



INSTITUT
POLYTECHNIQUE
DE PARIS

NNT : 2022IPPAE002

Thèse de doctorat



Amélioration de l'efficacité des accélérateurs laser-plasma

Thèse de doctorat de l'Institut Polytechnique de Paris
préparée à l'École nationale supérieure de techniques avancées

École doctorale n°626 École doctorale de l'Institut Polytechnique de Paris (EDIPP)
Spécialité de doctorat : Physique

Thèse présentée et soutenue à Palaiseau, le 5 janvier 2022, par

KOSTA OUBRERIE

Composition du Jury :

François Légaré Professeur, Institut National pour la Recherche Scientifique (Advanced Laser Light Source)	Président
Nicolas Delerue Chargé de Recherche, Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire (UMR 8607)	Rapporteur
Fabien Dorchies Directeur de Recherche, CEntre Lasers Intenses et Applications (UMR 5107)	Rapporteur
Xavier Davoine Ingénieur, Commissariat à l'Energie Atomique	Examineur
Sébastien Le Pape Chargé de Recherche, Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses (UMR 7605)	Examineur
Stéphane Sebban Directeur de Recherche, Laboratoire d'Optique Appliquée (UMR 7639)	Directeur de thèse
Cédric Thauray Chargé de Recherche, Laboratoire d'Optique Appliquée (UMR 7639)	Invité

За мого Деду.
À mon grand-père.

Remerciements

Je tiens d'abord à remercier Antoine Rousse, directeur du LOA à mon arrivée, pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire, puis Stéphane Sebban, son successeur et aussi mon directeur de thèse. Ils ont grandement contribué à faire de ce laboratoire un cadre particulièrement agréable, où l'ambiance conviviale a permis de construire un environnement propice à un travail collectif.

Je voudrais particulièrement remercier mon encadrant Cédric Thauray, qui m'a supporté pendant ces 3 années. Sa patience à mon égard, son enthousiasme quotidien et ses blagues (souvent moyennes, voire nulles) ont été salvatrices pour moi et ont largement contribué à me faire sentir comme chez moi au laboratoire. Sa disponibilité quand je rencontrais un problème ou sa pédagogie tout comme l'autonomie qu'il me laissait en ont fait l'encadrant idéal.

Un grand merci également aux gens de la Salle Jaune avec qui il a été très agréable de travailler ou tout simplement discuter : Julien, Adrien, Lena, Jean Philippe, Amar, Kim, Guillaume, Fabien, Sébastien, Pascal, toujours disponibles pour filer un coup de main quand il y avait besoin. Merci à Igor aussi pour tout le temps qu'il a passé à m'aider à faire tourner mes simulations ou à m'expliquer les siennes et pour tous les conseils qu'il m'a donné. Merci à Thomas et Adam pour l'aide afin de modéliser les buses ou toute autre partie mécanique d'une manip. Merci à Bernard et Sébastien pour la fabrication des dites parties mécaniques. Et merci enfin au secrétariat du LOA qui a été d'une aide extraordinairement efficace dans toutes les démarches administratives : Catherine, Patricia, Sandrine et Magali.

J'ai cotoyé d'autres thésards et postdocs durant mon séjour au LOA et je tenais à les remercier : Marco mon colocataire de bureau avec qui on a refait tous les débats France/Italie, Lorenzo qui a pris la relève italienne, Ronan mon second colocataire de bureau et qui prend ma suite durant sa thèse, Pablo pour les baskets (pas assez nombreux) que l'on a fait, Adeline, Slava, Céline, Julius, Lucas, Neil, Jean Baptiste, Thomas, Aimé, Gaurav, Alex, Max et Yuliia.

Merci à mes amis grâce à qui j'ai pu m'évader et me défouler quand j'en avais besoin

et enfin merci à ma soeur Klara, mes parents et mes grands-parents pour leur soutien infallible.

Table des matières

Remerciements	v
Introduction	1
1 Physique de l'accélération laser-plasma d'électrons	5
1.1 Propagation laser dans un plasma sous-dense	6
1.1.1 Formalisme de l'impulsion laser	6
1.1.2 Mécanismes d'ionisation	10
1.1.3 Propagation du laser dans un plasma sous-dense	12
1.2 L'accélération laser-plasma d'électrons	17
1.2.1 Régime linéaire	17
1.2.2 Régime non linéaire	22
1.2.3 Injection des électrons	27
1.2.4 Limitations et lois d'échelles	39
1.2.5 Caractéristiques des faisceaux d'électrons obtenus	42
2 Présentation du dispositif expérimental en Salle Jaune	43
2.1 Système laser	44
2.2 Dispositif expérimental	46
2.3 Diagnostics	46
2.3.1 Spectromètre d'électrons	46
2.3.2 Contrôle de la tache focale	48
2.3.3 Sideview	50
2.3.4 Topview	53
2.3.5 Haut flux	54
3 Mise en forme du plasma pour l'injection "par choc"	55
3.1 Enjeux de l'injection dans un gradient de densité	56

3.2	Notions d'hydrodynamique des jets de gaz	56
3.2.1	Détente d'un gaz dans une buse de type "de Laval"	56
3.2.2	Génération de chocs	59
3.2.3	Simulation Ansys Fluent	63
3.3	Système à deux buses	63
3.3.1	Simulations	65
3.3.2	Expériences	67
3.4	Buse avec un choc intégré	68
3.4.1	Simulations	68
3.4.2	Expériences	70
4	L'axiparabole : un nouvel outil pour l'optique à hautes intensités	79
4.1	Présentation de l'axiparabole	80
4.1.1	Le guidage plasma pour limiter la diffraction	80
4.1.2	Principe de l'axiparabole	82
4.2	Étude théorique de l'axiparabole	84
4.2.1	Distribution longitudinale en intensité	84
4.2.2	Distribution transverse en intensité	86
4.2.3	Vitesses de groupe et de phase	88
4.3	Applications à différentes axiparaboles	90
4.3.1	Simulation numérique de propagation d'une axiparabole	90
4.3.2	Études numériques de différentes axiparaboles	91
4.4	Contrôle de la propagation de la ligne focale	96
4.4.1	Contrôle de la vitesse de groupe	96
4.4.2	Applications aux axiparaboles simulées numériquement	99
4.4.3	Impact sur la vitesse de phase	101
4.4.4	Introduction de couplages spatio-temporels dans une chaîne laser	101
4.4.5	Mesure expérimentale de la vitesse de groupe avec et sans PFC	102
5	Accélération d'électrons dans un guide d'onde plasma	107
5.1	Formation du guide d'onde plasma	108
5.2	Axiparaboles utilisées	109
5.3	Premiers résultats expérimentaux	110
5.3.1	Caractérisation de la première axiparabole utilisée	110
5.3.2	Guidage	112

5.3.3	Vers une meilleure résolution de la densité électronique mesurée du plasma	113
5.4	Amélioration des résultats expérimentaux	115
5.4.1	Guidage avec injection par ionisation	115
5.4.2	Guidage avec injection contrôlée	122
	Conclusion	129
	Annexe	133
	Bibliographie	145

Introduction

Contexte

L'accélération d'électrons à haute énergie revêt une importance majeure pour plusieurs domaines scientifiques. Les électrons à haute énergie peuvent par exemple être utilisés dans le but d'étudier la physique des particules élémentaires ou de générer des faisceaux de rayons X intenses. Pour générer de tels électrons, les accélérateurs conventionnels utilisent des ondes radiofréquences pour accélérer des particules chargées à des vitesses relativistes. Cependant, le champ électrique accélérateur produit est limité à quelques dizaines de mégavolts par mètre, dû notamment à un phénomène de claquage. Il faut donc des installations de très grande taille pour atteindre des énergies suffisamment élevées. Ainsi, l'accélérateur linéaire de Stanford (SLAC), qui est l'accélérateur linéaire le plus long au monde, accélère des électrons jusqu'à 50 GeV sur 3.2 km. Des projets internationaux d'accélérateurs linéaires sont à l'étude aujourd'hui : le projet Tesla ou International Linear Collider (ILC) d'une longueur de 31 km qui permettrait de produire des faisceaux d'électrons de 500 GeV ou encore le projet Compact Linear Collider (CLIC) au Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire (CERN) capable d'accélérer les électrons à des énergies de 3 TeV sur une longueur de 50 km.

L'Accélération par Sillage Laser (Laser WakeField Acceleration ou LWFA) propose une alternative à cette problématique [1]. En effet, en tant que milieux ionisés, les plasmas ne sont pas sujets à ce claquage électrique et peuvent ainsi supporter des champs électriques de très grandes amplitudes ($10^3 - 10^4$ fois plus grands que les accélérateurs conventionnels). Une impulsion laser intense se propage dans un plasma, elle expulse les électrons hors de sa trajectoire et crée ainsi une cavité ionique dans son sillage. Cette cavité est associée à des champs électromagnétiques (de quelques centaines de gigavolts par mètre) qui permettent d'accélérer des électrons jusqu'à des énergies de quelques gigaélectronvolts en seulement quelques centimètres.

Depuis la première démonstration expérimentale d'un faisceau d'électrons quasi mo-

noénergétique dans le régime de bulles en 2004 [2, 3, 4], plusieurs étapes majeures ont été franchies dans le développement de l'accélération laser-plasma. La barrière de 1 GeV a été franchie deux ans plus tard grâce à un guidage plasma dans un capillaire à décharge [5]. L'énergie électronique la plus élevée obtenue à ce jour est d'environ 7.8 GeV, elle a été réalisée en 2020 [6]. De plus, de nombreux travaux ont été consacrés ces dernières années pour contrôler l'injection et ainsi améliorer la qualité et la stabilité des faisceaux d'électrons, notamment en termes de dispersion d'énergie et de charge. Plusieurs méthodes pour contrôler l'injection ont été développées, soit en façonnant le profil de densité du plasma [7, 8, 9, 10], soit en utilisant des impulsions laser supplémentaires [11, 12, 13, 14, 15] ou en utilisant différentes compositions de gaz [16, 17, 18]. Depuis lors, de nouveaux progrès ont été réalisés, qu'il s'agisse d'améliorer la qualité ou d'augmenter l'énergie du faisceau, mais une bonne qualité de faisceau couplée à de hautes énergies atteintes n'a encore jamais été obtenue à ce jour, à cause notamment de la difficulté d'incorporer ces techniques d'injection avec le guidage dans un capillaire à décharge.

Objectifs et structure du manuscrit

Dans ce contexte, le but principal de ma thèse a été de combiner une technique permettant d'augmenter l'énergie atteinte par les électrons avec des systèmes permettant le contrôle de leur injection. Ce travail se concentre principalement sur la comparaison expérimentale de ces différents systèmes pour améliorer les paramètres importants du faisceau d'électrons (charge et répartition de l'énergie, stabilité). Il montre aussi le développement d'une nouvelle technique de guidage qui s'affranchit des limites des solutions existantes et peut ainsi se conjuguer à des techniques d'injection contrôlée. Cela a permis de démontrer la production de faisceaux alliant une énergie élevée et une bonne qualité. Pour atteindre cet objectif, j'ai dû travailler sur l'optimisation de l'optique utilisée pour produire le guide d'onde, l'injection des électrons ainsi que la réalisation d'une cible longue. La structure du manuscrit est la suivante :

- Le chapitre 1 présente la théorie de la propagation des lasers dans un plasma sous-dense et le principe de l'accélération laser-plasma,
- Le chapitre 2 présente le dispositif expérimental de la Salle Jaune au Laboratoire d'Optique Appliquée (LOA) ainsi que les différents diagnostics utilisés lors des expériences,
- Le chapitre 3 présente différents systèmes que j'ai étudiés pour contrôler plus finement l'injection des électrons,
- Le chapitre 4 présente l'axiparabole, optique asphérique que j'ai étudiée en détail et

optimisée pour guider une impulsion laser dans un plasma et atteindre des énergies élevées pour les électrons,

- Le chapitre 5 présente les résultats expérimentaux de guidage d'abord sans injection puis combinés à deux techniques d'injection des électrons.

Chapitre 1

Physique de l'accélération laser-plasma d'électrons

Sommaire

1.1	Propagation laser dans un plasma sous-dense	6
1.1.1	Formalisme de l'impulsion laser	6
1.1.2	Mécanismes d'ionisation	10
1.1.3	Propagation du laser dans un plasma sous-dense	12
1.2	L'accélération laser-plasma d'électrons	17
1.2.1	Régime linéaire	17
1.2.2	Régime non linéaire	22
1.2.3	Injection des électrons	27
1.2.4	Limitations et lois d'échelles	39
1.2.5	Caractéristiques des faisceaux d'électrons obtenus	42

1.1 Propagation laser dans un plasma sous-dense

1.1.1 Formalisme de l'impulsion laser

Équations de l'électromagnétisme

Une impulsion laser est une onde électromagnétique dont la propagation dans un milieu est régie par les équations de Maxwell définies par :

$$\text{Maxwell - Gauss : } \quad \nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (1.1)$$

$$\text{Maxwell - Thomson : } \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1.2)$$

$$\text{Maxwell - Faraday : } \quad \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1.3)$$

$$\text{Maxwell - Ampère : } \quad \nabla \times \mathbf{B} = \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mu_0 \mathbf{j} \quad (1.4)$$

où \mathbf{E} , \mathbf{B} , ϵ_0 , μ_0 , ρ et \mathbf{j} sont respectivement les champs électrique et magnétique, la permittivité, la perméabilité du vide et la densité de charge, de courant du milieu. Notons également que ∇ représente le vecteur des dérivées partielles spatiales

$$\nabla = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right), \quad (1.5)$$

Les champs électrique et magnétique sont alors soumis à l'équation d'onde suivante :

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \mathbf{X} = 0 \quad (1.6)$$

avec $\mathbf{X} = \mathbf{E}$ ou \mathbf{B} et v la vitesse de propagation l'onde dans le milieu. Le flux d'énergie transporté par l'onde électromagnétique dans le vide est défini par le vecteur de Poynting :

$$\mathbf{S} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{\mu_0}. \quad (1.7)$$

La définition de l'intensité, soit le module du vecteur de Poynting moyenné sur une période d'oscillation du champ électromagnétique, permet de la lier au champ électrique de l'onde électromagnétique. On a alors pour une onde plane :

$$I = |\langle \mathbf{S} \rangle| = \left| \left\langle \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{\mu_0} \right\rangle \right| = \epsilon_0 c \langle E^2 \rangle \quad (1.8)$$

avec c la vitesse de la lumière dans le vide. Les champs électrique et magnétique \mathbf{E} et \mathbf{B} dérivent d'un potentiel scalaire Φ et d'un potentiel vecteur \mathbf{A} :

$$\mathbf{E} = -\nabla\Phi - \frac{\partial\mathbf{A}}{\partial t} \quad (1.9)$$

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}. \quad (1.10)$$

On utilise la jauge de Coulomb pour définir ces potentiels, soit

$$\nabla \cdot \mathbf{A} = 0. \quad (1.11)$$

Une impulsion laser délimitée par une enveloppe spatio-temporelle \mathbf{E}_{env} et \mathbf{B}_{env} est ainsi caractérisée par :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_{\text{env}}(\mathbf{r}, t) \cos[\omega_0 t - \mathbf{k}\mathbf{r} + \varphi_0(t)] \quad (1.12)$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{B}_{\text{env}}(\mathbf{r}, t) \cos[\omega_0 t - \mathbf{k}\mathbf{r} + \varphi_0(t)] \quad (1.13)$$

où ω_0 est la fréquence angulaire, \mathbf{k} est le vecteur d'onde avec $|\mathbf{k}| = \omega_0/c$ et $\varphi_0(t)$ est la phase de l'impulsion laser. Dans le cadre des impulsions laser ultra-courtes, le champ électrique est défini selon :

$$E_{\text{env}}(t) = E_0 e^{-t^2/\tau_e^2} \quad (1.14)$$

$$E(t) = E_{\text{env}}(t) \cos[\omega_0 t + \varphi_0(t)] \quad (1.15)$$

avec E_0 l'amplitude du champ d'enveloppe et τ_e la durée de l'impulsion laser en largeur à $1/e$ du champ électrique d'enveloppe. L'intensité et la durée FWHM de l'impulsion laser sont alors :

$$I = \frac{\epsilon_0 c}{2} |E_{\text{env}}|^2 \quad (1.16)$$

$$\tau_i = \sqrt{2 \ln(2)} \tau_e. \quad (1.17)$$

Ces différentes grandeurs sont illustrées sur la figure 1.1.

Faisceaux gaussiens

Utilisé en première approximation, dans une région proche du point focal, le profil de faisceau gaussien tridimensionnel est généralement utilisé comme solution de l'équa-

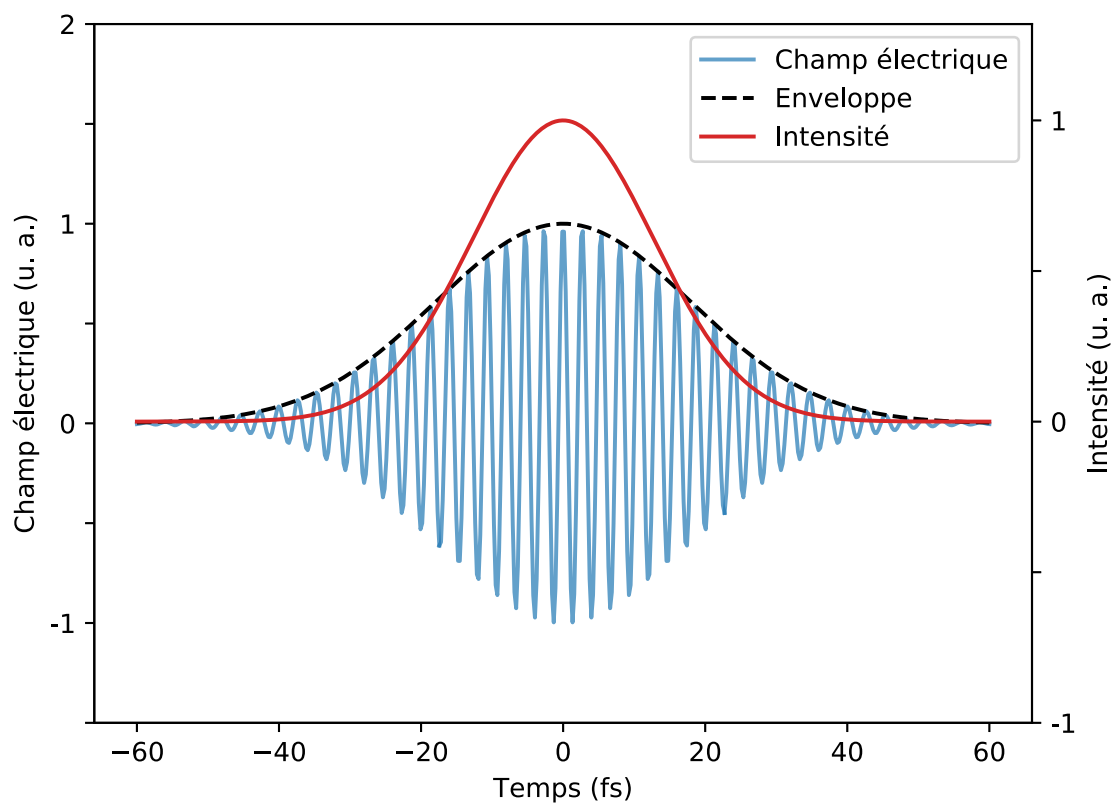


FIGURE 1.1 – Champ électrique E , enveloppe E_{env} et intensité I d'une impulsion laser de longueur d'onde $\lambda = 800$ nm, de phase nulle $\varphi_0 = 0$ et de durée FWHM de l'impulsion laser $\tau_i = 30$ fs

tion (1.6) :

$$\mathbf{E}(r, z, t) = \int E_0(\omega) e^{-\frac{r^2}{w(z)^2}} e^{-2 \ln(2) \frac{(z-ct)^2}{c^2 \tau_i^2}} \Re \left(e^{-i(kz-\omega t)} e^{i\left(\Phi_G(z) - \frac{kr^2}{2R(z)}\right)} \mathbf{u}_{\text{pol}} \right) d\omega \quad (1.18)$$

où \mathbf{u}_{pol} est le vecteur unité décrivant l'état de polarisation du laser dans le plan (x,y). Dans le cas d'une polarisation linéaire selon l'axe x, ce vecteur s'écrit $\mathbf{u}_{\text{pol}} = \mathbf{e}_x$ alors que dans le cas d'une polarisation circulaire, il s'écrit $\mathbf{u}_{\text{pol}} = 1/\sqrt{2}(\mathbf{e}_x + i\mathbf{e}_y)$.

On note $w(z)$ la distance au centre de l'axe du faisceau où l'amplitude du champ électrique est multipliée par $1/e$, ce qui correspond à une multiplication de l'intensité par $1/e^2$, aussi appelée la largeur du faisceau et ayant pour valeur minimale le waist w_0 :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (1.19)$$

où z_R est la longueur de Rayleigh. Celle-ci est définie comme la distance pour laquelle $w(\pm z_R) = \sqrt{2}w_0$ soit la distance pour laquelle l'intensité du faisceau est diminuée de moitié :

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (1.20)$$

avec λ la longueur d'onde de l'impulsion laser. Les variables $\Phi_G(z)$ et $R(z)$ sont respectivement la phase de Gouy et le rayon de courbure de l'enveloppe de l'impulsion laser et sont donnés par :

$$\Phi_G(z) = \arctan \left(\frac{z}{z_R} \right) \quad (1.21)$$

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_R}{z} \right)^2 \right] \quad (1.22)$$

Pour $z \gg z_R$, lorsque $w(z)$ croît linéairement, on peut définir l'angle de divergence du faisceau comme

$$\Theta = \frac{2\lambda}{\pi w_0}. \quad (1.23)$$

L'intensité de l'impulsion laser dans le plan focal, soit $z = 0$, s'exprime alors :

$$I_0 = \frac{2}{\tau_i} \sqrt{\frac{\ln(2)}{\pi}} \frac{2U_0}{\pi w_0^2} \quad (1.24)$$

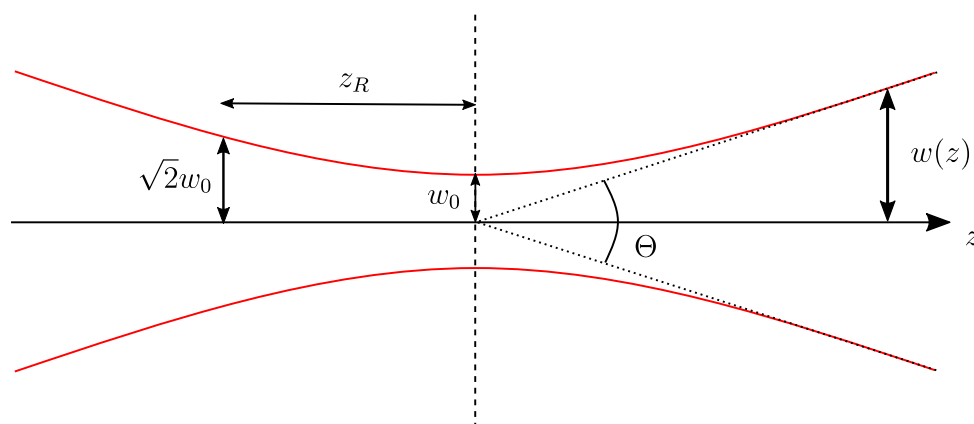


FIGURE 1.2 – Profil d'un faisceau gaussien autour du plan focal

avec U_0 l'énergie contenue dans l'impulsion laser. Les principales caractéristiques du faisceau gaussien sont représentées sur la figure 1.2.

1.1.2 Mécanismes d'ionisation

Les impulsions laser de haute intensité ont la capacité d'ioniser partiellement ou totalement la matière, ce qui permet de créer un plasma. Dans ce cas, il existe deux régimes d'ionisation observés (figure 1.3) : l'ionisation multi-photonique [19, 20] et l'ionisation par effet tunnel [21]. Ces régimes dépendent directement de l'intensité de l'impulsion laser I et sont délimités par le paramètre de Keldysh [22] :

$$\gamma_K = \omega_0 \frac{\sqrt{2m_e \epsilon_0 c}}{e} \sqrt{\frac{E_{e-n}}{I}} \quad (1.25)$$

avec E_{e-n} le champ électrique liant l'électron au noyau pour un atome d'hydrogène, m_e la masse électronique et e la charge élémentaire. L'ionisation est multi-photonique si $\gamma_K > 1$, et inversement elle est réalisée par effet tunnel lorsque $\gamma_K < 1$.

Dans le premier cas, pour $\gamma_K > 1$, soit pour des intensités laser relativement faibles, le potentiel de liaison de l'électron est faiblement affecté par le champ électrique du laser et l'énergie d'un photon n'est pas suffisante pour arracher l'électron par photo-ionisation, puisque si l'on compare l'énergie d'un photon pour une longueur d'onde de 800 nm et l'énergie de première ionisation de l'hydrogène, $E_{photon} = \hbar\omega_0 = 1.5 \text{ eV} < E_{ion} = 13.6 \text{ eV}$. Cependant, l'énergie totale transportée par plusieurs photons absorbés simultanément par l'atome peut déclencher l'ionisation. Dans le second cas, pour $\gamma_K < 1$, soit pour des intensités laser plus élevées, le potentiel de liaison de l'électron est fortement affecté par le champ électrique du laser. L'ionisation est alors assurée par le transport des

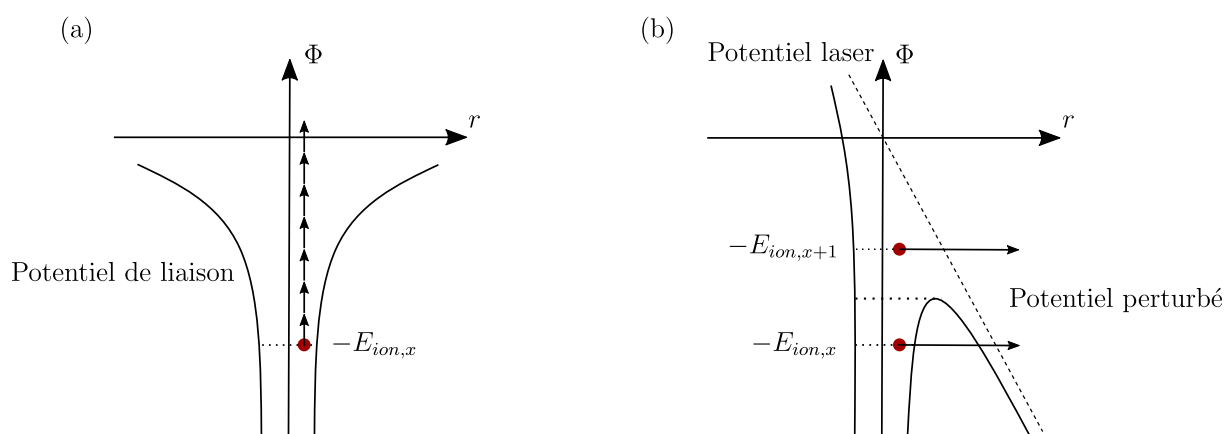


FIGURE 1.3 – Mécanismes d'ionisation : (a) Ionisation multi-photonique pour l'électron à $E_{ion,x}$ pour $\gamma_K > 1$. (b) Ionisation par effet tunnel pour l'électron à $E_{ion,x}$ et par suppression de barrière pour l'électron à $E_{ion,x+1}$ pour $\gamma_K \ll 1$

électrons à travers la barrière de potentiel par effet tunnel. Toutefois, si l'intensité laser est suffisamment forte $\gamma_K \ll 1$, la barrière de potentiel peut alors être totalement supprimée et les électrons sont libérés directement par le potentiel laser. Le seuil d'intensité nécessaire pour atteindre ce régime d'ionisation peut s'écrire [23] :

$$I_{ion}[\text{W.cm}^{-2}] = 4 \times 10^9 \frac{(E_{ion}[\text{eV}])^4}{Z^2} \quad (1.26)$$

où Z est le numéro atomique de l'espèce et E_{ion} est l'énergie d'ionisation pour l'électron considéré. Si $I > I_{ion}$, l'ionisation de ce niveau d'énergie est alors complète.

Dans ce tableau sont regroupés quelques niveaux d'ionisation des espèces utilisées durant les campagnes expérimentales :

Espèce	$E_{ion}[\text{eV}]$	$I_{ion}[\text{W.cm}^{-2}]$
H ⁺	13.6	1.4×10^{14}
He ⁺	24.6	1.4×10^{15}
He ²⁺	54.4	8.8×10^{15}
N ⁵⁺	97.9	7.5×10^{15}
N ⁶⁺	552.1	7.6×10^{18}
N ⁷⁺	667.1	1.6×10^{19}

On remarque que pour des intensités supérieures à $1 \times 10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$, les atomes d'hydrogène et d'hélium sont entièrement ionisés par suppression de la barrière de potentiel avec un écart de plus de 2 ordres de grandeur, tandis que les éléments plus lourds comme l'azote sont partiellement ionisés.

1.1.3 Propagation du laser dans un plasma sous-dense

Paramètres caractéristiques d'un plasma

Un plasma est un mélange constitué d'électrons libres et d'ions, les couplages entre ces particules chargées et les champs électromagnétiques qui se propagent dans le plasma vont exciter différentes ondes, on va s'intéresser ici à la dynamique électronique qui résulte de ces couplages. On suppose un plasma froid, non collisionnel et globalement neutre. La force de rappel d'un électron libre déplacé de son état d'équilibre s'écrit $\mathbf{F} = -e\mathbf{E}$, où \mathbf{E} est le champ électrique induit par le déséquilibre créé par le déplacement de l'électron en négligeant les effets du champ magnétique \mathbf{B} . En revenant vers sa position initiale, celui-ci accroît son énergie cinétique, ce qui entraîne un mouvement d'oscillation autour de sa position d'équilibre, caractérisé par ce qu'on appelle la pulsation plasma :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}} \quad (1.27)$$

avec n_e la densité électronique du plasma. Étant donnés leurs masses, les ions sont considérés comme immobiles sur l'échelle de temps caractéristique propre aux mouvements des électrons. À partir de ce paramètre, on peut également définir la longueur d'onde plasma :

$$\lambda_p [\mu\text{m}] = \frac{2\pi c}{\omega_p} = \frac{3.34 \times 10^{10}}{\sqrt{n_e [\text{cm}^{-3}]}}. \quad (1.28)$$

La pulsation plasma permet de définir un principe de base de la propagation d'une impulsion laser dans un plasma. Si $\omega_0 > \omega_p$, la réponse temporelle d'adaptation du plasma à la perturbation causée par l'impulsion laser est plus longue que la période optique du laser lui-même, celui-ci peut donc se propager dans le plasma. Cependant, dans le cas contraire, si $\omega_0 < \omega_p$, le mouvement des électrons est plus rapide et s'adapte aux oscillations du champ électrique de l'impulsion laser, celle-ci ne peut donc pas se propager et elle est réfléchi.

Relation de dispersion dans un plasma

En associant les équations de Maxwell-Faraday (1.3) et de Maxwell-Ampère (1.4), on obtient l'équation de propagation suivante :

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \left(\frac{\omega_p^2}{c^2} - \frac{\omega_0^2}{c^2} \right) \mathbf{E} \quad (1.29)$$

dont découle la relation de dispersion d'une onde plane électromagnétique monochromatique dans un plasma froid :

$$k^2 = \frac{\omega_p^2}{c^2} - \frac{\omega_0^2}{c^2}. \quad (1.30)$$

On retrouve dans cette expression les caractéristiques qui définissent la propagation d'un laser dans un plasma. En effet, on peut définir la densité critique qui va indiquer si l'impulsion laser se propage ou non dans le plasma considéré :

$$n_c[\text{cm}^{-3}] = \frac{\omega_0^2 m_e \epsilon_0}{e^2} = \frac{1.11 \times 10^{21}}{\lambda_0[\mu\text{m}]}. \quad (1.31)$$

On retrouve les mêmes conditions que dans le paragraphe précédent :

- si $n_e < n_c$ (soit $\omega_0 > \omega_p$), k est réel, le laser se propage dans le plasma et on dit que celui-ci est sous-dense
- si $n_e > n_c$ (soit $\omega_0 < \omega_p$), k est imaginaire pur, l'onde est évanescence, le laser est réfléchi par le plasma et on dit que celui-ci est surdense.

Pour la longueur d'onde utilisée lors des expériences réalisées pendant cette thèse, soit $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$, la densité critique n_c est égale à $1.73 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. Comme les densités expérimentales sont toutes de l'ordre de $10^{18/19} \text{ cm}^{-3}$, le plasma sera toujours considéré comme sous-dense par la suite. Pour compléter cette description de la propagation d'une impulsion laser dans un plasma, les vitesses de phase v_{ph} et de groupe v_g sont définies grâce à l'indice de réfraction du plasma η :

$$v_{ph} = \frac{\omega_0}{k} = \frac{c}{\eta}, \quad (1.32)$$

$$v_g = \frac{d\omega_0}{dk} = \eta c, \quad (1.33)$$

$$\eta = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2}} = \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}}. \quad (1.34)$$

Comme le plasma est sous-dense dans notre cas, l'indice de réfraction est toujours inférieur à 1, la vitesse de groupe est donc toujours inférieure à la vitesse de la lumière dans le vide c , alors que la vitesse de phase est toujours supérieure à c . Dans les expériences d'accélération laser-plasma d'électrons, la vitesse de ces derniers est liée à la vitesse de groupe de l'impulsion laser comme nous le verrons au paragraphe 1.2.4. Elle doit être la plus proche possible de c et l'indice de réfraction η proche de 1, cela induit une densité électronique n_e la plus faible possible.

Interaction avec un électron

Le mouvement relativiste d'un électron dans une onde électromagnétique (\mathbf{E}, \mathbf{B}) de pulsation ω_0 est décrit par les forces de Lorentz et de Laplace :

$$\frac{d}{dt}(m_e \gamma \mathbf{v}_e) = -e(\mathbf{E} + \mathbf{v}_e \times \mathbf{B}) \quad (1.35)$$

où \mathbf{v}_e est la vitesse de l'électron et $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ où $\beta = v_e/c$ est le facteur de Lorentz correspondant. Dans le cas non relativiste ($v_e \ll c, \gamma \approx 1$), la force de Laplace peut être négligée par rapport à la force de Lorentz ($v_e B = \frac{v_e}{c} E \ll E$) et l'équation (1.35) devient :

$$\frac{d}{dt}(m_e \mathbf{v}_e) = -e\mathbf{E}. \quad (1.36)$$

En considérant une vitesse électronique initiale nulle et une amplitude du champ électrique d'enveloppe E_0 , la vitesse maximale que peut atteindre l'électron dans le champ électromagnétique est :

$$v_{e \max} = \frac{e|\mathbf{E}_0|}{m_e \omega_0}. \quad (1.37)$$

Quand cette vitesse maximale est proche de la vitesse de la lumière dans le vide c , l'électron atteint des énergies relativistes et la force de Laplace ne peut plus être négligée. Le potentiel vecteur normalisé peut alors être défini comme un critère d'appartenance aux régimes classique ou relativiste :

$$a_0 = \frac{e|\mathbf{E}_0|}{m_e c \omega_0} = \frac{e|\mathbf{A}_0|}{m_e c} = 0,85 \sqrt{I_0 [\times 10^{18} \text{ W.cm}^{-2}]} \lambda [\mu\text{m}] \quad (1.38)$$

Le cas $a_0 < 1$ correspond à un régime classique dans le champ électrique de l'impulsion laser, tandis que le cas $a_0 > 1$ correspond à un régime relativiste. Ce régime est atteint pour une intensité laser $I_0 = 2.2 \times 10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$ pour un laser de type Ti:Sa ($\lambda = 800 \text{ nm}$), comme celui utilisé en "Salle Jaune" au LOA. Ces lasers sont généralement utilisés pour l'accélération laser-plasma d'électrons.

Force pondéromotrice Dans le champ d'une impulsion laser, les électrons vont osciller à la fréquence du laser : dans le cas d'une onde plane, ils vont osciller longitudinalement sans gain d'énergie. En revanche, dans le cas d'une impulsion laser de taille finie, les électrons vont être expulsés en moyenne vers les zones de plus faible intensité, la force moyennée sur la période temporelle du laser est appelée force pondéromotrice. C'est une

force non linéaire exercée sur une particule chargée par un champ électromagnétique oscillant non homogène. On peut calculer cette force dernière dans le régime non relativiste : l'énergie cinétique maximale que peut atteindre un électron sous l'effet du champ électrique de l'impulsion laser dans ce régime est $E_{e,laser} = m_e |v_e|^2 / 2$ d'après l'équation (1.37). En moyennant sur la période laser T , on obtient le potentiel pondéromoteur :

$$U_p = \langle E_{e,laser} \rangle_T = \frac{e^2}{4m_e \omega_0^2} |E_0|^2 \propto I_0 \lambda_0^2. \quad (1.39)$$

On remarque que ce potentiel est proportionnel à l'intensité de l'impulsion laser, il est donc plus élevé au centre de l'impulsion que sur ses bords. On peut alors définir la force pondéromotrice non relativiste comme la dérivée spatiale du potentiel pondéromoteur :

$$\mathbf{F}_p = -\nabla U_p = -\frac{e^2}{4m_e \omega_0^2} \nabla E_0^2 = -\frac{e^2}{4m_e} \nabla A_0^2. \quad (1.40)$$

Cette force est proportionnelle au gradient de l'intensité laser. Comme indiqué plus haut, les électrons sont repoussés des régions où l'intensité laser est élevée. Dans le régime relativiste, l'expression de la force pondéromotrice est plus complexe [24] :

$$\mathbf{F}_p = -\frac{e^2}{2m_e \langle \gamma \rangle} \nabla \langle A_0^2 \rangle. \quad (1.41)$$

Auto-focalisation Un des premiers effets de la force pondéromotrice est d'entraîner l'auto-focalisation du laser pour $a_0 > 1$. Une impulsion laser ultra-intense est auto-focalisée lors de sa propagation dans un plasma sous-dense. La force pondéromotrice expulse les électrons hors de l'axe de propagation du laser, ce qui génère un gradient de densité électronique avec une densité faible sur l'axe. D'après la définition de l'indice de réfraction d'un plasma (1.34), cela crée un profil radial avec un indice plus élevé sur l'axe et moins élevé hors axe : le plasma agit alors comme une lentille convergente. L'impulsion laser est auto-focalisée, ce qui fait augmenter son intensité sur l'axe et par conséquent l'effet de la force pondéromotrice, entraînant une baisse de la densité électronique sur l'axe et renforçant le phénomène d'auto-focalisation. Cette dernière est utilisée pour contrer la diffraction que subit l'impulsion laser, permettant ainsi de conserver une intensité élevée sur une distance plus grande que la longueur de Rayleigh.

Ces variations de densité électronique $\tilde{n}_e(r, z)$ vont modifier localement la définition de

l'indice de réfraction du plasma, celle-ci devient en première approximation [25]

$$\eta(r, z) = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2 \tilde{n}_e(r, z)}{\omega_0^2 \gamma n_e}} \approx 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\omega_p}{\omega_0} \right)^2 \left(1 - \frac{a_0^2(r, z)}{2} + \frac{\delta n_e(r, z)}{n_e} \right) \quad (1.42)$$

avec $\delta n_e(r, z) = \tilde{n}_e(r, z) - n_e$ la variation de densité due aux effets de la force pondéromotrice. En réalité, le terme relativiste $a_0^2(r, z)/2$, qui apparaît avec l'augmentation de la masse des électrons aux énergies relativistes, devient prédominant par rapport à l'auto-focalisation pondéromotrice. La puissance critique pour atteindre le régime d'auto-focalisation relativiste est alors donnée par [26] :

$$P_c[GW] \simeq 17,4 \left(\frac{\omega_0}{\omega_p} \right)^2. \quad (1.43)$$

Ce paramètre régit le régime d'auto-focalisation : si $P < P_c$, le laser est diffracté et ne peut pas être auto-focalisé, si $P > P_c$, l'impulsion laser est focalisée lors de sa propagation dans le plasma. L'évolution de la taille radiale du faisceau laser quand il est soumis à l'auto-focalisation est donnée par :

$$\frac{w^2(z)}{w_0^2} = 1 + \left(1 - \frac{P}{P_c} \right) \frac{z^2}{z_R^2}. \quad (1.44)$$

Dans les expériences présentées dans cette thèse, les conditions expérimentales ($n_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$) indiquent une puissance critique d'environ 3 TW, qui est largement atteinte avec le système laser de la "Salle Jaune" du LOA.

Auto-compression En plus de l'auto-focalisation, l'impulsion laser subit une auto-compression due au terme pondéromoteur $\delta n_e(r, z)/n_e$. En effet, l'arrière du faisceau laser rencontre un gradient de densité électronique descendant et a alors une vitesse de groupe plus élevée que l'avant du faisceau et cela résulte alors en une auto-compression de l'impulsion laser [27, 28].

Décalage spectral Le terme relativiste $a_0^2(r, z)/2$ est aussi responsable d'un décalage spectral de l'impulsion laser, appelée l'auto-modulation de phase relativiste [27]. Cela induit un élargissement spectral vers le rouge à l'avant de l'impulsion et vers le bleu à l'arrière de l'impulsion.

1.2 L'accélération laser-plasma d'électrons

1.2.1 Régime linéaire

Après avoir présenté brièvement les mécanismes et phénomènes généraux de l'interaction laser-plasma, nous allons maintenant nous intéresser plus spécifiquement à l'accélération laser-plasma d'électrons. Pour présenter les phénomènes collectifs qui y sont associés, il nous faut introduire l'équation de Vlasov qui décrit l'évolution de la fonction de distribution des particules soumises à un champ électromagnétique. En négligeant les collisions, la fonction de distribution électronique f_e évolue selon :

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) f_e - \frac{e}{m_e} ((\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \nabla_{\mathbf{v}}) f_e = 0 \quad (1.45)$$

où f_e (ou $f_e(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$) est la fonction qui donne la probabilité de trouver un électron à l'instant t , à la position \mathbf{r} et ayant une vitesse \mathbf{v} , et

$$\nabla_{\mathbf{v}} = \left(\frac{\partial}{\partial v_x}, \frac{\partial}{\partial v_y}, \frac{\partial}{\partial v_z} \right). \quad (1.46)$$

On peut alors déterminer, à partir des moments successifs de l'équation de Vlasov, les grandeurs macroscopiques fluides telles que la densité électronique $n_e(\mathbf{r}, t)$, la vitesse électronique $\mathbf{v}_e(\mathbf{r}, t)$ et la pression électronique $P_e(\mathbf{r}, t)$:

$$n_e(\mathbf{r}, t) = \int f_e(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} \quad (1.47)$$

$$\mathbf{v}_e(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{n_e(\mathbf{r}, t)} \int f_e(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \mathbf{v} d\mathbf{v} \quad (1.48)$$

$$P_e(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{3} m_e \int (\mathbf{v} - \mathbf{v}_e(\mathbf{r}, t))^2 f_e(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} \quad (1.49)$$

Les équations de conservation de la masse et du mouvement s'écrivent à l'aide des définitions (1.45), (1.47) et (1.48) :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot (n_e \mathbf{v}_e) = 0 \quad (1.50)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}_e}{\partial t} + (\mathbf{v}_e \cdot \nabla) \mathbf{v}_e = -\frac{e}{m_e} (\mathbf{E} + \mathbf{v}_e \times \mathbf{B}) \quad (1.51)$$

avec $\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 - \nabla \Phi$ où $\mathbf{E}_1 = -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}$ est le champ électrique du laser et $\nabla \Phi$ le champ électrique généré par l'onde plasma. En moyennant sur une période laser, l'équation (1.51) devient

après linéarisation

$$\frac{\partial \langle \mathbf{v}_e \rangle}{\partial t} = \frac{e}{m_e} \nabla \Phi - \frac{c^2}{2} \nabla \langle a^2 \rangle \quad (1.52)$$

où l'on reconnaît le potentiel électrostatique qui induit une oscillation plane ainsi que la force pondéromotrice $\langle a^2 \rangle$. L'équation de Poisson va ensuite nous permettre de montrer comment la force pondéromotrice va exciter une onde plasma :

$$-\nabla^2 \Phi = \frac{\rho_e}{\epsilon_0} \quad (1.53)$$

avec $\rho_e = -e(n_e - n_0)$ la densité de charge, n_0 la densité des ions fixes et $n_e = n_0 + \delta n$ la densité électronique. Dans la jauge de Coulomb, celle-ci peut aussi s'écrire :

$$\nabla^2 \Phi = \frac{e}{\epsilon_0} (n_e - n_0) = \frac{en_0}{\epsilon_0} \left(\frac{\delta n}{n_0} \right). \quad (1.54)$$

En supposant que la perturbation de densité est faible ($\delta n \ll n_0$) et en linéarisant l'équation (1.50), on obtient

$$\frac{\partial \delta n}{\partial t} + n_0 \nabla \cdot \langle \mathbf{v}_e \rangle = 0 \quad (1.55)$$

On dérive cette équation à l'aide des équations (1.52) et (1.54), ce qui donne une équation différentielle d'ordre 2 sur $\delta n/n_0$:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_p^2 \right) \frac{\delta n}{n_0} = \frac{c^2}{2} \nabla^2 \langle a^2 \rangle \quad (1.56)$$

On reconnaît une équation propre à un oscillateur de fréquence ω_p excité par la force pondéromotrice proportionnelle à $c^2 \nabla^2 \langle a^2 \rangle / 2$. La force de cette excitation sera donc maximale lorsque que l'enveloppe du champ laser est en résonance avec cet oscillateur. En définissant le potentiel électrostatique normalisé $\phi = e\Phi / (m_e c^2)$, l'équation de Poisson (1.54) devient

$$\nabla^2 \phi = \left(\frac{\omega_p}{c} \right)^2 \frac{\delta n}{n_0}. \quad (1.57)$$

L'équation (1.56) qui décrit l'onde générée par le laser s'écrit

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_p^2 \right) \phi = \frac{\omega_p^2}{2} \langle a^2 \rangle. \quad (1.58)$$

On procède ensuite à un changement de référentiel : de celui du laboratoire à celui du champ laser en faisant le changement de variable suivant $(z, t) \rightarrow (\xi = z - v_g t, \tau = t)$.

L'équation (1.58) devient alors :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial \tau^2} + v_g^2 \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} - 2v_g \frac{\partial^2}{\partial \tau \partial \xi} + \omega_p^2 \right) \phi = \frac{\omega_p^2}{2} \langle a^2 \rangle \quad (1.59)$$

En faisant l'approximation quasi-statique, où l'on suppose que le champ laser est stationnaire sur l'échelle de temps durant laquelle l'électron traverse l'impulsion laser soit $\partial/\partial t \ll v_g \partial/\partial \xi$, cette équation devient [29] :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + k_p^2 \right) \phi = \frac{k_p^2}{2} \langle a^2 \rangle \quad (1.60)$$

avec le nombre d'onde plasma $k_p = \omega_p/v_g$. On écrit alors le potentiel normalisé sous la forme :

$$\phi(r, \xi) = -\frac{k_p}{4} \int_{\xi}^{+\infty} a^2(r, \xi') \sin(k_p(\xi - \xi')) d\xi' \quad (1.61)$$

soit en considérant une impulsion laser d'enveloppe gaussienne transverse et longitudinale (1.18) :

$$\phi(r, \xi) = -\sqrt{\pi} a_0^2 \frac{k_p l_0}{4} e^{-\frac{k_p^2 l_0^2}{4}} e^{-\frac{2r^2}{w_0^2}} \sin(k_p \xi) \quad (1.62)$$

avec $l_0 = c\tau_0/(2\sqrt{\ln(2)})$ la dimension longitudinale en $1/e^2$ de l'impulsion laser.

L'onde est donc une oscillation sinusoïdale de la densité électronique derrière l'impulsion laser : c'est le sillage plasma. On peut calculer les champs électriques transverse $E_r(r, \xi)$ et longitudinal $E_z(r, \xi)$:

$$E_r(r, \xi) = -\frac{\partial \phi}{\partial r} = -E_0 \sqrt{\pi} a_0^2 \frac{r l_0}{w_0^2} e^{-\frac{k_p^2 l_0^2}{4}} e^{-\frac{2r^2}{w_0^2}} \sin(k_p \xi) \quad (1.63)$$

$$E_z(r, \xi) = -\frac{\partial \phi}{\partial \xi} = E_0 \sqrt{\pi} a_0^2 \frac{k_p l_0}{4} e^{-\frac{k_p^2 l_0^2}{4}} e^{-\frac{2r^2}{w_0^2}} \cos(k_p \xi) \quad (1.64)$$

avec $E_0 = m_e c \omega_p / e$. En unités pratiques, ce champ électrique peut s'exprimer comme [30]

$$E_0 [\text{GV.m}^{-1}] = 96 \sqrt{n_e [\times 10^{18} \text{ cm}^{-3}]} \quad (1.65)$$

La perturbation de densité s'exprime quant à elle grâce à :

$$\frac{\delta n}{n_e} = -\frac{1}{k_p^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \xi^2} = E_0 \sqrt{\pi} a_0^2 \frac{l_0}{4} e^{-\frac{k_p^2 l_0^2}{4}} e^{-\frac{2r^2}{w_0^2}} \sin(k_p \xi) \quad (1.66)$$

Grâce à ses expressions, on peut représenter les différentes quantités exprimées dans le

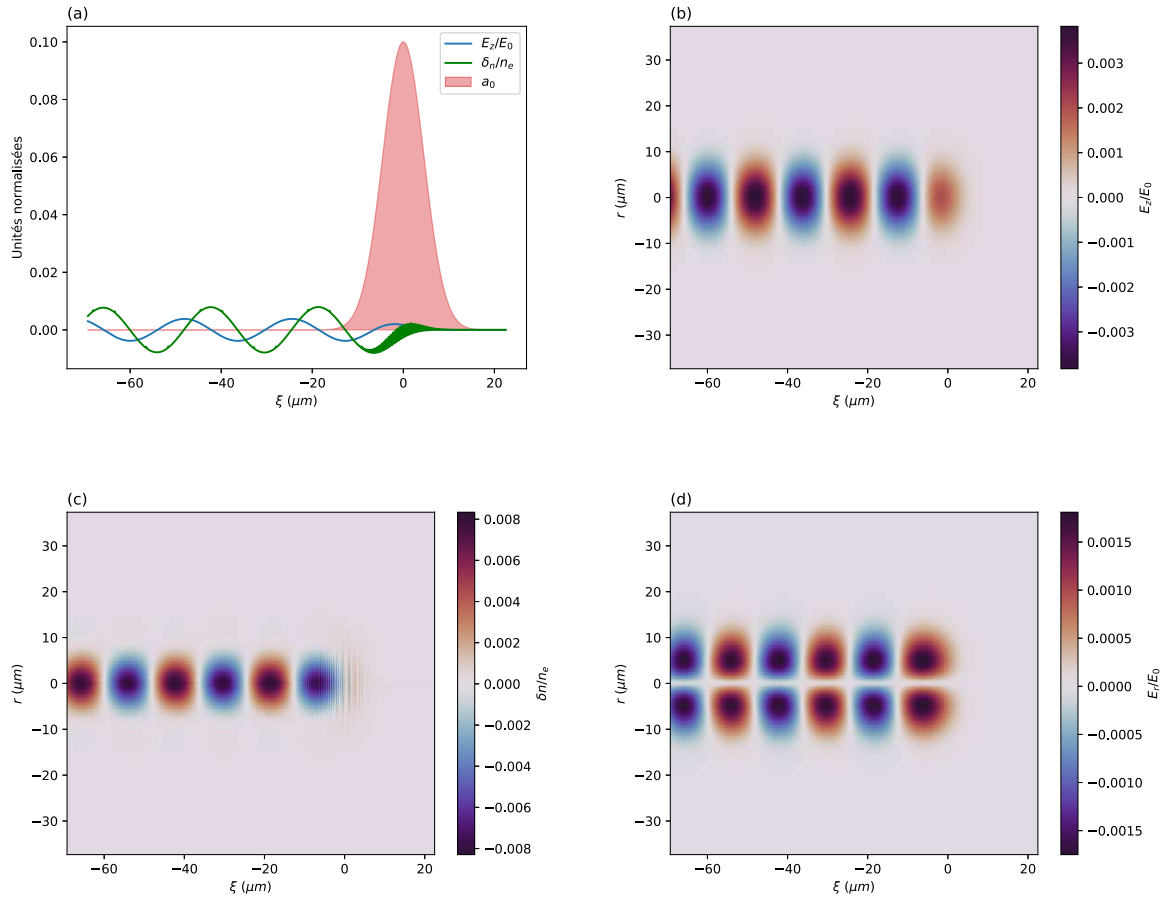


FIGURE 1.4 – Paramètres du sillage dans le régime linéaire pour $a_0 = 0, 1$ et $n_e = 2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$: l'impulsion laser se déplace de la gauche vers la droite et se situe en $k_p \xi = 0$. (a) Potentiel vecteur normalisé a_0 , champ électrique longitudinal $E_z(r, \xi)/E_0$ et perturbation de la densité électronique sur l'axe. Cartes bidimensionnelles du champ électrique longitudinal $E_z(r, \xi)/E_0$ (b), de la perturbation de densité électronique du plasma $\delta n/n_e$ (c) et du champ électrique radial $E_r(r, \xi)/E_0$ (d). À titre de comparaison, toutes les données sur l'onde de sillage produites par l'impulsion laser sont issues de simulations FBPIC [31].

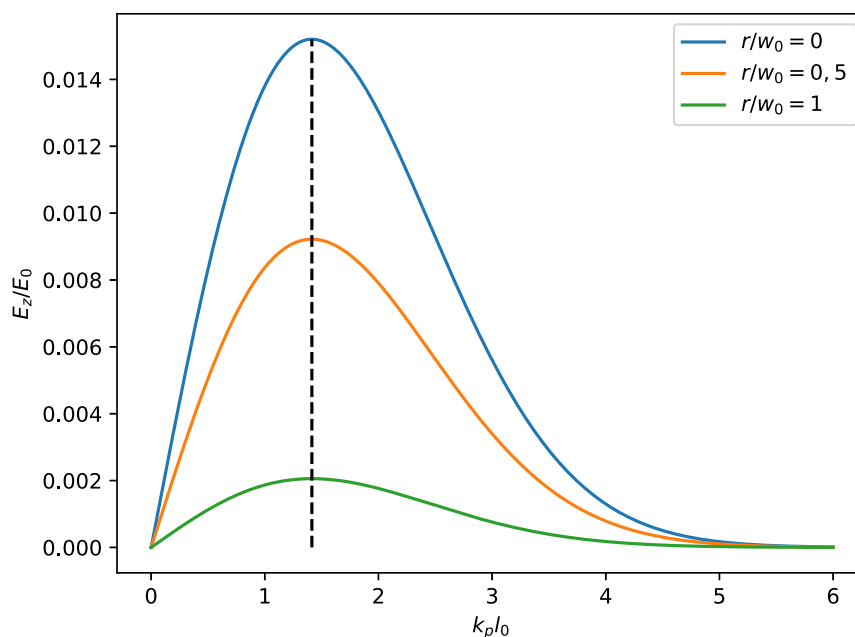


FIGURE 1.5 – Champ longitudinal calculé pour plusieurs valeurs de r/w_0 . La ligne pointillée correspond à la valeur $k_p l_0 = \sqrt{2}$.

régime linéaire de sillage laser. Les figures 1.4b et 1.4d représentent les champs électriques longitudinal E_z/E_0 et radial E_r/E_0 normalisés. Sur ces deux figures, le champ électrique est accélérateur ou convergent dans les régions rouges (champ négatif) et décélérateur ou divergent dans les régions bleues (champ positif) pour un électron. On peut donc repérer, à l'aide de ces deux cartes de champ, 4 zones différentes : accélératrice/divergente, accélératrice/convergente, décélératrice/divergente et décélératrice/convergente. La figure 1.4c représente la perturbation de densité résultant de l'onde de sillage créée par l'impulsion laser. Quant à la figure 1.5, elle montre le champ électrique longitudinal pour différentes positions radiales par rapport à l'axe de propagation du laser. Elle met ainsi en lumière un phénomène de résonance de la réponse du plasma en fonction des dimensions spatiales de l'impulsion laser pour $k_p l_0 = \sqrt{2}$. Pour un laser de 30 fs (typique des impulsions laser délivrées par un système Ti :Sa), l'onde de sillage est optimale à une densité plasma d'environ $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Toutefois, lors de la propagation dans le plasma, l'autocompression va réduire la durée de l'impulsion laser, ce qui va induire une augmentation de la densité résonante. De plus, dès que a_0 est proche de 1, l'approximation linéaire n'est plus valide et le régime de sillage se trouve modifié.

1.2.2 Régime non linéaire

Modèle unidimensionnel

Comme précisé précédemment, le cas $a_0 > 1$ correspond à un régime relativiste. Dans ce régime, les équations (1.50) et (1.51), détaillées dans la section précédente, deviennent

$$\frac{1}{c} \frac{d\mathbf{u}}{dt} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{a}}{\partial t} + \frac{1}{c} \nabla \phi - \frac{1}{\gamma} \mathbf{u} \times \nabla \times \mathbf{a} \quad (1.67)$$

$$\frac{\partial \delta n}{\partial t} + n_0 \frac{c}{\gamma} \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (1.68)$$

avec $\mathbf{u} = \gamma v_e/c$ la vitesse électronique normalisée et

$$\gamma = \frac{\sqrt{1+a^2}}{\sqrt{1+\beta_z^2}} = \sqrt{1+a^2+u_z^2}. \quad (1.69)$$

En posant l'hypothèse quasi-stationnaire, les équations (1.67), (1.68) et (1.54) deviennent [32] :

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial \xi^2} = \frac{k_p^2}{2} \left(\frac{1+a^2}{(1+\phi)^2} - 1 \right) \quad (1.70)$$

On remarque, qu'en supposant $a \ll 1$ et ϕ proche de 0, on retrouve l'équation (1.60). Cependant, pour $a > 1$, le régime linéaire n'est plus valide. Une résolution unidimensionnelle numérique de cette équation est possible et permet de mieux appréhender la physique de l'interaction dans le régime non linéaire. Sur la figure 1.6, on remarque que l'onde plasma non linéaire n'est plus sinusoïdale et que le champ électrique longitudinal présente un profil en dents de scie. Sur la majeure partie de la période plasma, ce dernier est quasi-linéaire et la variation de densité électronique est quasi-nulle. Les pics de densité électronique sont dus à l'accumulation d'électrons de vitesse proche de la vitesse de groupe de l'impulsion laser dans le plasma v_g .

Lorsque l'onde plasma est initiée par une impulsion laser d'amplitude suffisamment élevée, les électrons peuvent atteindre des vitesses supérieures à v_g : ce phénomène est appelé onde de déferlement. Le champ électrique longitudinal maximal atteint par l'onde plasma avant la limite de déferlement est donné par $E_{z,max} = \sqrt{2(\gamma_p - 1)}E_0$ [33] avec $\gamma_p = 1/\sqrt{1 - (v_g/c)^2}$ le facteur relativiste de l'onde plasma.

Dans cette étude unidimensionnelle, les phénomènes transverses et l'évolution du laser sont ignorés. Des outils numériques Particle In Cell (PIC) [34, 35], basés sur la théorie cinétique des plasmas, ont été développés pour modéliser ce type d'interaction laser-plasma en prenant en compte les effets multi-dimensionnels et l'évolution temporelle de

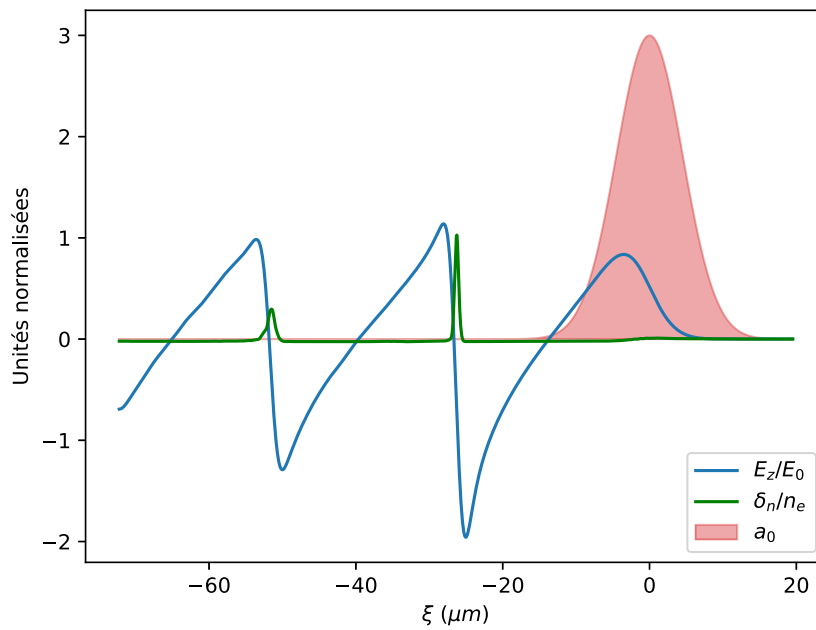


FIGURE 1.6 – Paramètres du sillage dans le régime linéaire pour $a_0 = 3$ et $n_e = 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ [31] : l'impulsion laser se déplace de la gauche vers la droite et se situe en $k_p \xi = 0$. Potentiel vecteur normalisé a_0 , champ électrique longitudinal $E_z(r, \xi)/E_0$ et perturbation de la densité électronique sur l'axe.

l'impulsion laser.

Régime de la bulle

Lorsque $a \gg 1$ et que les paramètres du plasma sont résonants avec ceux du laser, soit $k_p w_0 = \sqrt{2}a_0$ et $k_p l_0 = \sqrt{2}$ [36], les électrons sont repoussés hors de l'axe de propagation du laser par la force pondéromotrice et forment une région vide de tout électron, à l'arrière de l'impulsion laser. Les électrons, une fois repoussés hors de l'axe de propagation du laser, sont ramenés par la force de rappel créée par la cavité ionique et ferment cette structure, créant ainsi une sorte de cavité ou bulle, d'où le nom de ce phénomène : le régime de la bulle [37, 38, 39] représenté à la figure 1.7. À l'intérieur de celle-ci règnent des champs électriques accélérateurs extrêmement intenses où vont être injectés les électrons pour atteindre des énergies élevées. Le rayon de cette structure auto-guidée accélératrice pour les électrons a pu être estimée grâce à des simulations PIC [36] :

$$r_b = \frac{2\sqrt{a_0}}{k_p} \quad (1.71)$$

En supposant que la cavité est parfaitement sphérique dans l'approximation quasi-statique, on peut obtenir les expressions du potentiel normalisé et des champs électriques transverse et longitudinal ainsi que les forces associées à ces champs dans le référentiel de l'impulsion laser (r, θ, ξ) [38, 39, 40, 41] :

$$\phi = -\frac{k_p^2}{8} (\xi^2 + r^2) \quad (1.72)$$

$$\frac{E_z}{E_0} = \frac{k_p}{2}\xi \quad \text{et} \quad \mathbf{F}_z = -\frac{m_e \omega_p^2}{2}\xi \mathbf{e}_z \quad (1.73)$$

$$\frac{E_r}{E_0} = \frac{k_p}{4}r \quad \text{et} \quad \mathbf{F}_r = -\frac{m_e \omega_p^2}{2}r \mathbf{e}_r \quad (1.74)$$

L'expression de la force longitudinale régnant à l'intérieur de la bulle permet de remarquer que les électrons peuvent être accélérés à l'arrière de la bulle (soit lorsque $\xi < 0$) et décélérés à l'avant de la bulle (soit lorsque $\xi > 0$). Quant à la force transverse exercée sur les électrons, elle ne dépend pas de ξ et focalise les électrons à l'intérieur de la cavité : le faisceau d'électrons est donc confinée dans la bulle une fois injecté. Comme on connaît la taille de la bulle grâce à l'équation (1.71), on peut estimer le champ électrique longitudinal maximal atteint dans ce régime pour $\xi = \pm r_b$, soit $|E_{z,max}| = 96\sqrt{a_0} n_0 [\text{cm}^{-3}] = \sqrt{a_0} E_0$, il est alors supérieur au champ E_0 . De plus, à titre de comparaison, le champ électrique longitudinal maximal varie avec $\sqrt{a_0}$ dans le régime non linéaire au lieu de a_0^2 dans le

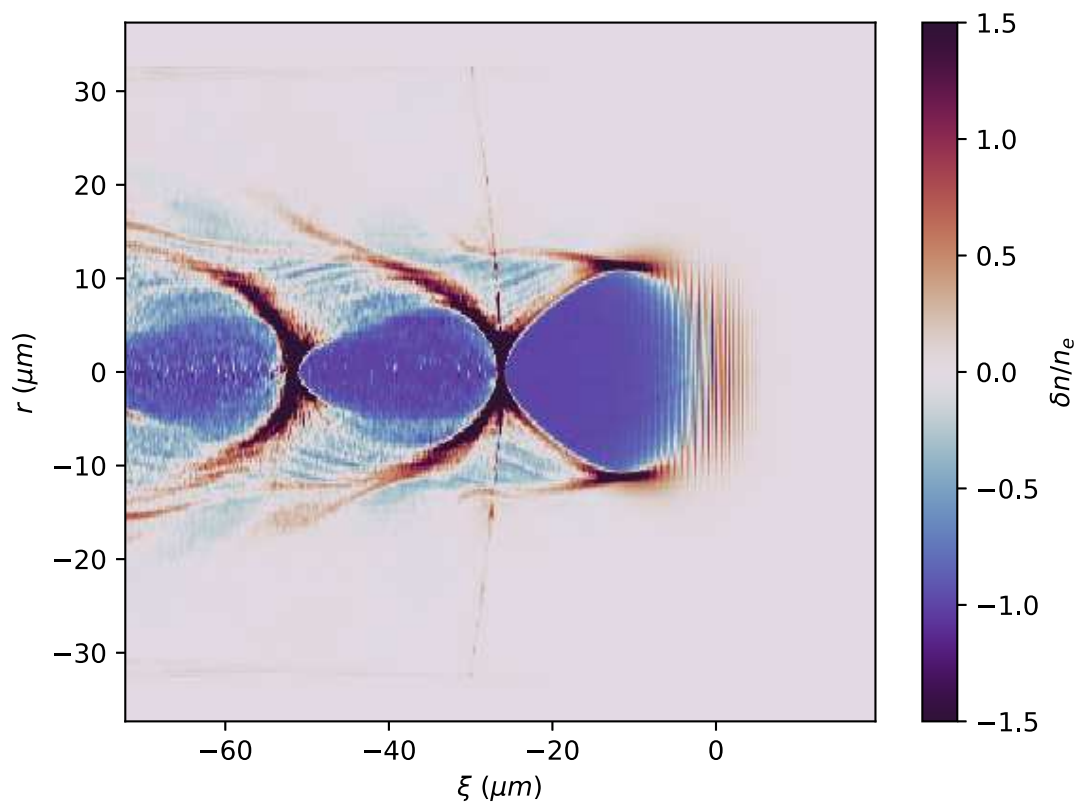


FIGURE 1.7 – Régime de la bulle [31] : carte de la densité électronique normalisée $\delta n/n_e$, le laser se propage de gauche à droite.

régime linéaire.

Il existe quelques phénomènes ayant lieu dans le régime de la bulle qu'il paraît important de mentionner, bien qu'ils ne soient pas étudiés de manière approfondie dans cette thèse.

Beamloading Comme on l'a vu, le champ électrostatique qui règne dans la cavité ionique est dû à la séparation des charges créé par l'effet de la force pondéromotrice sur les électrons. On sait également que le but de l'accélération laser-plasma est d'injecter des électrons à l'arrière de cette bulle, où règnent les champs accélérateurs. Cependant, lorsqu'un grand nombre d'électrons est injecté dans cette bulle, la répartition des charges est modifiée avec pour conséquence d'altérer le profil des champs électrostatiques et de diminuer l'amplitude des champs accélérateurs [42], comme illustré sur la figure 1.8. Le champ du paquet d'électrons injecté dans la cavité ionique écrante alors le champ accélérateur. Cette propriété peut s'avérer bénéfique pour réduire la dispersion énergétique du faisceau d'électrons si le champ accélérateur affecté par le beamloading est constant de

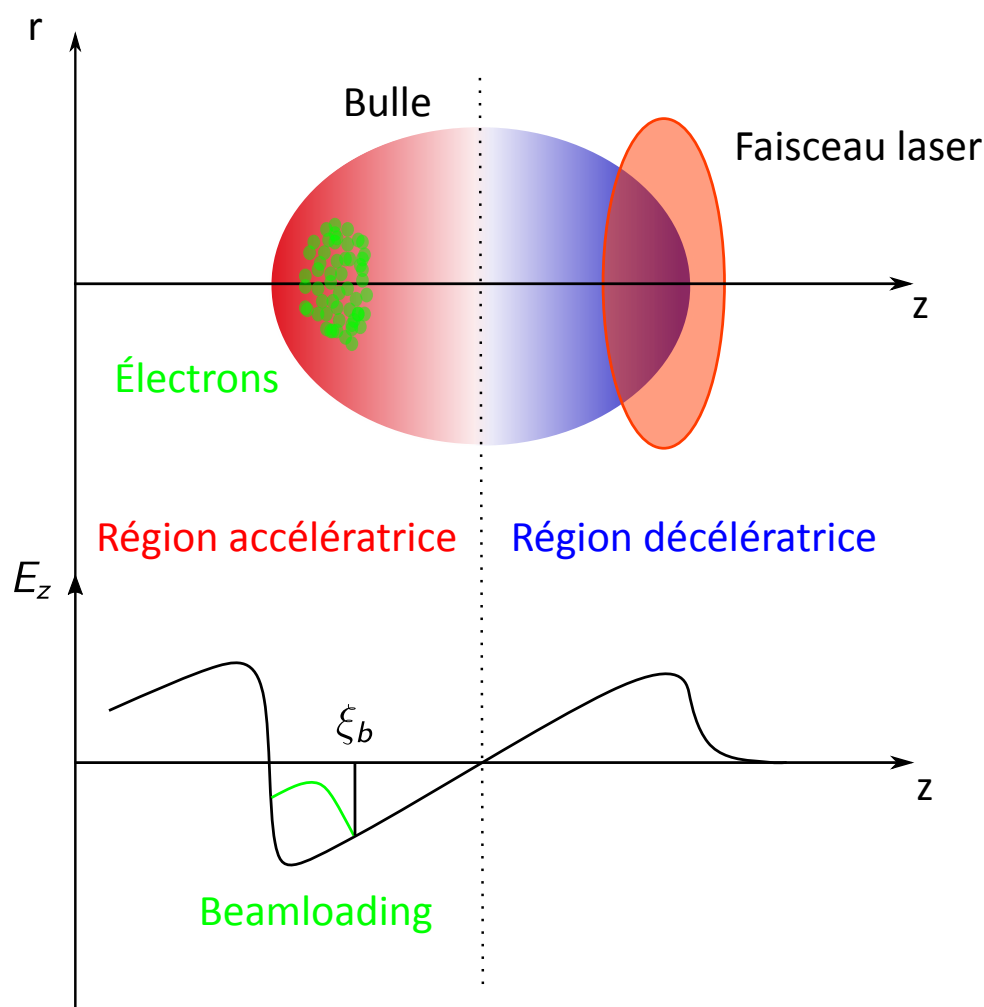


FIGURE 1.8 – Schéma du régime de la bulle avec les effets du beamloading sur les champs accélérateurs dans la cavité ionique.

telle sorte qu'il s'écrit [43] :

$$E_z = E_z(\xi = \xi_b) - \frac{1}{4}(\xi - \xi_b) \quad (1.75)$$

avec ξ_b la coordonnée longitudinale dans le référentiel de l'impulsion laser à laquelle le champ accélérateur commence à être écranté.

Betatron La majorité des électrons sont injectés avec une impulsion transverse non nulle, ce qui fait qu'ils oscillent lors de leur accélération, celles-ci sont appelées les oscillations betatron. À l'aide de la formule de la force de rappel radiale (1.74) et en appliquant le principe fondamental de la dynamique, l'équation du mouvement des électrons dans la bulle est celle d'un oscillateur harmonique d'oscillation caractéristique appelée oscillation

betatron [41] :

$$\omega_\beta = \frac{\omega_p}{\sqrt{2\gamma}}. \quad (1.76)$$

L'oscillation des électrons dans la bulle produit un rayonnement appelé rayonnement betatron (figure 1.9). Ce dernier est analogue au rayonnement synchrotron et est collimaté selon l'axe du mouvement des électrons. L'angle d'ouverture de ce rayonnement est proportionnel à $\theta_\beta \sim 1/\gamma$. En posant ψ l'angle maximal entre l'axe de propagation et la direction du mouvement atteint au cours de l'oscillation, on introduit le paramètre de force de l'oscillation $K = \gamma\psi$. Ce paramètre va permettre de distinguer deux régimes d'oscillation :

- si $K \ll 1$, on parle de régime d'onduleur. L'électron rayonne dans des directions incluses dans le cône d'ouverture $1/\gamma$ et le spectre résultant est principalement constitué de la fréquence fondamentale défini par $\omega_f = 2\gamma^2\omega_\beta$ (le terme $2\gamma^2$ provient de l'effet Doppler relativiste entre l'observateur et la particule se déplaçant dans sa direction).
- si $K \gg 1$, on parle de régime de wiggler. L'électron ne rayonne plus dans des directions incluses dans le cône d'ouverture $1/\gamma$ puisque sa trajectoire varie de K/γ et le spectre résultant est constitué non seulement de la fréquence fondamentale mais également de plusieurs harmoniques.

Dans les deux régimes, il est notamment possible de confondre le rayonnement émis avec un rayonnement de type synchrotron de fréquence critique [44] :

$$\omega_{\beta,crit} = \frac{3}{2}K\gamma^2\omega_\beta. \quad (1.77)$$

Au Laboratoire d'Optique Appliquée, pour des conditions expérimentales typiques (un faisceau d'électrons de 250 MeV dans un plasma de densité électronique $n_e \sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$), l'énergie critique est d'environ $E_{\beta,crit} = \hbar\omega_{\beta,crit} \sim 2 \text{ keV}$.

1.2.3 Injection des électrons

Conditions de piégeage

Afin d'accélérer les électrons, ceux-ci doivent être injectés dans la bulle pour bénéficier de l'effet des champs accélérateurs qui y règnent et y rester le plus longtemps afin d'atteindre des énergies les plus élevées possibles. Cependant, l'impulsion laser ayant une certaine vitesse, les électrons doivent remplir certaines conditions en termes d'impulsion pour être injectés. Le formalisme de la mécanique hamiltonienne se révèle le plus pratique

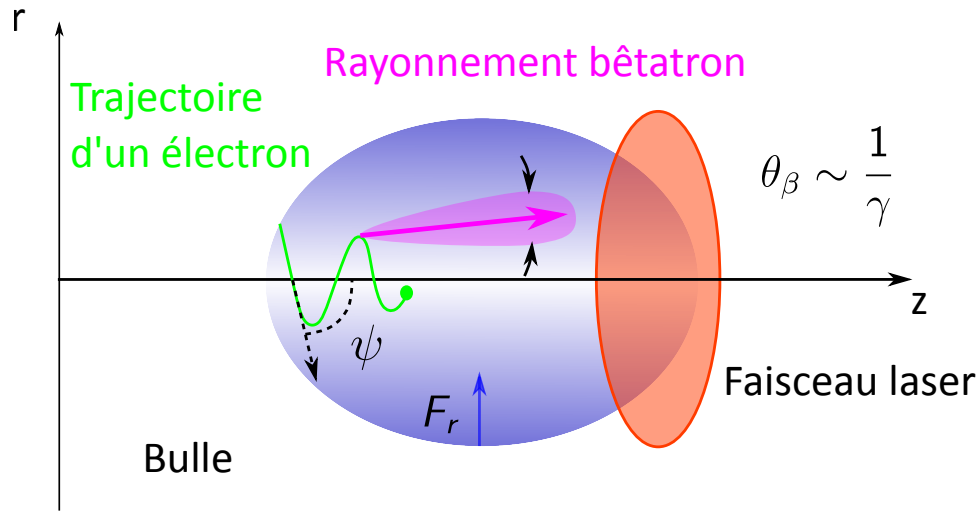


FIGURE 1.9 – Schéma du régime de la bulle avec les champs transverse (dégradé bleu) qui excitent l'oscillation des électrons (ligne verte) dans la bulle et le rayonnement bêta-tron (en violet).

pour décrire l'injection des électrons dans une onde plasma [45, 46]. En reprenant la définition de la vitesse électronique normalisée, l'hamiltonien d'un électron dans une onde plasma est donné par [46] :

$$H(\xi, u_z) = \gamma - \beta_p u_z - \phi \quad (1.78)$$

avec u_z la vitesse électronique normalisée longitudinale (selon l'axe z), γ le facteur de Lorentz de l'électron considéré dans le référentiel du laboratoire, $\beta_p = v_{ph}/c$ la vitesse de phase normalisée de l'onde plasma et ϕ le potentiel électrostatique de l'onde plasma.

On peut décomposer le facteur de Lorentz γ en fonction de la direction longitudinale et du plan transverse selon $\gamma = \sqrt{\gamma_\perp^2 + u_z^2}$ avec $\gamma_\perp = \sqrt{1 + a(\xi)^2}$. Cependant, on néglige la structure radiale de l'onde pour se ramener à un modèle unidimensionnel. On peut alors écrire l'équation (1.78) comme un polynôme d'ordre 2 en u_z dont la solution est [47] :

$$u_z(\xi) = \beta_p \gamma_p^2 (H_0 + \phi) \pm \gamma_p \sqrt{\gamma_p^2 (H_0 + \phi)^2 - \gamma_\perp^2} \quad (1.79)$$

avec $H_0 = \sqrt{1 + u_{z,0}^2} - \beta_p u_{z,0}$ l'hamiltonien pour un électron de vitesse initiale non nulle $u_{z,0}$ avant le passage de l'impulsion (soit $\gamma_\perp = 1$ et $\phi = 0$).

La figure 1.10 représente différentes trajectoires électroniques dans l'espace de phase d'une onde plasma suite au passage d'une impulsion laser d'intensité $a_0 = 3$ et de durée $\tau_i = 30$ fs dans un plasma de densité électronique $n_e = 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Ces trajectoires sont normalisées par rapport à la trajectoire d'un électron dont l'impulsion initiale est

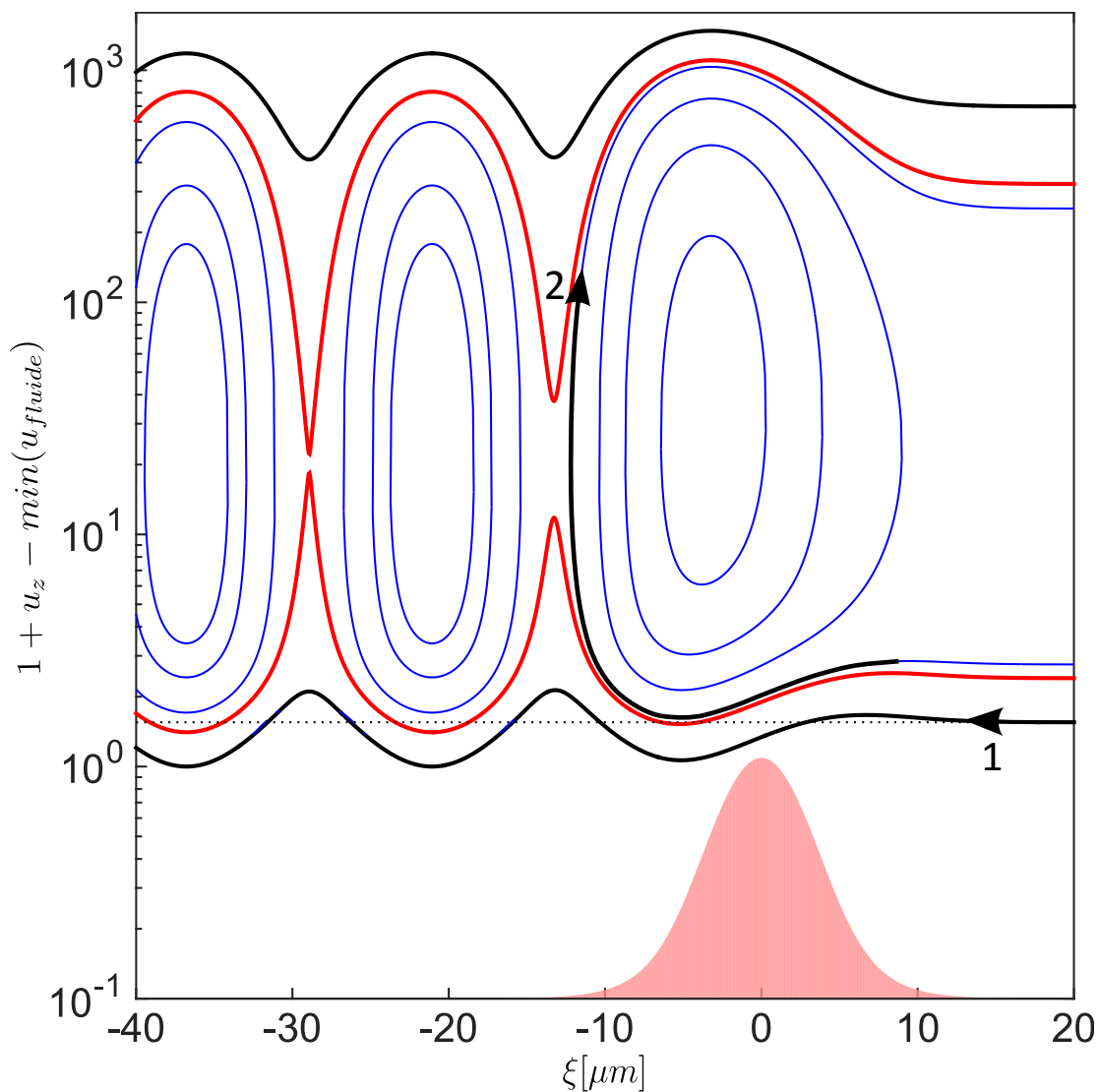


FIGURE 1.10 – Trajectoire des électrons dans l'espace de phase dans une onde plasma excitée par une impulsion laser avec une intensité $a_0 = 3$ et une durée $\tau_i = 30$ fs dans un plasma de densité électronique $n_e = 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Le pic d'intensité de l'impulsion laser est centré en 0 et celle-ci se déplace vers les ξ positifs. On distingue deux types de trajectoires sur ce schéma : les électrons qui constituent le fluide plasma et oscillent suite au passage de l'impulsion laser représentés en noir (1) et les électrons qui se retrouvent piégés dans la cavité ionique et peuvent acquérir de l'énergie représentés en bleu (2). Celles-ci sont délimitées par la séparatrice en rouge. L'électron en 1 est au repos, il oscille suite au passage de l'impulsion laser et aux effets de la force pondéromotrice mais il n'a pas l'impulsion suffisante pour être injecté. L'électron en 2 a, quant à lui, une impulsion initiale non nulle, qui lui permet d'être injecté dans la cavité ionique.

nulle, la vitesse de cet électron est appelée u_{fluide} et est donnée par l'équation (1.79) avec $H_0 = 1$. Cet électron, représenté par la trajectoire 1, n'a pas l'impulsion initiale suffisante pour être injecté, il oscille avec le passage de l'impulsion laser et participe donc à la création de l'onde plasma.

Sur cette même figure, la séparatrice, représentée en rouge, délimite les trajectoires des électrons piégés des trajectoires "fluides" et son hamiltonien s'écrit [48] :

$$H_s = \frac{\gamma_{\perp}}{\gamma_p} - \phi_{min} \quad (1.80)$$

avec ϕ_{min} la valeur minimale du potentiel associé à l'onde plasma générée. Les électrons piégés justifient donc la condition suivante : $H - H_s \leq 0$, ce qui équivaut à la vitesse longitudinale minimale suivante :

$$u_{min} = \gamma_p \beta_p (\gamma_{\perp} - \gamma_p \phi_{min}) - \gamma_p \sqrt{(\gamma_{\perp} - \gamma_p \phi_{min})^2 - 1}. \quad (1.81)$$

Les électrons satisfaisant cette condition vont donc pouvoir interagir suffisamment longtemps avec l'onde plasma et acquérir de l'énergie (trajectoires bleues sur la figure 1.10, le mouvement des électrons se fait dans le sens horaire). L'électron de la trajectoire 2 se déplace vers l'arrière de la cavité ionique car il est plus lent que l'impulsion laser et bénéficie alors des effets accélérateurs des champs électriques qui y règnent. Il y devient alors plus rapide que le laser et se déplace vers les ξ positifs, soit vers l'avant de la cavité ionique où il va finalement être décéléré. Cette description est réalisée dans un cadre unidimensionnel, mais elle permet d'illustrer les phénomènes physiques mis en jeu lors de l'injection des électrons dans l'accélération laser-plasma.

Différents types d'injection

L'injection des électrons est un des aspects les plus importants de l'accélération laser-plasma. En effet, cela nécessite de placer les électrons dans une structure accélératrice de petite taille (environ $50 \mu\text{m}$) avec une vitesse initiale suffisante. De plus, la manière dont sont injectés les électrons va directement déterminer les principales caractéristiques du faisceau d'électrons accélérés, telles que sa charge, sa dispersion énergétique ou sa durée.

Auto-injection transverse Une des techniques d'injection les plus simples est d'utiliser les électrons écartés par la force pondéromotrice en leur faisant atteindre une vitesse suffisamment élevée afin de les piéger, c'est l'auto-injection.

Lorsque la vitesse maximale atteinte par les électrons est supérieure à la vitesse de phase

de l'onde plasma, certains électrons vont plus vite que l'onde et peuvent être injectés puis accélérés. Le déferlement de l'onde plasma se produit lorsque les trajectoires fluides et la séparatrice se croisent [49, 50]. Les premières démonstrations expérimentales de l'auto-injection [51, 52] ont été réalisées grâce à des impulsions laser relativement longues (quelques centaines de femtosecondes) avec une densité électronique élevée (de l'ordre de 10^{19} cm^{-3}). L'onde plasma a été excitée par auto-modulation et le seuil d'injection est alors abaissé par rapport au champ de déferlement $E_{z,max}$ grâce au chauffage des électrons par l'instabilité Raman [53, 54]. L'arrivée de systèmes laser ayant des durées d'impulsion plus courtes (de l'ordre de quelques dizaines de femtosecondes) a permis d'atteindre un régime où le laser est auto-focalisé lors de sa propagation dans le gaz et donc des faisceaux d'électrons avec des énergies plus élevées [55]. La diminution de la densité électronique du plasma a ensuite permis la génération de faisceaux d'électrons de faible dispersion énergétique [2, 3, 4].

Revenons en au principe de base de l'auto-injection pour mieux comprendre son mécanisme : on a vu précédemment que les électrons sont repoussés hors de l'axe de propagation du laser par effet de la force pondéromotrice. Ces derniers sont ensuite rappelés vers cet axe par la force exercée par la cavité ionique chargée positivement à l'arrière de l'impulsion laser, ce qui crée la bulle lorsque les trajectoires des électrons se croisent sur l'axe optique. Celle-ci est alors entourée d'une couche dense d'électrons qui s'écoule le long des parois de cette dernière. La condition d'injection des électrons dans la bulle va alors dépendre de leurs coordonnées radiales initiales par rapport à l'axe de propagation de l'impulsion laser [56], comme représenté sur la figure 1.11. En notant r la coordonnée radiale de l'électron considéré, si $r < r_b$, il est fortement repoussé par la force pondéromotrice et ne fait pas partie de la couche entourant la bulle. De même, si $r > r_b$, il ne peut pas être injecté car la vitesse initiale de l'électron est trop faible. Pour $r \approx r_b$, l'électron constitue la couche dense autour de la cavité ionique et est soumis à sa force d'attraction sans pouvoir être piégé car sa vitesse est moins élevée que la vitesse de phase de l'onde plasma.

L'auto-injection est alors facilitée par l'augmentation de la taille de la bulle [56, 57]. Les électrons qui sont présents dans la cavité ionique lors de cette expansion vont pouvoir y rester suffisamment longtemps pour atteindre une vitesse nécessaire à l'injection (figure 1.12). Cette expansion de la bulle peut être provoquée par l'auto-focalisation de l'impulsion laser. En effet, l'intensité laser augmente lorsque se produit ce phénomène et comme on sait que la taille de bulle dépend directement de celle-ci ($r_b = 2\sqrt{a_0}/k_p$), la bulle s'étend. En résumé, l'auto-injection est très facile à mettre en oeuvre sous réserve d'atteindre un régime non linéaire avec $a_0 \gg 1$, mais elle repose sur des principes hautement non linéaires (l'auto-focalisation) ce qui entraîne une instabilité tir-à-tir. De plus,

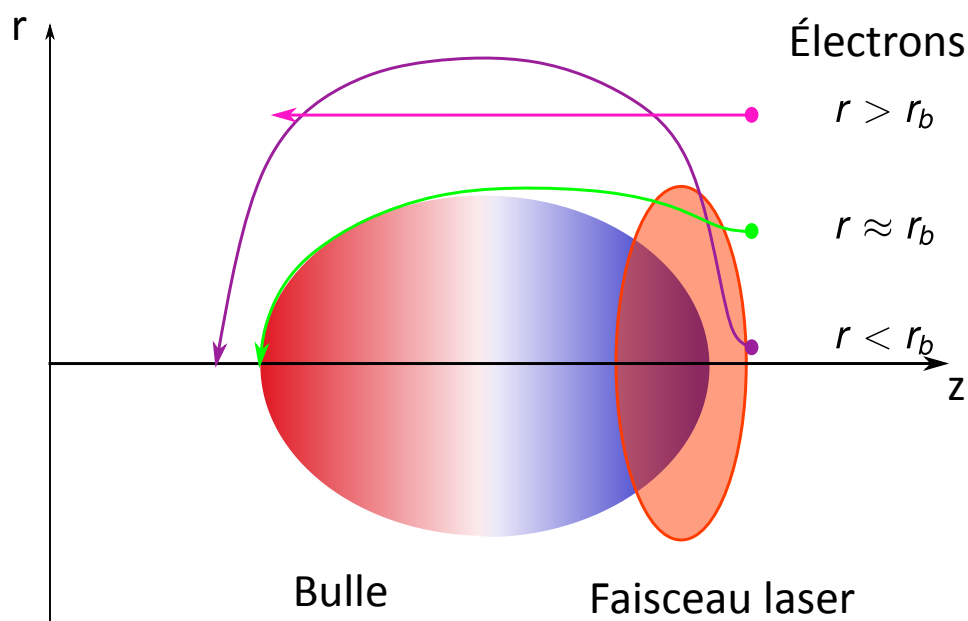


FIGURE 1.11 – Principe de l'auto-injection transverse en fonction des coordonnées radiales initiales des électrons.

cette méthode peut se produire sur de longues distances tout au long de la propagation du laser dans le plasma et les faisceaux d'électrons qui en résultent présentent généralement une dispersion énergétique très élevée.

Auto-injection longitudinale Il existe une autre méthode d'auto-injection, appelée auto-injection longitudinale [58]. La trajectoire des électrons injectés est alors principalement longitudinale avec peu de mouvements transverses (figure 1.12). Dans ce cas, les électrons proches de l'axe $r < r_b$ peuvent être injectés si le waist du laser est assez grand pour que les électrons soient peu affectés par la force pondéromotrice : une fois qu'ils traversent l'impulsion laser, ils gagnent de l'énergie en traversant les champs présents dans la bulle. La démonstration expérimentale de cette injection a permis d'obtenir des faisceaux d'électrons avec une faible divergence, une faible charge et une bonne stabilité tir à tir. Cependant, l'auto-injection longitudinale est plus difficile à réaliser que l'auto-injection transverse, car l'électron injecté traverse d'abord les champs décélérateurs à l'avant de la bulle avant d'atteindre ceux accélérateurs à l'arrière. Comme dans le cas de l'auto-injection transverse, l'auto-focalisation permet dans ce cas d'augmenter la taille de la bulle et de favoriser l'injection des électrons. Toutefois, même si la stabilité tir à tir de cette méthode est satisfaisante, la charge injectée reste faible tandis que la dispersion énergétique est élevée. Un meilleur contrôle de l'injection nous pousse donc à explorer d'autres techniques d'injection.

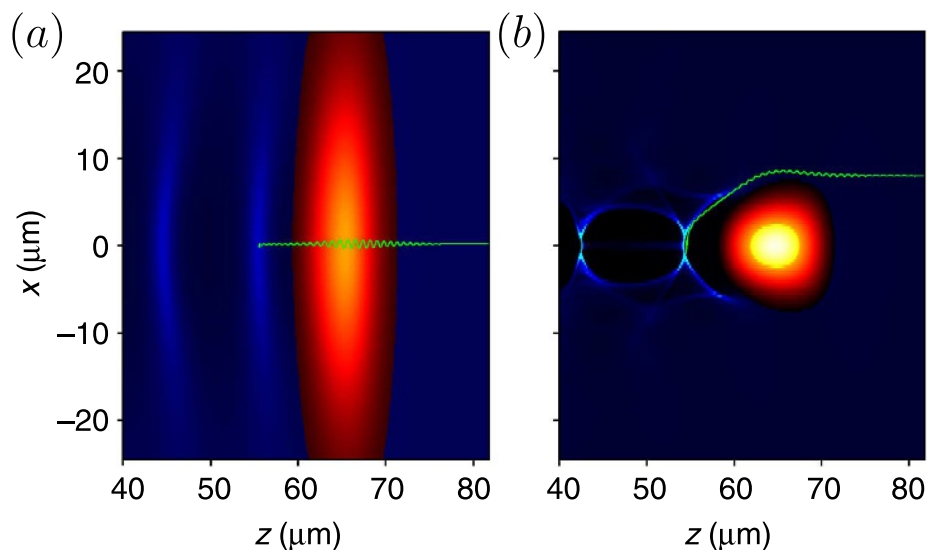


FIGURE 1.12 – (a) Auto-injection longitudinale. (b) Auto-injection transverse. Les lignes vertes représentent les trajectoires des électrons injectés par les deux mécanismes. L'échelle de couleur rouge indique l'intensité de l'impulsion laser et celle en bleu la densité électronique du plasma. Images tirées de [58].

Injection optique Cette méthode d'injection sous le seuil de déferlement nécessaire pour l'auto-injection repose sur le croisement entre deux faisceaux laser contre-propagatifs : le premier pour générer l'onde plasma ($a_0 > 1$) et le second pour injecter les électrons dans l'onde plasma ($a_0 < 1$) [12, 13]. L'intérêt de cette technique est de découpler l'injection de l'accélération. Un battement d'onde, dont la vitesse de phase est nulle et dont la longueur d'onde spatiale est de $\lambda_0/2$, est créée à l'endroit où les deux faisceaux se croisent. La force pondéromotrice résultante de ces deux faisceaux permet d'accélérer des électrons qui vont ensuite être injectés dans l'onde plasma. En faisant varier le délai entre les deux faisceaux, on peut alors décaler la position d'intersection des deux faisceaux et ainsi contrôler précisément la longueur d'accélération, et par conséquent l'énergie atteinte par le faisceau d'électrons. De plus, la polarisation et l'intensité du faisceau servant à l'injection permettent d'influer sur la dispersion énergétique ainsi que la charge des faisceaux d'électrons [59]. Cette technique produit des faisceaux d'électrons peu dispersés (meilleure dispersion énergétique réalisée avec l'accélération laser-plasma : environ 1%) et reproductibles tir à tir. Néanmoins, elle est difficile à mettre en place expérimentalement et nécessite une superposition spatiale et temporelle des faisceaux parfaite pour déclencher l'injection.

Injection par transition longitudinale de densité Le processus d'injection dans un gradient de densité se distingue en deux catégories selon la longueur caractéristique du gradient de densité par rapport à la longueur d'onde plasma λ_p (figure 1.13). Dans les deux cas, comme pour l'auto-injection, le mécanisme d'injection joue sur le contrôle de l'expansion de la taille de la cavité, puisque celle-ci évolue avec $r_b = 2\sqrt{a_0}/k_p \propto n_e^{-1/2}$. La bulle va donc croître dans un gradient descendant de densité.

Gradient de densité court : $l_{gradient} < \lambda_p$ Lorsque le gradient de densité est raide, c'est-à-dire que sa taille caractéristique est inférieure à la longueur d'onde plasma ($l_{gradient} < \lambda_p$), le mécanisme est relativement simple : la diminution brutale de la densité électronique va déclencher une augmentation tout aussi soudaine de λ_p et donc de la taille de la bulle. Les électrons localisés directement à l'arrière de la cavité ionique se retrouvent alors à l'intérieur de cette dernière et peuvent y être injectés en subissant les effets des champs accélérateurs.

Gradient de densité long : $l_{gradient} > \lambda_p$ Lorsque le gradient de densité est plus doux, c'est-à-dire que sa taille caractéristique est supérieure à la longueur d'onde plasma ($l_{gradient} > \lambda_p$), le mécanisme est plus complexe : le gradient descendant de densité va entraîner une diminution de la vitesse de phase locale de l'onde plasma jusqu'à atteindre la vitesse fluide des électrons dans le plasma. Cette diminution de la vitesse de phase est donnée par [26] :

$$v_{ph} = c \left(1 - \frac{\xi}{2n_e} \frac{dn_e}{d\xi} \right) \quad (1.82)$$

avec ξ la coordonnée longitudinale dans le référentiel de l'impulsion laser. Comme le gradient de densité est décroissant, on a $dn_e/d\xi < 0$: la vitesse de phase de l'arrière de la bulle est donc inférieure à celle de l'avant de la bulle et par conséquent, la bulle s'étend. Les électrons sont donc injectés tout au long de la propagation de l'impulsion laser dans le gradient descendant contrairement au cas précédent.

Pour les densités électroniques utilisées expérimentalement dans cette thèse ($n_e \sim 10^{18/19} \text{ cm}^{-3}$), la longueur d'onde plasma est estimée à quelques dizaines de micromètres ($\lambda_p \sim 10/35 \mu\text{m}$).

Injection par ionisation L'injection par ionisation repose sur le fait que certains électrons peuvent être arrachés de leurs atomes plus tard que d'autres [60]. Avec les intensités laser utilisées en "Salle Jaune", l'ionisation du gaz se fait essentiellement au travers de l'effet tunnel, soit grâce au phénomène de photo-ionisation. Un faible pourcentage de gaz

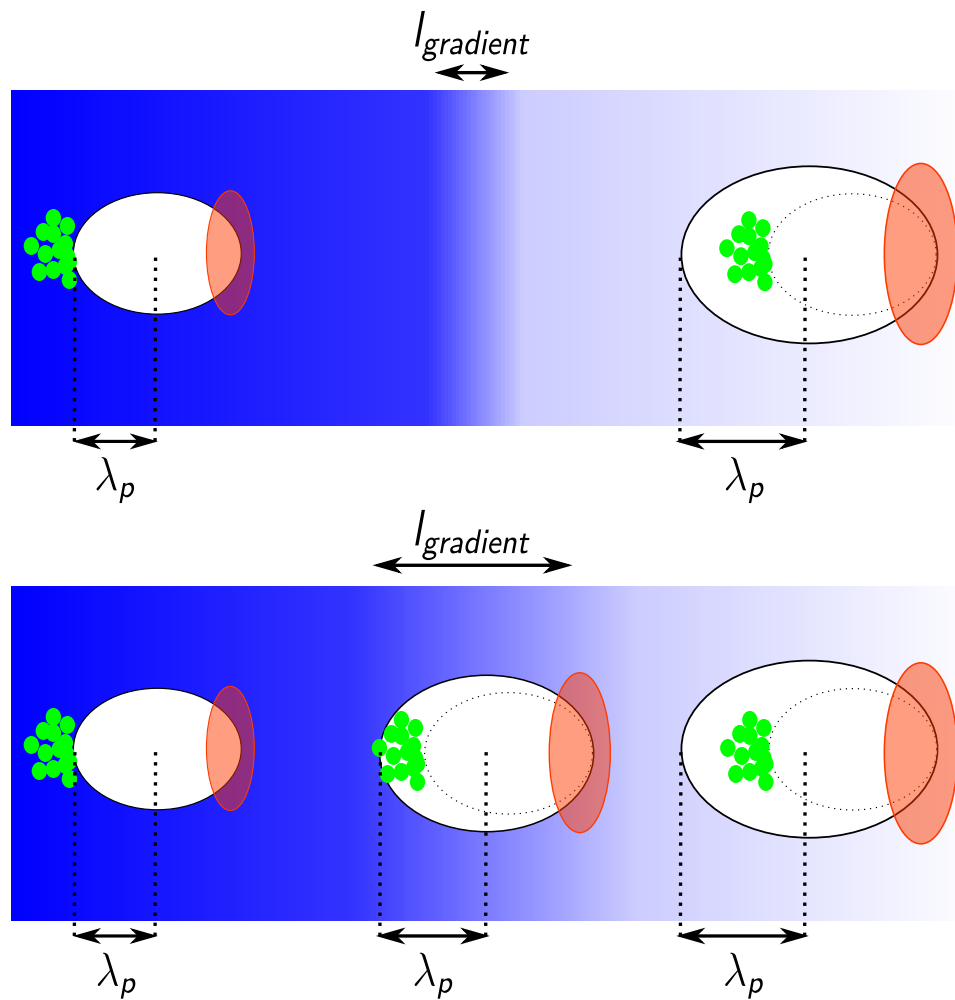


FIGURE 1.13 – Principe de l'injection dans un gradient de densité : pour $l_{gradient} < \lambda_p$ en haut et pour $l_{gradient} > \lambda_p$ en bas. Le dégradé bleu illustre la densité électronique du plasma dans lequel se propage l'impulsion laser (en rouge), celle-ci se déplace de la gauche vers la droite.

"lourd" (comme l'argon ou le diazote) est mélangé avec un gaz "léger" utilisé régulièrement pour l'accélération laser-plasma (comme le dihydrogène ou l'hélium). On cherche ainsi un écart important entre les différents niveaux d'énergie d'ionisation entre les électrons des couches électroniques internes et externes, sur lequel l'injection par ionisation va jouer.

Pour illustrer cela, le modèle Ammosov-Delone-Krainov (ADK) de l'ionisation par effet tunnel est utilisé [61]. Selon [62], ce modèle est en accord avec les solutions numériques de l'équation de Schrödinger si le champ électrique laser est inférieur à

$$E_{crit}[\text{GV.m}^{-1}] = 514 \left(\sqrt{2} - 1 \right) \left| \frac{\zeta_i}{27,2} \right|^{3/2} \quad (1.83)$$

où ζ_i est le potentiel d'ionisation non perturbé de l'électron considéré. Pour des champs électriques $E > E_{crit}$, l'ionisation ne se fait plus par effet tunnel mais par suppression de la barrière de potentiel. En "Salle Jaune", le champ laser maximum atteint est donné par $E_{max} = m_e c \omega_0 a_0 / e$, soit $E_{max} \simeq 8.6 \times 10^3 \text{ GV.m}^{-1}$ avec nos conditions expérimentales. À titre de comparaison, on utilise l'azote pour l'injection par ionisation, le champ électrique critique pour le 7^{ème} niveau d'ionisation de l'azote ($\zeta = 667 \text{ eV}$) est égal à $2.6 \times 10^4 \text{ GV.m}^{-1}$. On peut donc utiliser le modèle ADK pour décrire la dynamique de l'ionisation de l'azote en ne tenant pas compte de l'auto-focalisation.

Le taux de probabilité pour l'ionisation par effet tunnel de l'électron le plus externe selon le modèle ADK s'écrit alors [63] :

$$W = \omega_a \left(\frac{3n^{*3}E}{\pi Z^3 E_a} \right)^{1/2} \frac{Z^2}{2n^{*2}} \left(\frac{2e}{n^*} \right)^{2n^*} \exp \left[-\frac{2E_a}{3E} \left(\frac{Z}{n^{*3}} \right)^3 \right] \\ \times \frac{(2l+1)(l+|m|)!}{2\pi n^{*2|m|} (|m|)! (l-|m|)!} \left(2 \frac{E_a Z^3}{En^{*3}} \right)^{2n^* - |m| - 1} \quad (1.84)$$

avec ω_a l'unité atomique de fréquence, Z le numéro atomique de l'élément considéré, l et m le nombre atomique orbital et sa projection, $n^* = Z \sqrt{\zeta_i / \zeta_H}$ le nombre quantique principal effectif avec $\zeta_H = 13.6 \text{ eV}$ le potentiel d'ionisation de l'hydrogène dans son état fondamental et $E_a = \alpha^4 m_e c^2 / (r_e e)$ avec α et r_e respectivement la constante de structure fine et le rayon électronique classique.

En utilisant ce modèle, on peut ainsi étudier la dynamique d'ionisation d'un atome d'azote par l'impulsion laser de la "Salle Jaune". Comme pour les exemples précédents, on suppose que l'enveloppe temporelle de l'impulsion laser est gaussienne avec $\lambda = 800 \text{ nm}$ et $\tau_i = 28 \text{ fs}$, on atteint des potentiels vecteurs normalisés typiques d'environ $a_0 = 3.04$ dans

le vide. L'impulsion laser se propage dans un gaz d'azote avec une densité de $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Le taux d'ionisation de ce gaz lors de sa rencontre avec l'impulsion laser est représenté sur la figure 1.14.

On observe que les 5 premiers électrons, issus des couches électroniques externes, sont

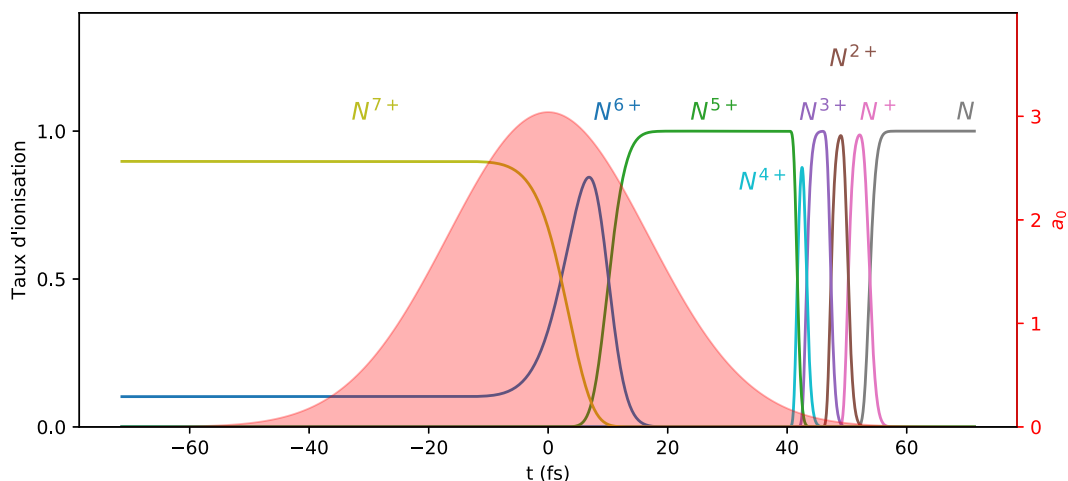


FIGURE 1.14 – Taux d'ionisation d'un gaz d'azote pur de densité $1.10^{19} \text{ cm}^{-3}$ représentés par les courbes de différentes couleurs. L'enveloppe temporelle du laser est en rouge et celui-ci se déplace de la gauche vers la droite.

arrachés de l'atome d'azote dès le pied de l'impulsion. Ces électrons vont donc rencontrer le front montant de l'intensité de l'impulsion laser et fortement subir les effets de la force pondéromotrice d'après l'équation (1.41). Ils sont repoussés par celle-ci hors de l'axe de propagation de l'impulsion laser et vont constituer le plasma environnant, nécessaire à la génération de l'onde plasma. Cependant, les 6^{ème} et 7^{ème} niveaux d'ionisation de l'azote (courbe bleue et olive sur la figure 1.14) sont atteints proche du maximum d'intensité de l'impulsion laser, les électrons issus de ces ionisations vont donc peu subir la force pondéromotrice. Ils vont rester sur l'axe optique et traverser la cavité ionique où ils vont pouvoir bénéficier des champs accélérateurs qui règnent dans la partie arrière afin d'acquérir suffisamment d'énergie pour y être injectés [16, 17, 18], comme illustré sur la figure 1.15.

Le principe de cette technique d'injection la rend donc robuste grâce à sa stabilité tir à tir. Cette dernière vient du fait que les électrons injectés restent proches de l'axe de propagation de l'impulsion laser. Cependant, un des défauts majeurs de cette injection pour l'obtention de faisceaux d'électrons de qualité est la dispersion en énergie, puisque les électrons sont injectés tout au long de la propagation du faisceau laser dans le gaz.

Voici un tableau récapitulatif des caractéristiques des différentes techniques d'injection réalisées expérimentalement avec le système laser du Laboratoire d'Optique

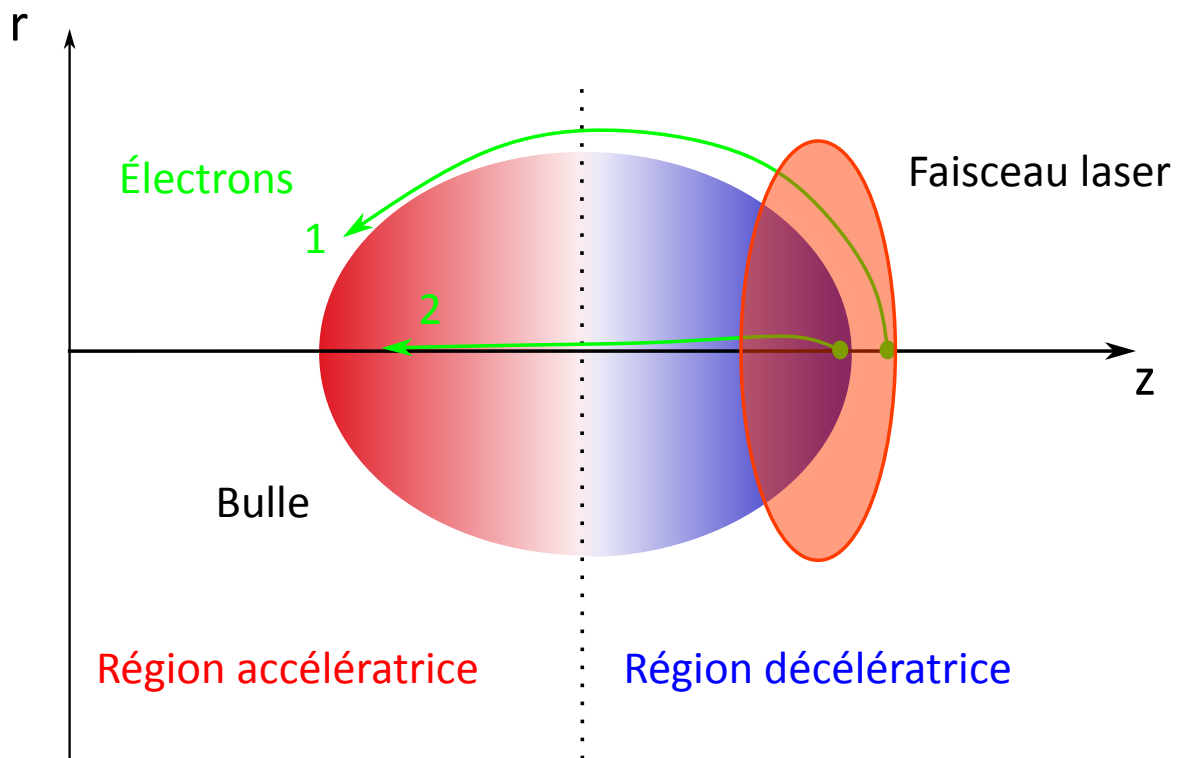


FIGURE 1.15 – Schéma des trajectoires des électrons de l'azote pour illustrer le principe de l'injection par ionisation. La trajectoire 1 correspond à un électron issu de l'ionisation de niveau 5 ou inférieur, tandis que la trajectoire 2 à celle d'un électron issu de l'ionisation de niveau 6 ou 7.

Appliquée [64] :

	Charge	Dispersion	Énergie	Divergence	Stabilité
Auto-injection transverse	50 – 100 pC	10 – 100 %	80 – 400 MeV	5 – 10 mrad	--
Auto-injection longitudinale	5 – 10 pC	40 %	100 – 400 MeV	2 – 5 mrad	++
Injection optique	20 – 30 pC	1 – 10 %	50 – 300 MeV	3 – 6 mrad	+
Injection par transition de densité	1 – 10 pC	5 – 10 %	80 – 250 MeV	2 – 5 mrad	+
Injection par ionisation	50 – 100 pC	Maxwellien	50 – 300 MeV	5 – 10 mrad	++

1.2.4 Limitations et lois d'échelles

Jusqu'ici, l'accélération laser-plasma a été présentée comme très prometteuse avec des champs accélérateurs extrêmement intenses (jusqu'à 3 ordres de grandeur supérieurs aux champs des accélérateurs conventionnels). Toutefois, on a vu que ces champs subissent des effets limitants comme l'onde de déferlement en régime linéaire ou le beamloading dans le régime de la bulle. Ces phénomènes ne sont pas les seuls qui limitent l'accélération laser-plasma. En effet, on peut estimer, de manière succincte, le gain d'énergie des électrons ΔE au produit du champ accélérateur moyen vu par les électrons E_{acc} et de la longueur d'accélération L_{acc} :

$$\Delta E \propto E_{acc} L_{acc} \quad (1.85)$$

La distance d'accélération va quant à elle être principalement limitée par trois longueurs déterminantes.

Longueur de diffraction

Lorsque le laser est focalisé à l'entrée du jet de gaz, il va se défocaliser au fur et à mesure de sa propagation dans le plasma, son intensité devient alors trop faible pour générer l'onde plasma et l'accélération laser-plasma n'est plus possible. La diffraction est régie par la longueur de Rayleigh z_R par $L_{diff} = 2z_R$. Pour un waist proche de la longueur

d'onde plasma ($w_0 \approx \lambda_p$), la longueur de diffraction est :

$$L_{diff} = 2\pi \frac{\omega_0}{\omega_p} \lambda_p \quad (1.86)$$

Cet effet peut être contré par l'auto-focalisation qui prolonge la longueur de diffraction, mais seulement sur quelques longueurs de Rayleigh en raison de la perte d'énergie du laser. La mise en place d'un guidage externe est donc nécessaire si l'on souhaite accélérer les électrons sur des longueurs plus grandes, cela a déjà été réalisé avec une décharge capillaire [5].

Longueur de déplétion

Lorsque le laser se propage dans le gaz, une partie de son énergie y est transférée pour la création du plasma et la génération de l'onde plasma. Si celui-ci perd une part conséquente de son énergie, l'amplitude de l'onde plasma générée diminue et l'accélération laser-plasma est stoppée. La longueur de déplétion L_{depl} peut être estimée en comparant l'énergie de l'impulsion laser et l'énergie transférée au plasma [65, 66]. Pour un laser polarisé linéairement dans un régime unidimensionnel, elle peut être approximativement estimée par [67] :

$$L_{depl} = \left(\frac{\omega_0}{\omega_p} \right)^2 \lambda_p \times \begin{cases} \frac{2}{a_0^2} & \text{pour } a_0 \leq 1 \\ 1 & \text{pour } a_0 \gg 1 \end{cases} \quad (1.87)$$

La déplétion du laser est nécessaire dans le cadre de l'accélération laser-plasma, puisqu'il faut que le laser cède de l'énergie au plasma. La solution est donc d'augmenter cette longueur pour qu'elle ne soit pas le facteur limitant comparée à la diffraction et au déphasage : il faut pour cela soit augmenter l'énergie contenue dans l'impulsion laser, soit diminuer la densité électronique. Toutefois, une autre solution envisagée est l'accélération laser plasma multi-étage avec plusieurs impulsions laser pour prolonger la longueur d'accélération.

Longueur de déphasage

Lors de l'accélération, les électrons atteignent des vitesses proches de celle de la lumière dans le vide c , contrairement à l'onde plasma qui est limitée par la vitesse de groupe de l'impulsion laser dans le plasma v_g . Comme les électrons sont plus rapides que la structure dans laquelle ils sont accélérés, ils vont progresser à l'intérieur de la bulle, atteindre les champs décélérateurs situés à l'avant de cette dernière et commencer à perdre de l'énergie. On peut estimer la longueur nécessaire pour que les électrons atteignent l'avant de la bulle

après avoir été injectés dans un régime unidimensionnel [67] :

$$L_{deph} = \left(\frac{\omega_0}{\omega_p}\right)^2 \lambda_p \times \begin{cases} 1 & \text{pour } a_0 \leq 1 \\ \frac{4}{3}\sqrt{a_0} & \text{pour } a_0 \gg 1 \end{cases} \quad (1.88)$$

En observant la dépendance de la longueur de déphasage avec la densité électronique du plasma, on obtient $L_{deph} \propto n_e^{-3/2}$: une diminution de la densité électronique permet donc de prolonger la longueur d'accélération et d'atteindre des énergies plus élevées pour les faisceaux d'électrons.

Lois d'échelles

Il est possible de s'appuyer sur des modèles phénoménologiques afin d'estimer les conditions expérimentales optimales pour maximiser le gain d'énergie des électrons ΔE [36, 68]. On s'appuiera ici sur le modèle de Lu [36], qui est le plus généralement admis par la communauté de l'accélération laser-plasma et dont les lois d'échelle dans le régime non linéaire tri-dimensionnel sont détaillées dans le tableau 1.1 en comparaison avec celles dans le régime linéaire. Ce modèle s'appuie sur une réévaluation numérique de la taille de waist résonante w_0 par rapport au modèle de Gordienko et Pukhov [68]. Pour le calcul du gain maximal d'énergie des électrons ΔE , il fait l'hypothèse que la longueur d'accélération est égale à celle de déphasage, soit $L_{depl} > L_{deph}$. De plus, le champ accélérateur moyen vu par les électrons E_z est estimé en supposant que la cavité ionique est sphérique et que les électrons sont injectés à l'arrière de la bulle où le champ accélérateur est considéré linéaire.

	a_0	w_0	E_z	γ_p	$\Delta E/(mc^2)$
Linéaire	< 1	$\frac{2\pi}{k_p}$	a_0^2	$\frac{\omega_0}{\omega_p}$	$a_0^2 \frac{\omega_0^2}{\omega_p^2}$
3D non linéaire	> 2	$2\frac{\sqrt{a_0}}{k_p}$	$\frac{\sqrt{a_0}}{2}$	$\frac{\omega_0}{\sqrt{3}\omega_p}$	$\frac{2}{3}a_0 \frac{\omega_0^2}{\omega_p^2}$

TABLE 1.1 – Tableau regroupant les lois d'échelles pour le régime linéaire et 3D non linéaire selon le modèle de Lu [36] : taille de waist résonante w_0 , champ accélérateur moyen vu par les électrons E_z , facteur de Lorentz de l'onde plasma γ_p et gain d'énergie maximal des électrons ΔE .

Selon ce modèle, le gain d'énergie maximal des électrons ΔE est plus dépendant de la densité électronique du plasma que de l'intensité incidente de l'impulsion laser, puisqu'on a $\Delta E \propto \sqrt{I_0}/n_e$ avec I_0 l'intensité laser incidente et n_e la densité électronique. Pour obtenir des faisceaux d'électrons à hautes énergies, on a donc tout intérêt à faire évoluer le laser dans un plasma ayant une faible densité électronique afin de maximiser l'énergie

atteinte par les électrons.

1.2.5 Caractéristiques des faisceaux d'électrons obtenus

Afin de comparer l'état de l'art de l'accélération laser plasma avec celui des accélérateurs conventionnels, le tableau 1.2 présente les différences entre les caractéristiques des faisceaux d'électrons obtenus par un des accélérateurs les plus performants en activité, l'accélérateur conventionnel linéaire de Stanford, et les meilleures caractéristiques des faisceaux d'électrons obtenus par l'accélération laser-plasma issus de différentes expériences et/ou installations.

	Accélérateur linéaire de Stanford	Accélérateur laser-plasma
Énergie pic E_{pic}	~ 50 GeV	7.8 GeV
Dispersion énergétique	$\sim 10^{-4}$	$\sim 10^{-2}$
Charge	~ 3 nC	$\sim 10 - 100$ pC
Durée	ps à ns	fs
Divergence	collimaté	\sim mrad

TABLE 1.2 – Tableau comparatif entre les caractéristiques des faisceaux d'électrons produits par l'accélération linéaire de Stanford et les meilleures caractéristiques des faisceaux d'électrons produits par la technologie de l'accélération laser-plasma issus de différentes expériences et/ou installations.

À titre de comparaison, l'accélérateur linéaire de Stanford est le plus long accélérateur au monde avec une longueur de 3.2 km, tandis que la longueur d'accélération qui a permis d'atteindre 7.8 GeV [6] est de 20 cm. Des progrès constants qui suivent l'augmentation des puissances crêtes des lasers sont observés depuis une vingtaine d'années pour l'accélération laser-plasma. Cependant, la divergence des faisceaux d'électrons produits, leur dispersion énergétique ainsi que le taux de répétition des tirs sont des points qui restent à améliorer pour s'approcher des performances réalisées par les accélérateurs conventionnels. Malgré des progrès récents [69, 70], l'instabilité des accélérateurs laser-plasma reste un point faible.

Chapitre 2

Présentation du dispositif expérimental en Salle Jaune

Sommaire

2.1	Système laser	44
2.2	Dispositif expérimental	46
2.3	Diagnostics	46
2.3.1	Spectromètre d'électrons	46
2.3.2	Contrôle de la tache focale	48
2.3.3	Sideview	50
2.3.4	Topview	53
2.3.5	Haut flux	54

2.1 Système laser

Toutes les expériences exposées dans ce manuscrit ont utilisé le système laser de la "Salle Jaune" au Laboratoire d'Optique Appliquée (LOA), exceptée celle présentée à la section 4.4.5 qui a été réalisée en "Salle Noire". Le laser Titane-Saphir à 5 niveaux d'amplifications de la "Salle Jaune" produit des impulsions laser de 28 fs avec une puissance crête de 60 TW et une fréquence de répétition de 0.1 Hz. La technique d'amplification par dérive de fréquence (CPA) [71] permet d'atteindre de telles intensités laser sans endommager le milieu amplificateur en étirant temporellement l'impulsion avant amplification puis en la compressant une fois qu'elle est amplifiée (Fig. 2.1a). Le dispositif laser démarre avec une impulsion délivrée par un oscillateur Saphir dopé au Titane de 9 fs et quelques nanojoules. Cette impulsion laser passe ensuite par plusieurs étapes de conditionnement dont une à travers un filtre XPW (Cross Polarised Wave) qui permet d'améliorer le contraste temporel (c'est le rapport entre la puissance crête et la puissance au pied de l'impulsion laser) : ce dernier atteint alors 10^7 à 10 ps et 10^{10} à 100 ps en sortie de chaîne. L'impulsion laser est alors étirée temporellement pour atteindre une durée de 500 ps grâce à un étireur dont le principe de fonctionnement est représenté sur la figure 2.1b. Il repose sur la différence de chemins optiques parcourus par les différentes longueurs d'onde du spectre du laser.

Ce faisceau étiré temporellement est ensuite amplifié grâce à des cristaux de Saphir dopés au Titane pompés optiquement par des lasers Nd :YAG doublés en fréquence. Cette étape d'amplification est réalisée à travers 5 étages pour obtenir un faisceau final de 6 J (avec un faisceau initial après étirement de $35 \mu\text{J}$). Cette énergie peut ensuite être séparée en 2 ou 3 faisceaux selon les besoins de l'expérience envisagée :

Configuration 2 faisceaux : 1 faisceau pour l'interaction laser-plasma et 1 faisceau sonde jusqu'à 100 mJ

Configuration 3 faisceaux : 2 faisceaux pour l'interaction laser-plasma et 1 faisceau sonde jusqu'à 100 mJ, c'est la configuration qui est principalement utilisée dans cette thèse.

Les trois faisceaux sont ensuite compressés en utilisant le même principe que l'étireur en jouant sur les chemins optiques parcourus par les différentes longueurs d'onde du faisceau, ce qui nous permet d'obtenir une durée finale de 28 fs. Les deux faisceaux pour l'interaction laser-plasma peuvent ensuite être indépendamment corrigés des aberrations inhérentes à la chaîne laser grâce à des miroirs déformables indépendants.

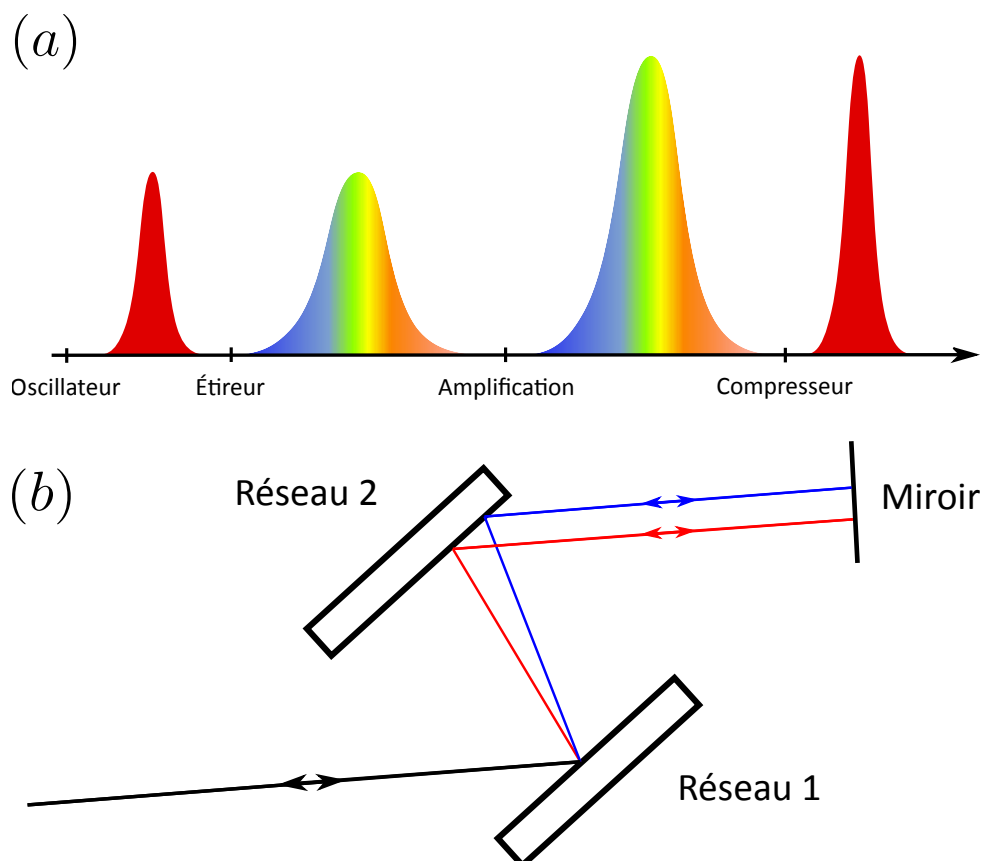


FIGURE 2.1 – (a) Schéma du principe de la technique d'amplification par dérive de fréquence (CPA). (b) Principe d'un étireur : l'impulsion femtoseconde arrive sur un premier réseau. On a représenté sur la figure les deux longueurs d'onde extrêmes présentes dans l'impulsion (que l'on appellera composante "rouge" et composante "bleue"). La composante bleue est déviée par le premier réseau avec un certain angle. Après un passage sur un second réseau le rayon redevient parallèle au rayon d'entrée. Pour la composante rouge, le schéma est le même, seul change l'angle de déviation par le réseau et donc la longueur du parcours entre l'entrée et la sortie du système. Dans le plan du miroir, la composante rouge sera "en retard" par rapport à la composante bleue. À ce stade, on a donc étalé temporellement les longueurs d'onde, mais elles sont également décalées spatialement. Pour les faire coïncider à nouveau, il suffit de les renvoyer dans le système au moyen d'un miroir. Les trajets sont les mêmes, donc les retards entre les longueurs d'onde s'ajoutent. En sortie, toutes les longueurs d'onde sont regroupées spatialement mais décalées dans le temps. On a bien réalisé un étirement de l'impulsion.

2.2 Dispositif expérimental

Toutes les expériences présentées dans ce manuscrit ont été réalisées dans une chambre expérimentale dédiée à l'accélération laser-plasma en Salle Jaune au Laboratoire d'Optique Appliquée (figure 2.2). Le faisceau P1 est focalisé à l'entrée du jet de gaz grâce à une parabole hors axe, c'est le faisceau principal qui sert à accélérer les électrons dans l'onde plasma générée. Le faisceau P2 est focalisé en ligne grâce à un miroir asphérique hors-axe, conçu au LOA, appelé l'axiparabole, ce sujet sera abordé plus en détail dans les chapitres suivants. Il sert à former le guide d'onde plasma dans lequel va être guidé le faisceau P1 afin de s'affranchir de la limite de diffraction. Dans le cas de ces deux faisceaux, les taches focales sont contrôlées, puis corrigées à l'aide de leurs miroirs déformables respectifs grâce à une caméra CCD et un microscope d'objectif ($\times 5$ ou $\times 10$ selon les besoins). Le faisceau P3 est, quant à lui, divisé en deux pour mesurer la densité du plasma créé grâce à une caméra Phasics ainsi que pour observer la forme de ce dernier par ombroscopie. Différentes buses ont été utilisées pour étudier différents profils de densité et ont toutes été conçues au LOA. La distribution en énergie des électrons est étudiée grâce à un aimant qui dévie plus ou moins les électrons de leurs trajectoires rectilignes en fonction de leur énergie. Ces électrons sont ensuite recueillis sur un scintillateur Lanex qui est imagé par une caméra CCD 16 bits. La transmission du guide d'onde formé par P2 est mesurée grâce à un diagnostic haut flux qui image la tache focale en sortie de jet de gaz grâce à un système d'imagerie composé de wedges et de lentilles, ce diagnostic est qualitatif.

2.3 Diagnostics

Les faisceaux d'électrons issus de l'accélération laser-plasma requièrent des diagnostics en temps réel après chaque tir. Tous ces diagnostics cités précédemment, qui permettent d'avoir une meilleure connaissance sur les électrons ou sur le plasma lui-même, sont détaillés dans les sections suivantes.

2.3.1 Spectromètre d'électrons

Le spectromètre d'électrons est le diagnostic majeur de nos expériences, il permet de mesurer la distribution en énergie des faisceaux d'électrons produits. Ces derniers sont dispersés par un dipôle magnétique de 0.855 T, $400 \times 80 \text{ mm}^2$ sur un écran Kodak Lanex Regular de 365 mm de long qui est imagé par une caméra CCD Andor de 16 bits. Un filtre interférentiel à 546 nm est placé devant la caméra pour minimiser la lumière parasite.

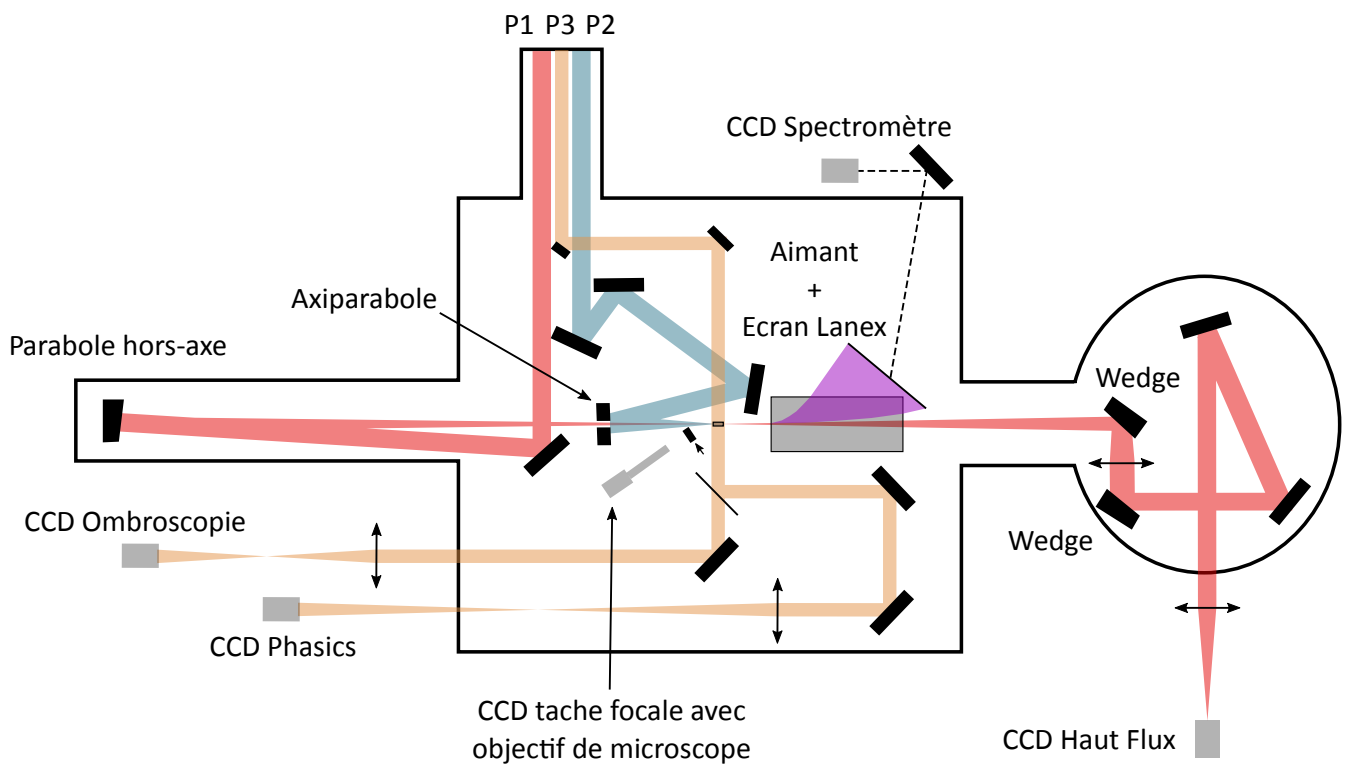


FIGURE 2.2 – Dispositif expérimental typique des expériences réalisées durant ma thèse. P1 est le faisceau principal, il est focalisé par une parabole hors-axe et va générer l'onde plasma nécessaire à l'accélération. P2 est le faisceau qui produit le guide d'onde plasma grâce à une axiparabole dont la présentation sera faite dans les chapitres suivants. P3 est le faisceau sonde qui nous permet d'observer le plasma créé par P1 et P2.

Des sources lumineuses au tritium radioactif absolument calibrées sont fixées à l'écran scintillant pour fournir des calibrations de charge [72]. Afin de réaliser la calibration de ce diagnostic, on prend les mesures géométriques des positions du dipôle et de l'écran Lanex par rapport à celle du jet de gaz et du trajet du faisceau laser. Grâce à cela, on peut observer la déviation des électrons (x_d, y_d) par le champ magnétique de l'aimant par rapport à une trajectoire non déviée. Cette dernière est définie par la position du trajet du faisceau laser dans le plan du Lanex. La déviation par rapport à ce point nous permet ensuite de remonter à l'énergie de ces électrons : plus un électron est énergétique, moins il est dévié et inversement. Une carte du champ magnétique a été réalisée afin d'établir le modèle le plus précis possible pour limiter les écarts de déviation des électrons :

$$B[\text{T}] = 0.855 e^{-\left[\left(\frac{x[\text{mm}]-2}{45}\right)^6 + \left(\frac{y[\text{mm}]}{208}\right)^{20}\right]} \quad (2.1)$$

Ce dispositif nous permet ainsi la détection d'électrons ayant des énergies allant de 25 MeV à 1700 MeV, comme indiqué sur la figure 2.3. Dans ce dispositif, il existe trois sources d'erreur : les mesures géométriques pour la calibration, l'angle de propagation des électrons par rapport à l'axe optique et la divergence du faisceau d'électrons. Les incertitudes des mesures géométriques pour la calibration sont estimées à ± 1 mm. Quant aux deux autres sources d'incertitudes, une fente de $500 \mu\text{m}$ est placée entre le jet de gaz et l'entrée dans l'aimant afin de déterminer l'angle de sortie du faisceau d'électrons par rapport à la trajectoire du faisceau laser avec une précision de 2.5 mrad. La divergence verticale du faisceau permet également d'estimer la divergence du faisceau d'électrons avec une résolution de 0.5 mrad. Cette mesure nous permet ensuite d'estimer la résolution du spectre d'électrons, celle-ci est inférieure à 7% pour les plus hautes énergies pour un faisceau d'électrons de divergence égale à 3 mrad, typiques dans cette thèse.

2.3.2 Contrôle de la tache focale

Pour observer la tache focale, un miroir 1 pouce peut être basculé sur l'axe optique avant le jet de gaz grâce à une motorisation comme schématisé sur la figure 2.2. Une caméra équipée d'un objectif de microscope permet ensuite d'imager la tache focale, qui peut être optimisée à l'aide des miroirs déformables afin de corriger les aberrations inhérentes au système laser. Un exemple de tache focale corrigée est représenté sur la figure 2.4.

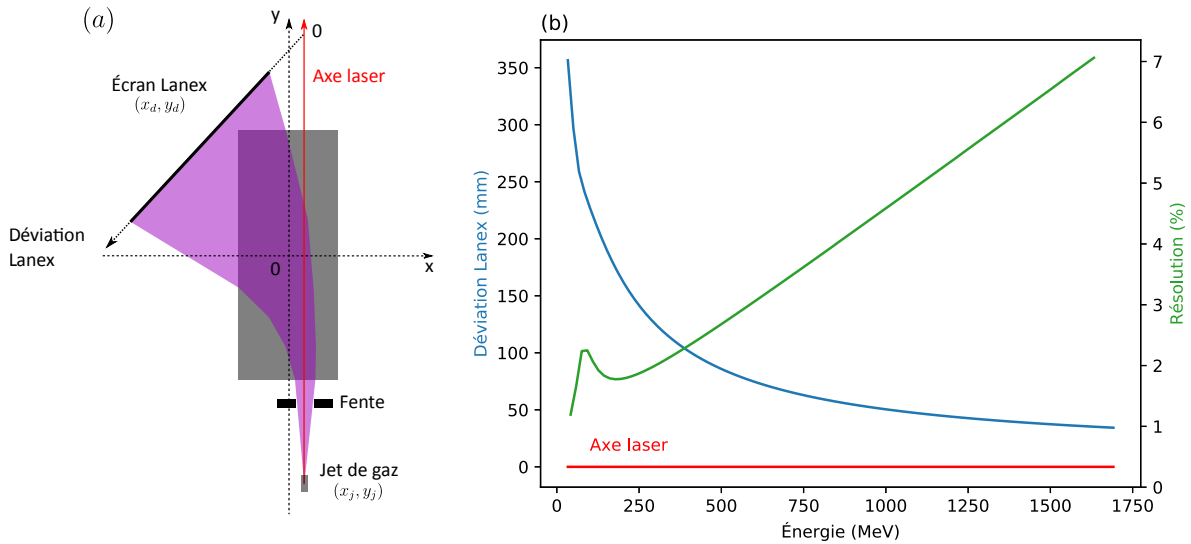


FIGURE 2.3 – (a) Schéma détaillé du spectromètre d'électrons utilisé. (b) Figure représentant la déviation observée ainsi que la résolution en fonction de l'énergie des électrons. L'axe rouge correspond à l'axe du laser qui sert de référence pour le calcul de la déviation des électrons.

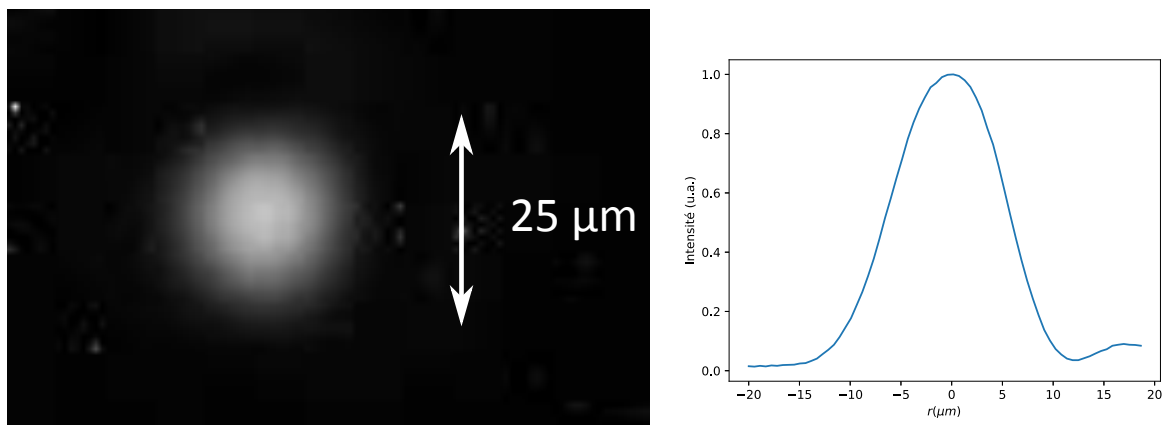


FIGURE 2.4 – Exemple de tache focale optimisée et coupe transverse moyennée sur 5 pixels

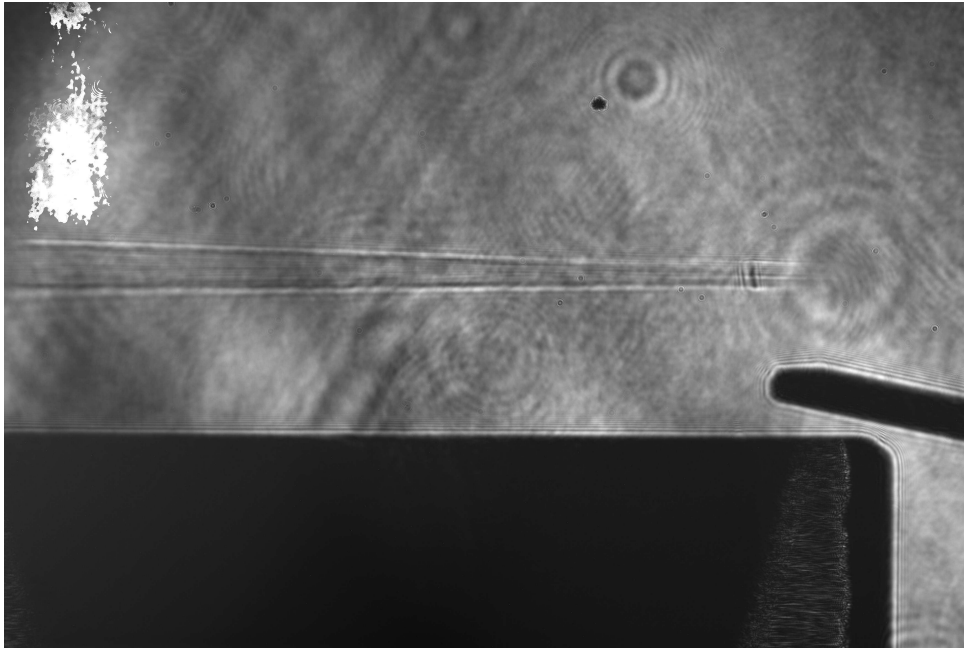


FIGURE 2.5 – Exemple de sideview en ombroscopie pour un dispositif expérimental avec une surdensité créée par un choc grâce à une lame de wafer placée au-dessus d'une buse supersonique : les bords du plasma ainsi que le choc sont les plus visibles, ce sont les endroits où les rayons sont le plus réfractés.

2.3.3 Sideview

Le sideview permet de visualiser le plasma créé par le laser dans toute sa longueur grâce à un faisceau sonde de faible intensité envoyé immédiatement après le faisceau principal. Il est ensuite divisé en deux : une partie pour l'ombroscopie et l'autre pour la mesure de la phase grâce à un analyseur de front d'onde Phasics SID4.

Ombroscopie

L'ombroscopie permet d'observer l'ombre du plasma et ainsi de pouvoir étudier ses dimensions ainsi que son profil. En effet, en traversant la colonne plasma créée par les faisceaux P1 et P2, le faisceau sonde P3 va être plus ou moins dévié à cause de la réfraction induite par les changements d'indices du plasma (figure 2.5). Cette déviation de la lumière peut produire un éclaircissement ou un assombrissement selon les directions dans lesquelles les rayons dévient.

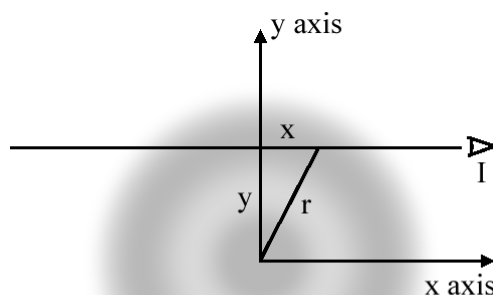


FIGURE 2.6 – Interprétation géométrique de la transformée d’Abel : $f(r)$ est représenté en gris et I est un observateur qui regarde parallèlement à l’axe x, on suppose qu’il est infiniment loin

Mesure de la phase

Un analyseur de front d’onde permet d’obtenir plus d’informations sur le plasma créé que l’ombroscopie. En effet, on peut alors mesurer le profil de densité formé par la buse en analysant la phase induite par la propagation du faisceau sonde dans le plasma. Celle-ci est mesurée grâce à une caméra Phasics SID4. Elle utilise un interféromètre à décalage quadri-latéral : le faisceau incident est répliqué en 4 sous-faisceaux dont les interférences sont enregistrées sur la caméra CCD et analysées par des macro-pixels composés de 4 pixels chacun [73]. On peut alors remonter à la densité du plasma grâce à l’inversion d’Abel. On utilise pour cela le logiciel Neutrino développé au LOA par Alessandro Flacco [74]. Dans le domaine du traitement d’images, la transformée d’Abel permet de projeter une fonction d’émission ayant une symétrie de révolution sur un plan et la transformée inverse permet de récupérer la fonction d’émission en supposant qu’elle a une symétrie de révolution à partir de sa projection sur un plan.

Considérons un cas en deux dimensions : soit une fonction ayant une symétrie de révolution $f(r)$ où $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ dans un repère orthogonal (x, y) (figure 2.6). Cette fonction est celle que l’on cherche à déterminer avec la technique de l’inversion d’Abel.

L’observateur I va donc voir la fonction suivante :

$$F(y) = \int_{-\infty}^{\infty} f\left(\sqrt{x^2 + y^2}\right) dx. \quad (2.2)$$

Cependant, d'après la définition de r , on a $x dx = r dr$, soit $dx = r dr / \sqrt{r^2 - y^2}$ et, comme la fonction $f(r)$ est paire selon x , on obtient :

$$F(y) = 2 \int_{|y|}^{\infty} f(r) \frac{r dr}{\sqrt{r^2 - y^2}}. \quad (2.3)$$

Cette fonction $F(y)$ est la transformée d'Abel de la fonction $f(r)$. La transformée d'Abel inverse s'exprime alors ainsi :

$$f(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^{\infty} \frac{dF(y)}{dy} \frac{dy}{\sqrt{y^2 - r^2}}. \quad (2.4)$$

On comprend alors mieux l'importance de l'axe de symétrie qu'on doit fixer, puisque cela définit les bornes d'intégration dans l'équation 2.3. La phase récupérée est analogue à la fonction $F(y)$ telle qu'elle est définie plus haut, on reconstruit alors à l'aide de la transformée d'Abel inverse la fonction de la phase en trois dimensions. Le déphasage est lié à l'indice de réfraction du plasma, qui dépend de la densité électronique (1.34) tel que

$$\phi(r) = \frac{\eta(r) - 1}{\lambda} \sqrt{2} r = \frac{\sqrt{1 - \frac{n_e(r)}{n_c}} - 1}{\lambda} \sqrt{2} r. \quad (2.5)$$

La fonction d'Abel $F(y)$ de la densité du plasma s'écrit donc

$$F(y) = \frac{2\sqrt{2}}{\lambda} \int_{|y|}^{\infty} \left(\sqrt{1 - \frac{n_e(r)}{n_c}} - 1 \right) \frac{r^2 dr}{\sqrt{r^2 - y^2}}. \quad (2.6)$$

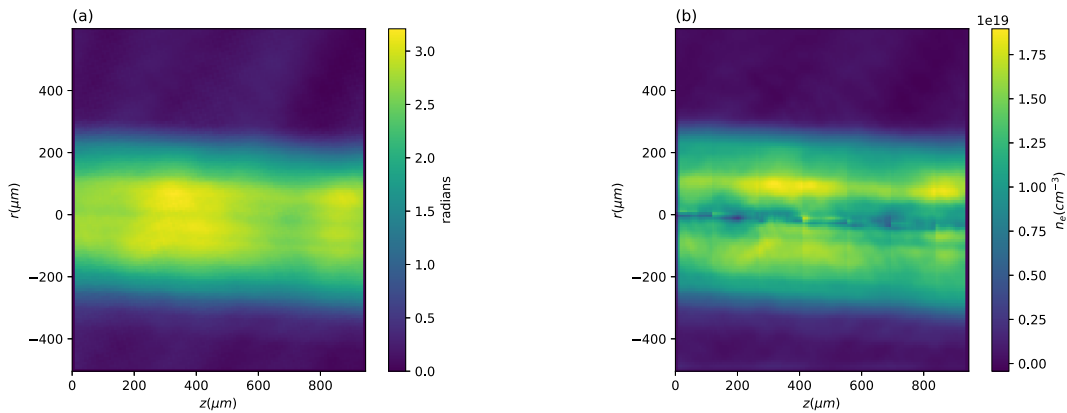


FIGURE 2.7 – (a) Carte de phase obtenue avec la caméra Phasics SID4. (b) Carte de densité électronique reconstruite à partir de la carte de phase en (a) à l'aide du logiciel Neutrino.

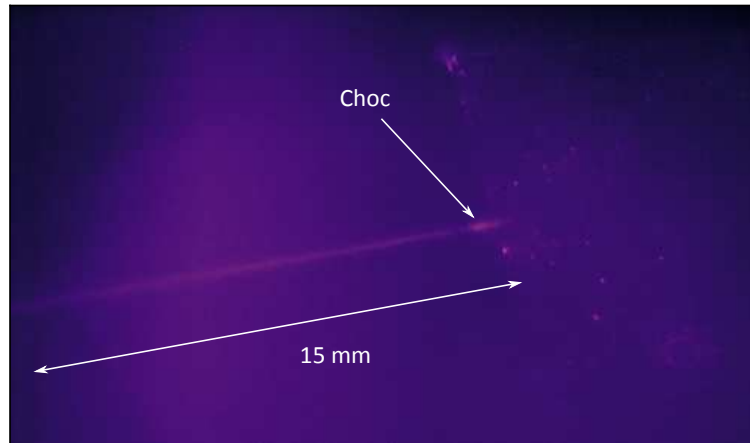


FIGURE 2.8 – Exemple de topview pour le même tir que le sideview : on observe de nouveau le choc au niveau de la lame de wafer qu'on distingue en arrière-plan

Sur la figure 2.7, on observe la phase introduite par la traversée du plasma, puis la même image analysée par le logiciel Neutrino. Le choix de l'axe de symétrie comme base du calcul effectué par Neutrino est primordial et les discontinuités le long de cet axe témoignent de la difficulté de trouver une option optimale. De plus, l'hypothèse d'un cylindre plasma ayant une symétrie de révolution est bien trop exigeante compte tenu des conditions expérimentales (tache focale du laser imparfaite, inhomogénéités dans le jet de gaz pulsé, ...).

2.3.4 Topview

Le topview est un système d'imagerie simple qui collecte la lumière émise issue de la diffusion Rayleigh du laser dans le plasma à la verticale grâce à une lentille convergente, l'émission lumineuse est alors imagée sur une caméra ANDOR Apogee Alta. Ce diagnostic permet de compléter les données récupérées grâce au sideview en donnant une information qualitative sur l'intensité du laser au cours de sa propagation dans le plasma comme en témoigne la figure 2.8. Pour des raisons d'encombrement, il n'est pas représenté sur la figure 2.2.

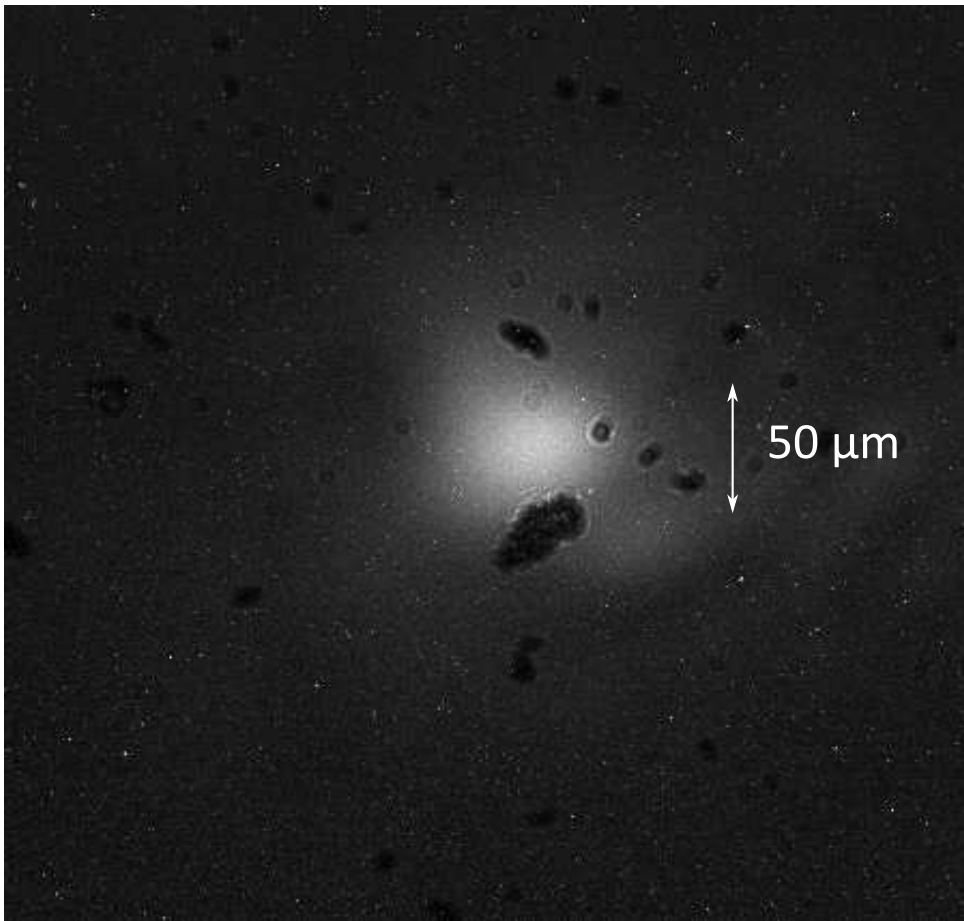


FIGURE 2.9 – Exemple de haut flux en sortie du jet de gaz

2.3.5 Haut flux

Le haut flux est un diagnostic qui permet d'imager les taches focales laser en entrée ou en sortie du jet de gaz. Deux wedges sont situés derrière l'aimant, ils réfléchissent chacun 3% du faisceau laser incident. Une lentille convergente de grande focale est ensuite placée de telle sorte que son plan focal image soit situé au niveau du jet de gaz, sa position est motorisée afin de pouvoir imager l'entrée du jet de gaz ou sa sortie. Le faisceau collimaté résultant de ce dispositif peut ainsi traverser le hublot de sortie et rencontrer une lentille convergente qui permet d'observer grâce à une caméra CCD l'image de la tache focale transportée par le faisceau laser. Un exemple de haut flux est représenté sur la figure 2.9. Comme indiqué précédemment, ce diagnostic est plutôt qualitatif étant donné l'obstruction de faisceau due à l'ouverture de l'aimant.

Chapitre 3

Mise en forme du plasma pour l'injection "par choc"

Sommaire

3.1	Enjeux de l'injection dans un gradient de densité	56
3.2	Notions d'hydrodynamique des jets de gaz	56
3.2.1	Détente d'un gaz dans une buse de type "de Laval"	56
3.2.2	Génération de chocs	59
3.2.3	Simulation Ansys Fluent	63
3.3	Système à deux buses	63
3.3.1	Simulations	65
3.3.2	Expériences	67
3.4	Buse avec un choc intégré	68
3.4.1	Simulations	68
3.4.2	Expériences	70

3.1 Enjeux de l'injection dans un gradient de densité

Comme on l'a vu dans la section 1.2.3, l'injection des électrons dans la cavité ionique peut se faire à l'aide de gradients de densité. Ces gradients de densité sont réalisés à l'aide d'objets placés à la sortie de jets de gaz supersoniques tels que des lames [9, 10] ou de fils [75]. Malgré le fait que cette technique ait permis d'atteindre des dispersions énergétiques peu élevées (de l'ordre de 5 à 10%), la charge injectée reste relativement faible (entre 1 et 100 pC).

L'enjeu est donc d'améliorer cette dernière en produisant des gradients plus raides avec une marche de densité électronique importante. Ainsi, d'une part comme la longueur caractéristique du gradient est plus faible, l'injection est mieux localisée et la dispersion énergétique est diminuée et d'autre part, plus l'écart de densité entre le pic et le plateau est important, plus la quantité d'électrons piégés dans la bulle est élevée et la charge injectée est augmentée. D'où l'importance de produire des profils de densité adéquats de façon reproductible. C'est pourquoi des simulations hydrodynamiques sont utilisées dans cette partie afin de trouver le meilleur moyen pour produire cette transition de densité. Les notions d'hydrodynamiques essentielles seront d'abord évoquées ainsi que le code utilisé pour réaliser les simulations, puis deux configurations étudiées seront présentées.

3.2 Notions d'hydrodynamique des jets de gaz

Pour produire ces gradients de densité à l'aide de choc (avec une lame ou un fil par exemple), des jets de gaz supersoniques sont nécessaires. Les éléments théoriques indispensables qui suivent permettent de comprendre comment sont obtenus des écoulements supersoniques à partir desquels sont créés des chocs.

3.2.1 Détente d'un gaz dans une buse de type "de Laval"

On va d'abord étudier l'écoulement supersonique d'un gaz dans un certain type de buse, appelée tuyère de Laval. Pour décrire en première approximation la détente du gaz dans la buse, on suppose que le gaz est un gaz parfait monoatomique et que le processus est adiabatique, isentropique et unidimensionnel. Des simulations plus complètes vont ensuite permettre de confirmer les résultats issus de la théorie. On utilisera les trois variables suivantes pour décrire le jet de gaz : la pression P (en pascal Pa), la température T (en kelvin K) et la densité ρ (en $kg.m^{-3}$). Dans ce cadre, la transition de l'état du gaz entre deux positions peut alors être définie par les équations suivantes, où les positions 1 et 2

correspondent respectivement aux états initial et final :

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad (3.1)$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad (3.2)$$

$$\frac{P_2}{P_1} = \left(\frac{\rho_2}{\rho_1} \right)^{\gamma} \quad (3.3)$$

avec γ l'indice adiabatique d'un gaz. Pour un gaz parfait monoatomique, comme l'hélium par exemple, il est constant et égal à $\frac{5}{3}$.

Les buses utilisées pour former et structurer les jet de gaz, cibles des impulsions laser femtosecondes, sont conçues sur le modèle de la tuyère de Laval, qui consiste en une buse en forme de "sablier" avec une partie convergente, puis une partie divergente (figure 3.1). La section convergente est attachée à un réservoir à pression constante. Cette géométrie permet d'obtenir un nombre de Mach $M = 1$ au niveau du col et un écoulement supersonique ($M > 1$) dans la section divergente de la buse. Le nombre de Mach est défini comme le rapport entre la vitesse du fluide v et la vitesse du son dans le milieu c : $M = \frac{v}{c}$ où c est défini par $c = \sqrt{\gamma RT}$.

L'évolution de l'écoulement dans une telle tuyère a été décrite de manière détaillée avec un modèle isentropique unidimensionnel [76] et la physique des tuyères supersoniques dans un contexte similaire au nôtre a déjà été étudiée [77, 78]. Par conséquent, seuls les principaux résultats du modèle d'expansion isentropique seront rappelés ici.

Lors de la détente supersonique dans la partie divergente se crée une onde de choc et les relations de Rankine-Hugoniot vont permettre de décrire l'état du gaz de part (état 1) et d'autre (état 2) de cette onde de choc. Celles-ci se résument en trois hypothèses :

$$\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2 \quad \text{Conservation de la masse} \quad (3.4)$$

$$\rho_1 v_1^2 + P_1 = \rho_2 v_2^2 + P_2 \quad \text{Conservation du moment} \quad (3.5)$$

$$U_1 + \frac{P_1}{\rho_1} + \frac{v_1^2}{2} = U_2 + \frac{P_2}{\rho_2} + \frac{v_2^2}{2} \quad \text{Conservation de l'énergie} \quad (3.6)$$

avec v_1 et v_2 les vitesses fluides du gaz dans les états 1 et 2 et U_1 et U_2 les énergies internes du gaz dans les états 1 et 2.

En posant P_0 , ρ_0 et T_0 la pression, la densité et la température du gaz dans le réservoir à l'entrée de la buse et S^* la surface au niveau du col de la buse, la pression, la densité, la température et le nombre de Mach du gaz dans la partie divergente de la buse peuvent

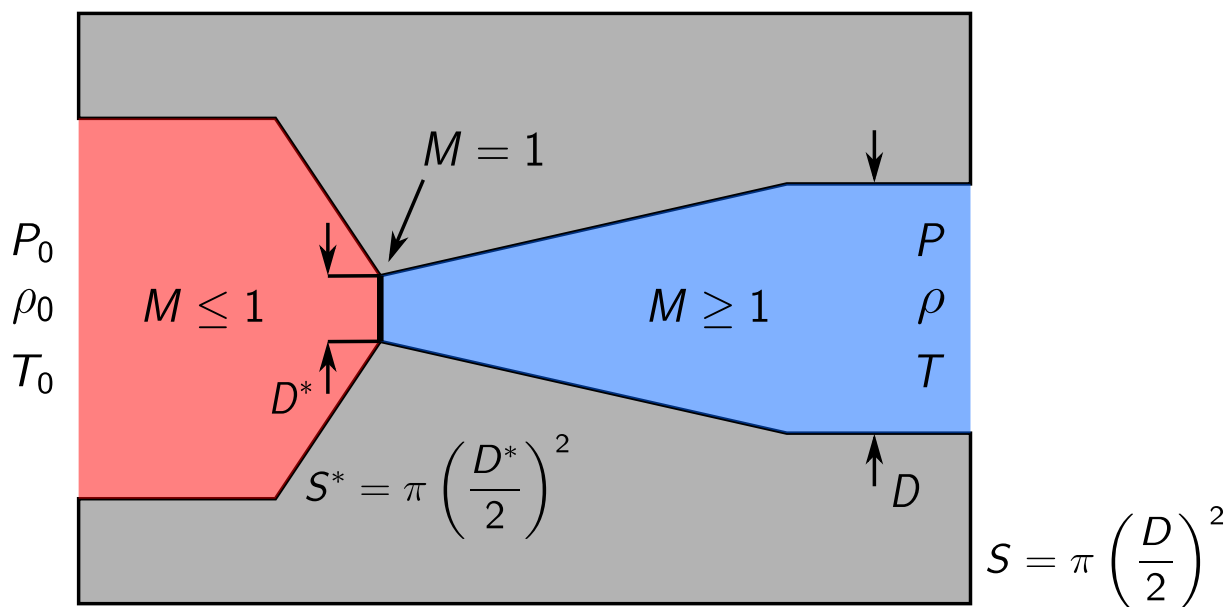


FIGURE 3.1 – Schéma d'une buse typique d'une tuyère de Laval

alors s'exprimer selon les équations suivantes [78] :

$$\frac{T}{T_0} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{-1} \quad (3.7)$$

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{-\frac{1}{\gamma - 1}} \quad (3.8)$$

$$\frac{P}{P_0} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{-\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad (3.9)$$

$$\frac{S}{S^*} = \frac{1}{M} \left(1 + \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} (M^2 - 1)\right)^{\frac{\gamma + 1}{2(\gamma - 1)}} \quad (3.10)$$

On peut alors rendre le jet de gaz à la sortie de la buse plus ou moins supersonique en faisant varier le rapport des surfaces $\frac{S}{S^*}$, comme représenté sur la figure 3.2. Dans ce modèle, la distance entre les surfaces S et S^* n'est pas prise en compte, car seul l'écoulement du gaz est étudié. En effet, les conditions de bords, via le contact entre le gaz et les parois internes de la buses, ne sont pas considérés afin de justifier l'hypothèse adiabatique initiale.

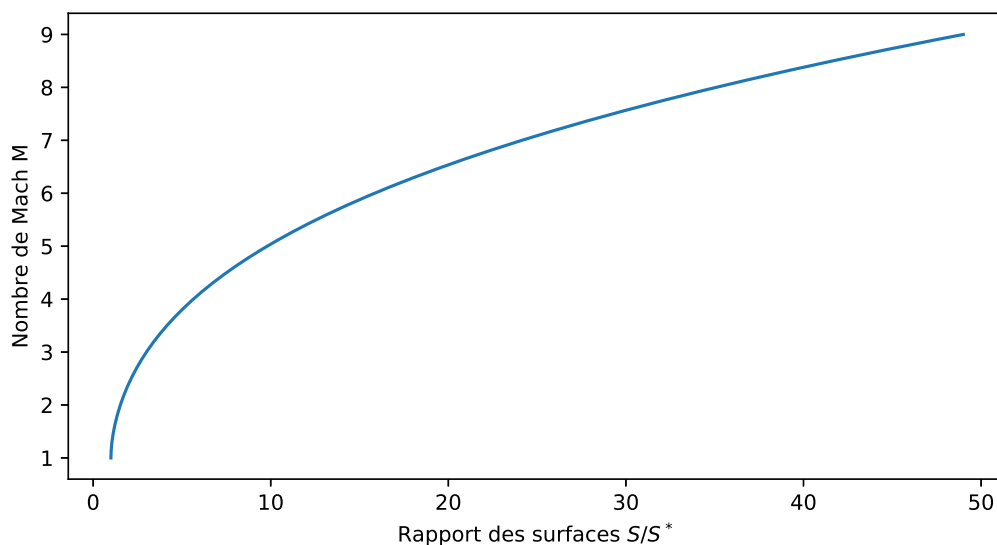


FIGURE 3.2 – Nombre de Mach en sortie de la buse en fonction du rapport des surfaces $\frac{S}{S^*}$ suivant l'équation (3.10).

3.2.2 Génération de chocs

Choc avec une lame

Historiquement, les premières expériences d'injection dans une transition de densité ont produit un choc en plaçant une lame au-dessus d'un jet de gaz supersonique comme illustré sur la figure 3.3. Cette technique sera vue plus en détail à la section 5.4.2. Malgré la simplicité de la mise en place expérimentale, elle ne permet pas toutefois contrôler avec précision les caractéristiques du choc produit. C'est pourquoi nous avons également étudié d'autres procédés pour la génération de choc.

Choc oblique

Notre première idée pour mieux contrôler les caractéristiques du choc a été de le produire au moyen d'une buse, et non plus une lame. En effet, lorsqu'un écoulement supersonique change brusquement de direction, comme lorsqu'il rencontre une paroi avec un angle de déviation θ , il génère une onde de choc oblique et faisant un angle avec la direction d'écoulement originale β , ce principe est illustré sur la figure 3.4.

Ces deux angles θ et β sont liés avec le nombre de Mach en sortie de la buse par la formule suivante [79] :

$$\tan \theta = 2 \cot \beta \frac{M^2 \sin^2 \beta - 1}{M^2 (\gamma + \cos 2\beta) + 2} \quad (3.11)$$

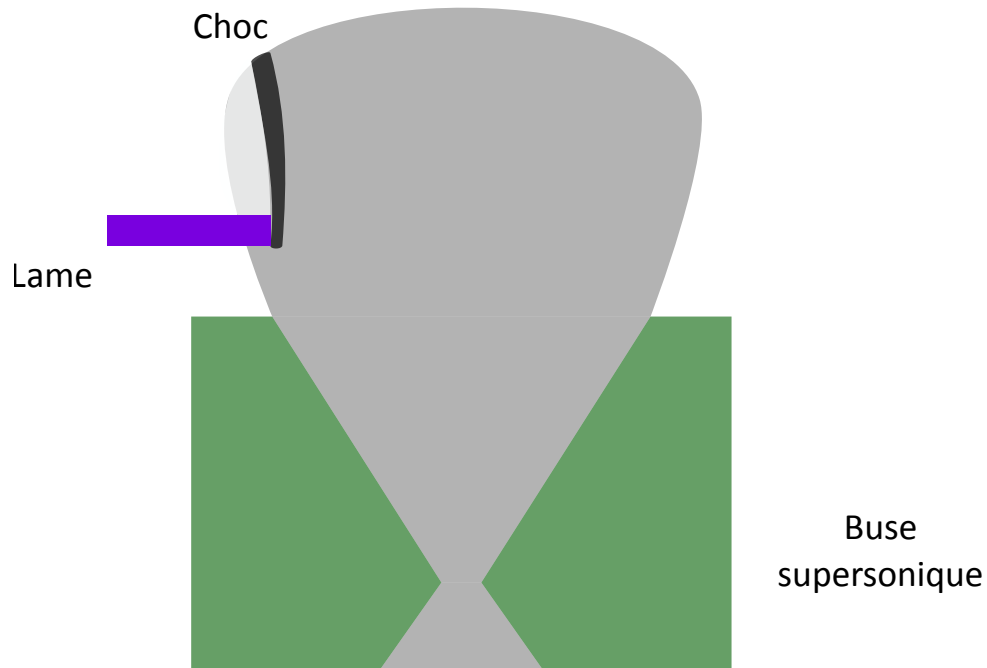


FIGURE 3.3 – Génération d'un choc en sortie d'une buse supersonique grâce à une lame.

La dépendance de l'angle du choc $\beta - \theta$ par rapport à l'angle de déviation θ est représentée sur la figure 3.5. On observe que, pour un angle de déviation θ donné, il existe deux solutions pour l'angle du choc : un choc fort qui conduit à un écoulement subsonique en aval du choc et un choc faible qui conduit à un écoulement supersonique en aval du choc. Les chocs forts apparaissent dans des conditions très particulières de pression en amont et ne sont pas observés expérimentalement dans nos conditions.

On peut également déterminer la position du choc ainsi créé en sortie de la buse, celle-ci est donnée par :

$$z_{choc} = \frac{D}{2 \tan \beta - \theta} - L \quad (3.12)$$

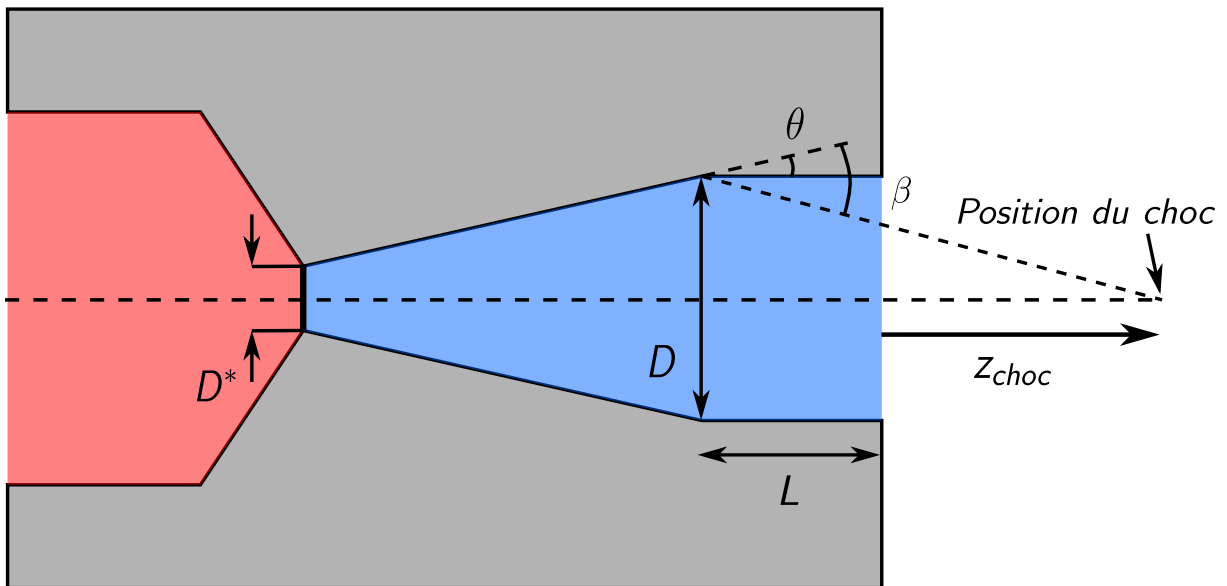


FIGURE 3.4 – Génération d'un choc oblique en sortie d'une buse supersonique.

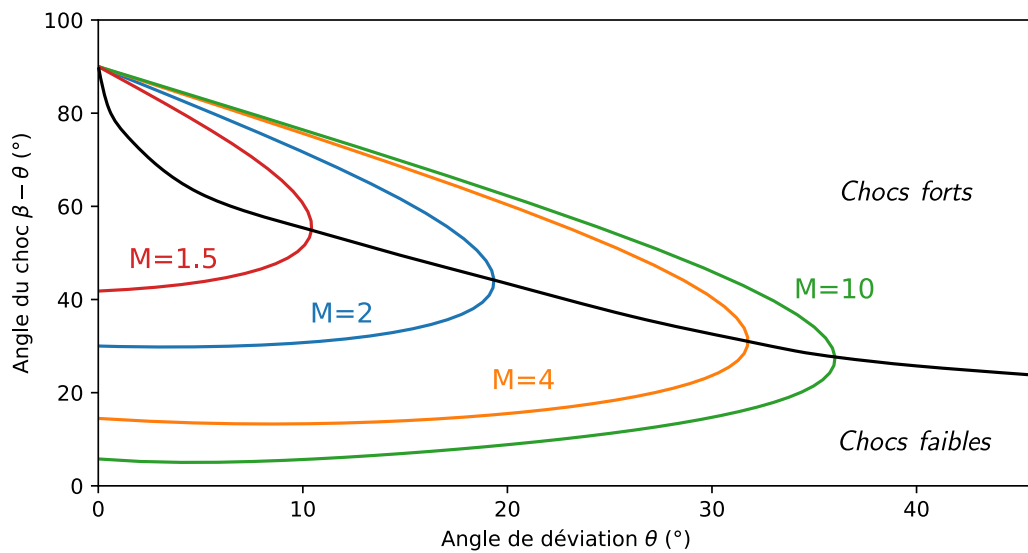
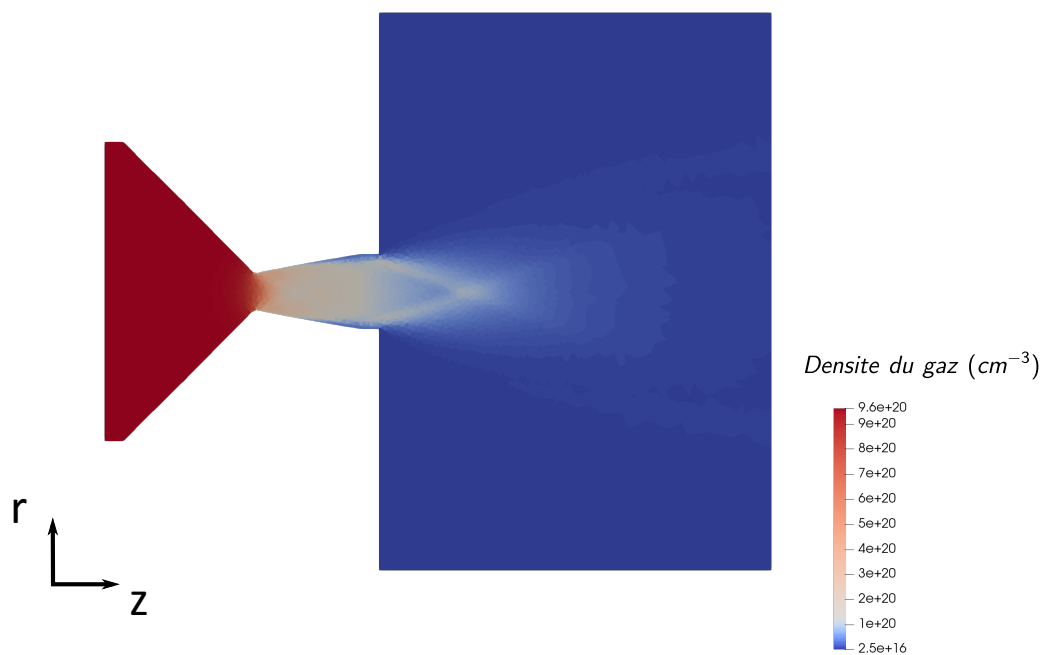


FIGURE 3.5 – Angle du choc $\beta - \theta$ en fonction de l'angle de déviation θ pour différents nombres de Mach M en sortie de la buse.

(a)



(b)

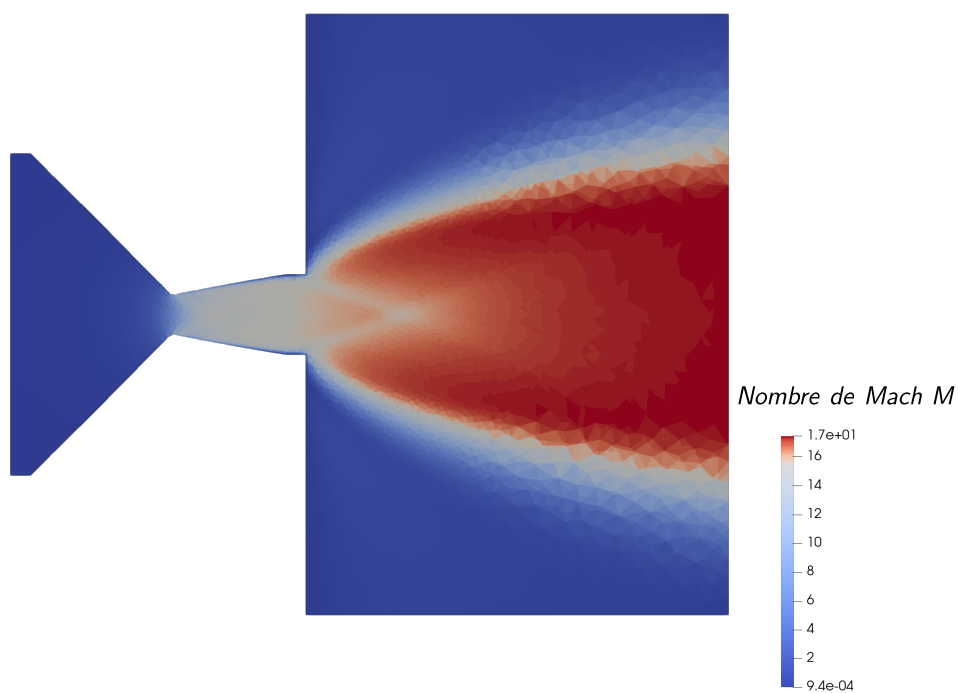


FIGURE 3.6 – (a) Carte de densité du gaz. (b) Carte du nombre de Mach M . Ces données sont issues de simulations.

3.2.3 Simulation Ansys Fluent

Afin de mettre au point notre système expérimental, la formation de l'écoulement a été étudiée en résolvant les équations de Navier-Stokes. Pour ce faire, j'ai utilisé le code commercial ANSYS Fluent afin de prédire numériquement les paramètres de l'écoulement du gaz. Toutes les simulations issues de ce logiciel sont en 3D. Lors de chaque simulation, on utilise le modèle de turbulence $k - \omega$, qui a l'avantage d'être plus précis dans le calcul proche des parois, ce qui est très important dans notre cas. On peut ainsi mettre en application tous les éléments théoriques vus précédemment, une buse de type "de Laval" avec un angle de déviation telle que $D^* = 200 \mu\text{m}$, $D = 400 \mu\text{m}$, $L = 100 \mu\text{m}$ et $\theta \approx 10^\circ$ a donc été simulée avec un gaz d'hélium. On obtient alors les résultats illustrés à la figure 3.6. On observe clairement la "réflexion" de la détente supersonique sur les parois internes parallèles de cette buse. Comme celle-ci possède une symétrie de révolution, la position où toutes ces "réflexions" se croisent correspond à la position du choc où sera créée une surdensité de gaz de petites dimensions.

Avec ces caractéristiques, on peut estimer analytiquement que le choc créé par cette buse se situe à $z_{choc} \approx 650 \mu\text{m}$. La simulation le situe à $477.5 \pm 70 \mu\text{m}$ comme illustré sur la figure 3.7a. L'incertitude de la mesure est calculée en moyennant la position du choc selon l'axe r . La différence entre la valeur théorique de z_{choc} et celle issue de la simulation provient du fait que, dans le modèle théorique, les conditions de bord ne sont pas prises en compte, or la vitesse d'écoulement du gaz proche des parois de la buse est clairement affectée et diminuée par ce contact, comme on peut le voir sur la figure 3.6b. Malgré cette différence, les simulations confirment la possibilité de produire des chocs avec de forts gradients descendants en rajoutant une section droite à la sortie d'une buse supersonique. On mesure ainsi sur la figure 3.7b une longueur de gradient $l_{gradient} \approx 250 \mu\text{m}$.

3.3 Système à deux buses

Comme annoncé précédemment, on cherche à mettre à profit les chocs créés par ces buses supersoniques et le but est de découpler les étapes d'injection et d'accélération. Pour ce faire, on souhaite provoquer l'injection dans le gradient de densité raide associé au choc généré par la buse présentée en sections 3.2.2 et 3.2.3, tandis qu'une buse sonique de 10 mm produit le "plateau" nécessaire à l'accélération, à plus basse densité électronique, comme représenté sur la figure 3.8. Dans la suite, on se référera à la buse créant le choc comme la buse courte et à la buse produisant le plateau de densité comme la buse longue.

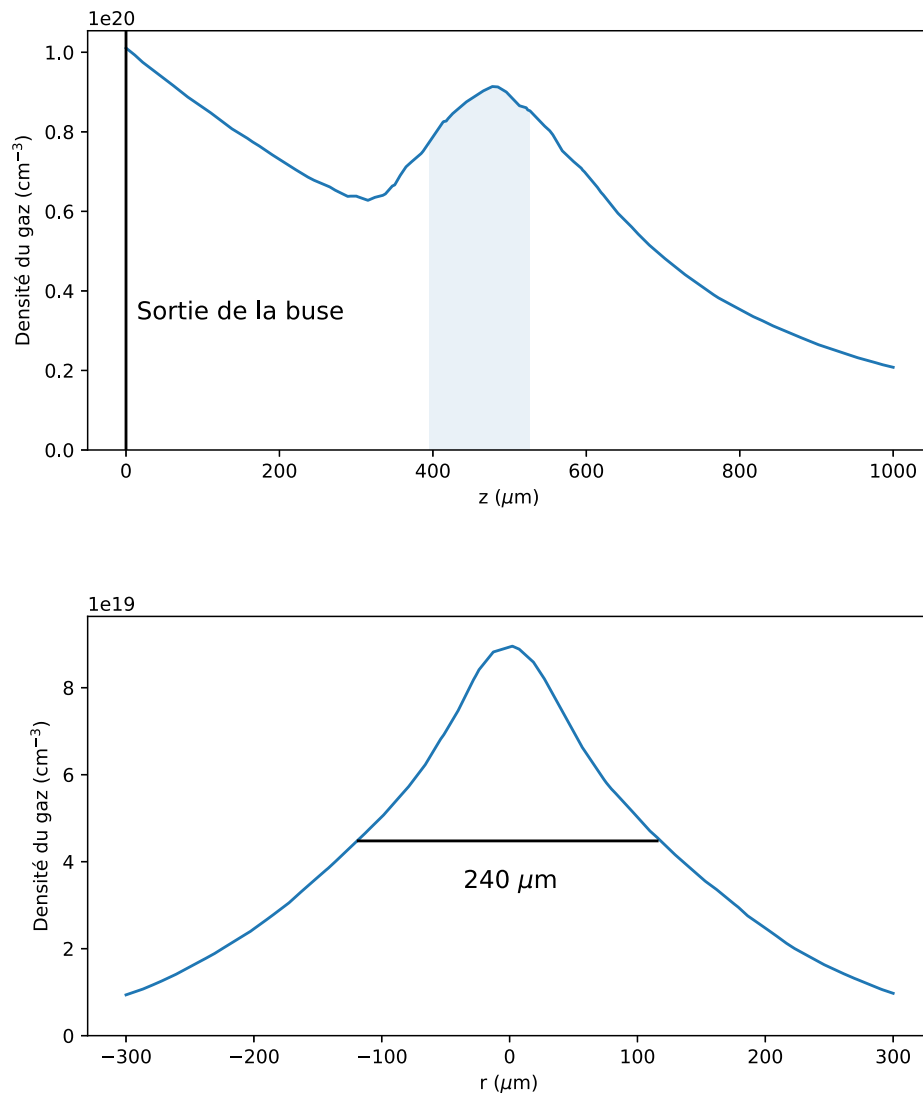


FIGURE 3.7 – Profils de densité issus de la simulation de la figure 3.6a en sortie de la buse schématisée sur la figure 3.4 : sur son axe de symétrie en haut (l'incertitude est représentée par la barre bleue en transparence) et sur l'axe de propagation de l'impulsion laser pour $z = 477.5 \mu\text{m}$ en bas.

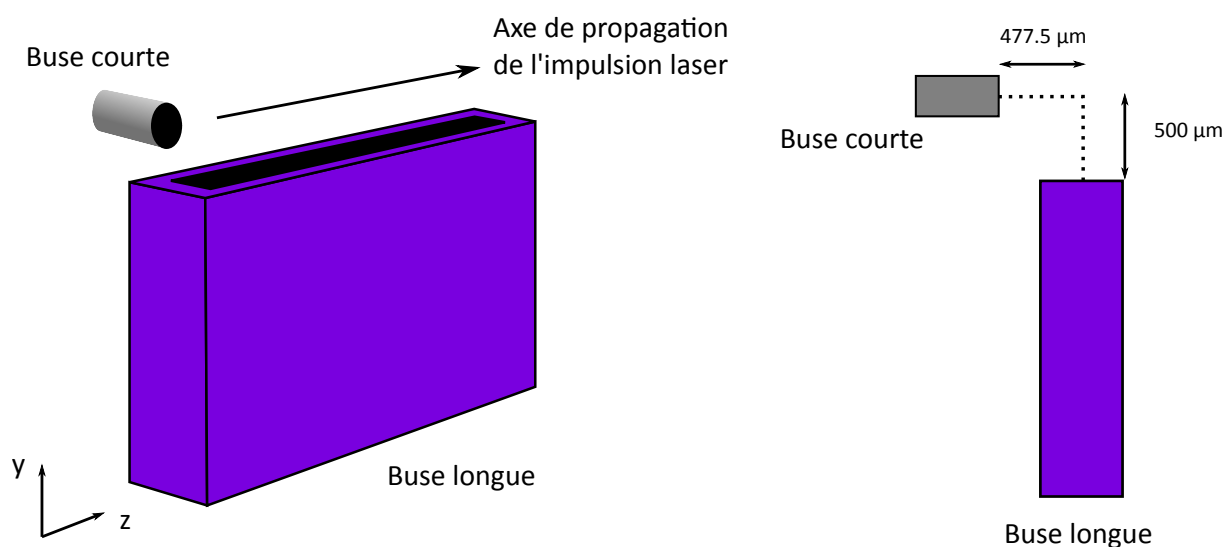


FIGURE 3.8 – Schéma du système à deux buses.

3.3.1 Simulations

Des simulations Fluent de ce système à deux buses ont été réalisées en utilisant de l'hélium avec une pression dans le réservoir pour la buse courte de 20 bars et pour la buse longue de 10 bars. La buse courte est positionnée de telle sorte que le choc produit soit situé exactement au-dessus de la fente de sortie de la buse longue, soit $z_{choc} = 477.5 \mu\text{m}$, et également $500 \mu\text{m}$ au-dessus de celle-ci. On observe très clairement la surdensité créée par la buse courte suivie d'une densité constante sur la figure 3.9.

Le profil de densité sur l'axe de propagation de l'impulsion laser (au niveau de la buse courte, soit $500 \mu\text{m}$ au-dessus de la sortie de la buse longue) est représenté sur la figure 3.10. Du point de vue de l'accélération laser-plasma, ce profil semble idéal pour localiser l'injection dans le gradient descendant de la surdensité suivie d'une phase d'accélération sur un plateau de densité constante. Dans cette simulation, la longueur typique du gradient est évaluée à $l_{gradient} = 260 \mu\text{m}$. Cette longueur est déterminée par la distance entre le pic de densité et le début du plateau. Elle est cohérente avec celle mesurée lors de la simulation de la buse courte seule à la section 3.2.3. L'un des principaux avantages du découplage entre injection et accélération avec ce système est que l'on peut choisir le ratio pic/plateau indépendamment de la longueur du gradient, ce qui permet de piéger un grand nombre d'électrons dans la cavité ionique en principe.

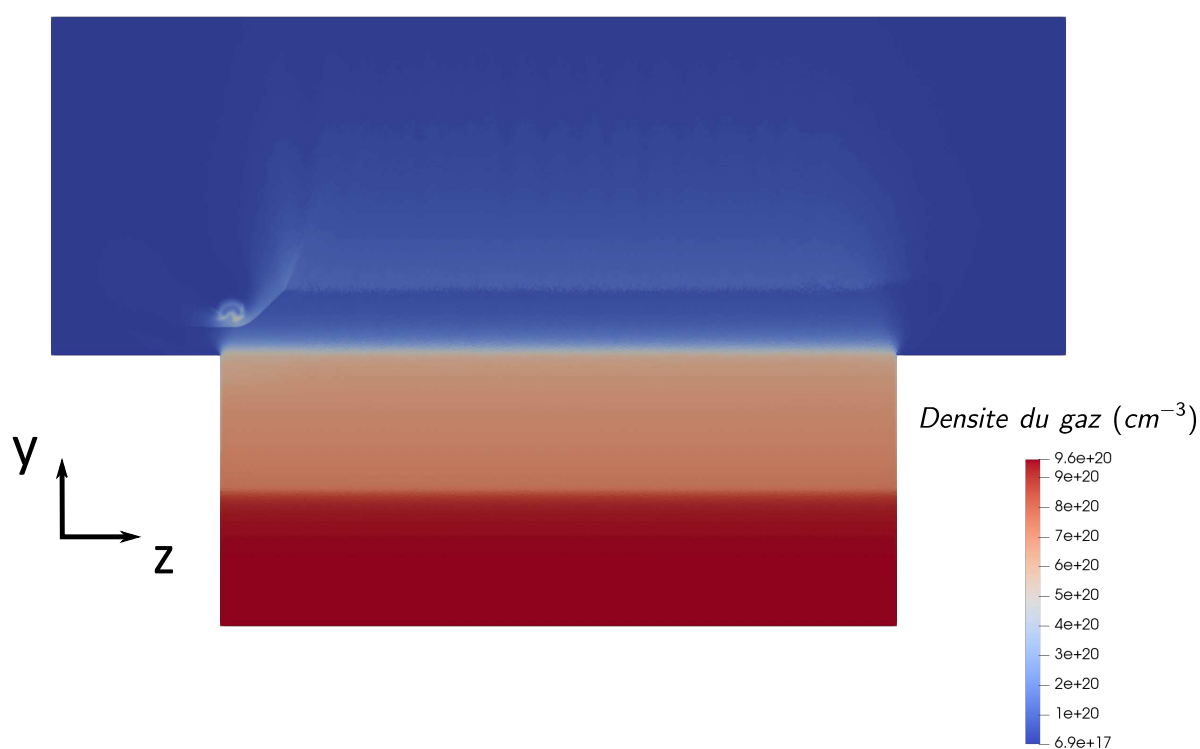


FIGURE 3.9 – Carte de densité du gaz du système à deux buses issue de simulations dans le plan selon l'axe de propagation de l'impulsion laser (l'impulsion laser se propage de la gauche vers la droite).

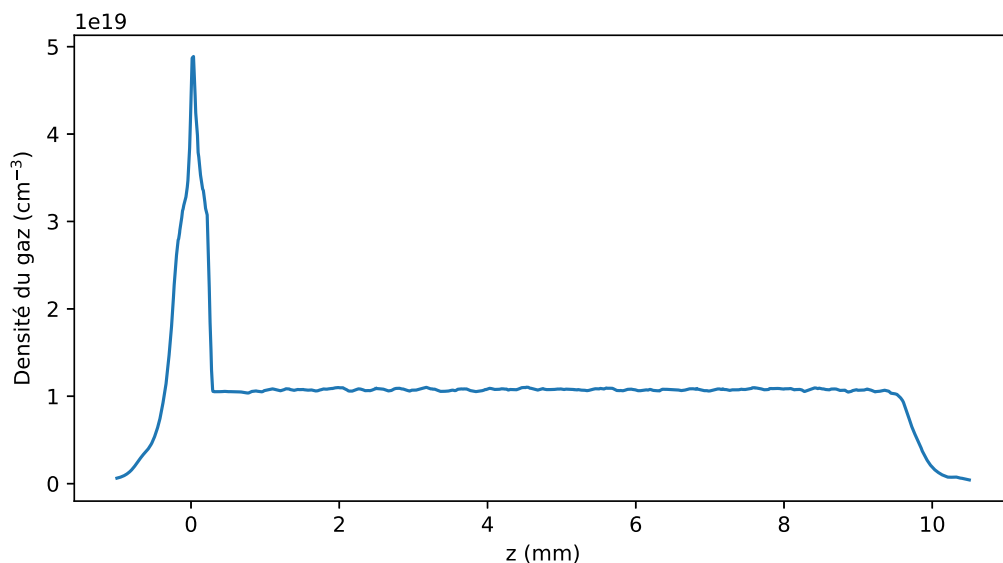


FIGURE 3.10 – Profil de densité du gaz du système à deux buses sur l'axe de propagation de l'impulsion laser, coupe issue de la figure 3.9 (l'impulsion laser se propage de la gauche vers la droite).

3.3.2 Expériences

Cependant, lorsque ce dispositif a été testé expérimentalement, les résultats ont été peu satisfaisants. En effet, les faisceaux d'électrons obtenus peuvent être de bonne qualité, comme on peut l'observer sur les deux meilleurs tirs produits par ce système et représentés sur la figure 3.11 avec une énergie du pic atteignant les 200 MeV et une dispersion en énergie égale à 2.4% et 5.8%. Cette dispersion se rapproche de ce qui se fait de mieux dans le domaine de l'accélération laser-plasma pour le premier tir notamment. Toutefois, malgré la bonne qualité des faisceaux obtenus, la stabilité tir à tir était assez faible : environ 40% des tirs ont été considérés comme satisfaisants avec une dispersion en énergie inférieure à 10%. On remarque également une queue à basse énergie sur ces spectres. En effet, afin de faciliter l'injection au niveau du choc, la buse courte expulsait un mélange d'hélium et d'azote pour déclencher un mécanisme d'injection par ionisation en plus de l'injection par choc.

Les simulations Fluent ont permis de pointer une possible explication derrière ce manque de stabilité. On observe, sur la figure 3.12, le plan perpendiculaire à l'axe de propagation de l'impulsion laser à l'intersection entre les deux jets de gaz : la formation du choc oblique par la buse de Laval est déformée par la rencontre avec le jet de gaz de la buse longue. La non-linéarité de la rencontre entre les deux jets de gaz pourrait donc expliquer la mauvaise stabilité tir à tir des faisceaux d'électrons obtenus. Il a également été testé

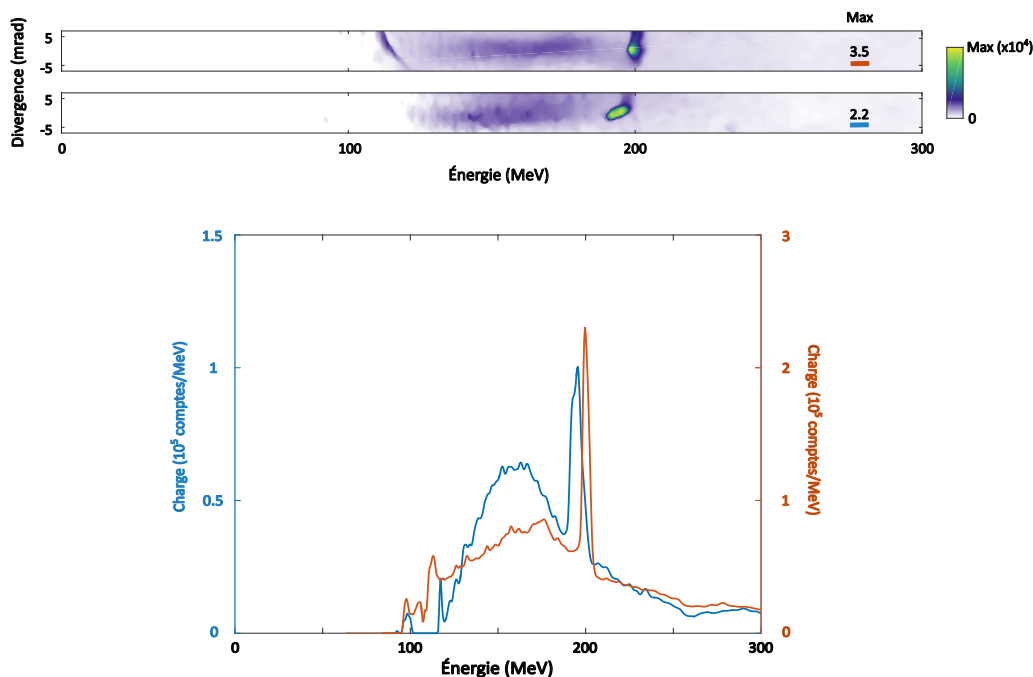


FIGURE 3.11 – Exemple de deux tirs typiques obtenus avec ce système à deux buses : les spectres déconvolués en haut et intégrés sur la fenêtre $[-5, 5]$ mrad en bas (la courbe orange correspond au premier tir et la bleue au deuxième).

expérimentalement de réduire l'angle entre les deux buses afin que les écoulements de gaz se rencontrent de manière moins frontale (sur les schémas et simulations présentés, cet angle était de 90°). Toutefois, pour des raisons d'encombrement, l'angle minimal atteint entre les deux buses n'a pas pu être réduit en dessous de 60° et nous n'avons pas observé d'impact significatif de cet angle sur les performances du système.

3.4 Buse avec un choc intégré

Afin de résoudre l'instabilité du choc créé par la collision des deux jets de gaz, une solution largement inspirée de [69, 79] a été d'utiliser une seule buse longue et d'ajouter un rebord à l'entrée de celle-ci afin de produire un jet de gaz asymétrique avec une surdensité à son entrée.

3.4.1 Simulations

Une simulation Fluent de ce concept de buse pour un gaz d'hélium avec une pression en entrée de 10 bars peut être observée sur la figure 3.13. Les dimensions de cette buse

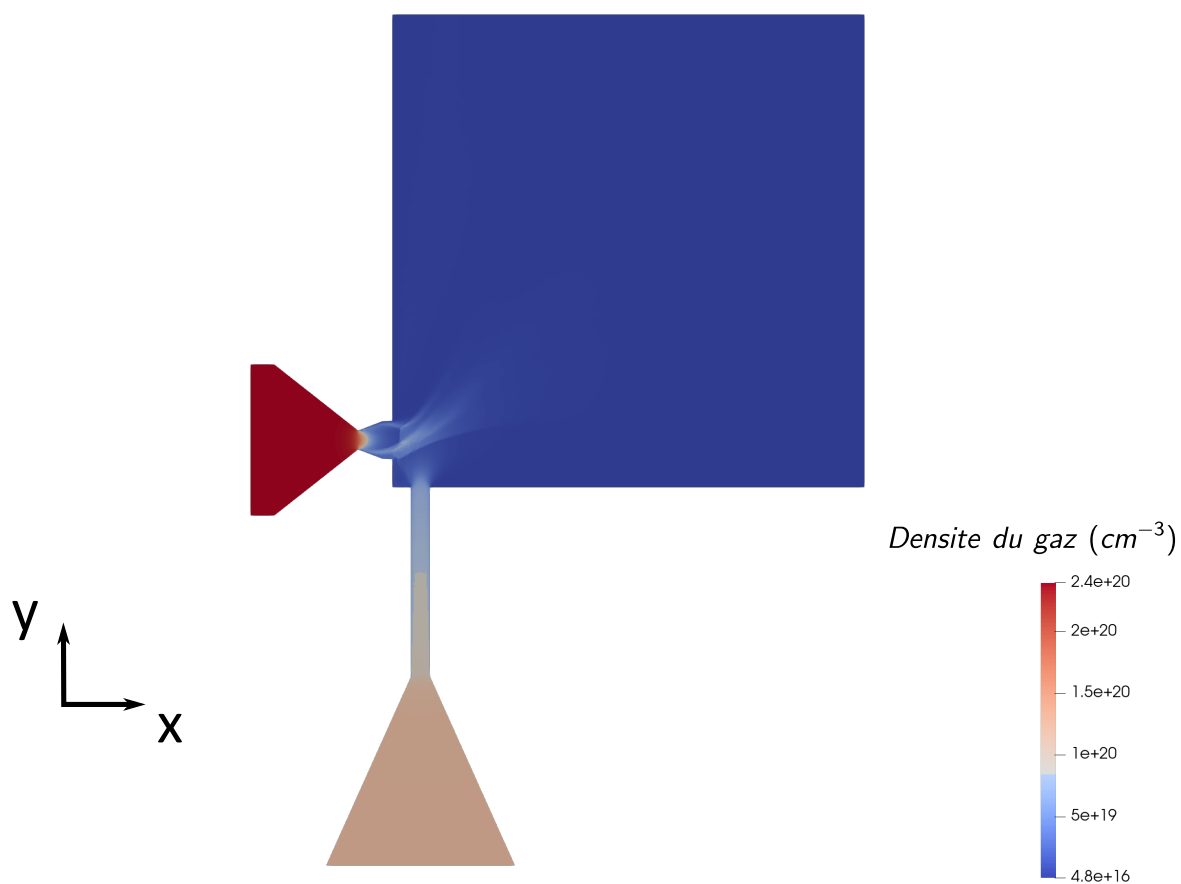


FIGURE 3.12 – Carte de densité du gaz du système à deux buses issue de simulations dans le plan transverse à l'axe de propagation de l'impulsion laser au niveau de l'intersection entre les deux jets de gaz.

sont les suivantes : 10 mm de longueur pour une hauteur de 34 mm et un rebord de 3 mm.

La surdensité, occasionnée par le choc oblique créé par le rebord, est nette dans la zone juste au-dessus de ce dernier. La densité du gaz pour différentes hauteurs de 0 à 1 mm au-dessus du rebord sur l'axe de propagation de l'impulsion laser est tracée sur la figure 3.14a. Comme attendu d'un choc oblique, la surdensité se déplace à l'intérieur de la buse (z positifs) à mesure que l'on observe des hauteurs y plus élevées. Les paramètres caractéristiques du gradient, tels que le rapport entre le pic de densité et le plateau ou la longueur caractéristique du gradient, sont étudiés sur la figure 3.14b. Outre le décalage vers les z positifs constaté sur la figure 3.14a, on remarque que les caractéristiques du gradient sont peu dépendantes de la hauteur y pour l'intervalle $[0, 0.8]$ mm. Cependant, pour des hauteurs supérieures à 0.8 mm, le pic de densité a tendance à être moins net puisque la longueur caractéristique du gradient augmente de 30%, alors que la variation de densité entre le sommet du pic et le plateau se réduit.

À partir de ces observations, il a semblé qu'il fallait focaliser l'impulsion laser proche du rebord afin de bénéficier d'un gradient plus court et ainsi mieux localiser l'injection des électrons. Cependant, en suivant cette initiative, l'obtention de faisceaux d'électrons avec une dispersion en énergie faible s'est avérée infructueuse.

3.4.2 Expériences

Cette buse a été réalisée grâce à une technique de gravure sélective assistée par laser femtoseconde (Femtosecond Laser-assisted Selective Etching ou FLSE) [80, 81]. Cette technique consiste en une microfabrication tridimensionnelle directe à l'intérieur d'un volume de verre de silice. L'ensemble du processus de fabrication se déroule en deux étapes : (i) écriture du motif tridimensionnel préprogrammé à l'intérieur verre de silice par des impulsions laser femtosecondes focalisées et (ii) gravure de la structure écrite dans une solution aqueuse à 5% d'acide fluorhydrique. Elle permet de fabriquer des canaux tridimensionnels de très petites dimensions à l'intérieur du volume avec n'importe quel angle d'interconnexion et un rapport d'aspect élevé (canaux de $10 \mu\text{m}$ de diamètre dans une dalle de silice de $100 \mu\text{m}$ d'épaisseur). Le profil de densité expérimental de cette buse a été réalisé avec un analyseur de phase Phasics, qui nous permet d'avoir la résolution nécessaire pour observer le choc. L'intérêt du Phasics par rapport à l'interféromètre utilisé auparavant est détaillé à la section 5.3.3 : il nous permet de pouvoir obtenir une mesure relativement précise du profil de densité du jet de gaz. On mesure ici la phase du jet de gaz dans une enceinte sous vide. Comme le jet de gaz n'a pas une symétrie de révolution, l'inversion d'Abel ne peut pas être appliquée pour retrouver la densité du gaz. Néanmoins,

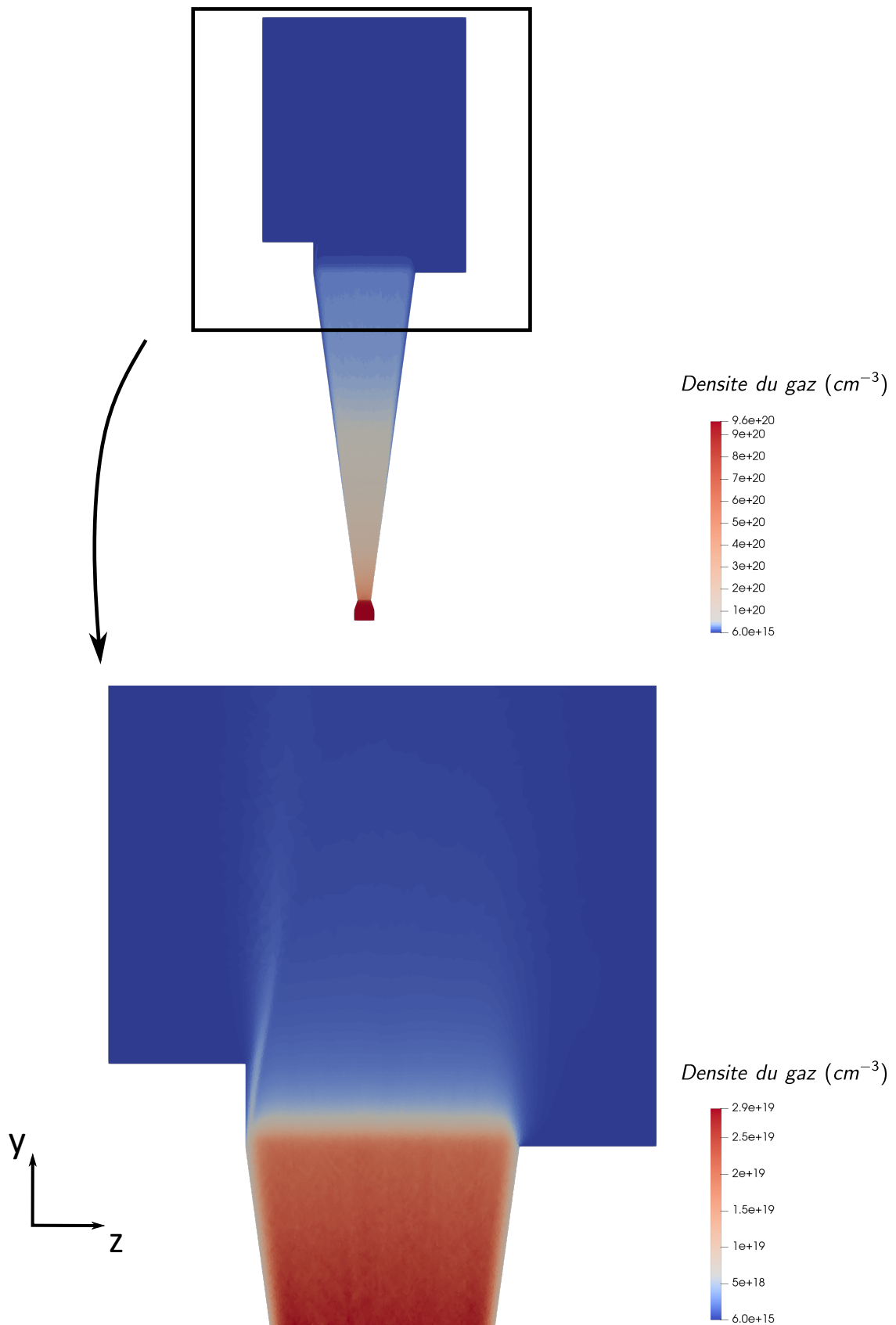


FIGURE 3.13 – Carte de densité du gaz de la buse avec un choc intégré issue de simulations dans le plan vertical selon l'axe de propagation de l'impulsion laser (l'impulsion laser se propage de la gauche vers la droite).

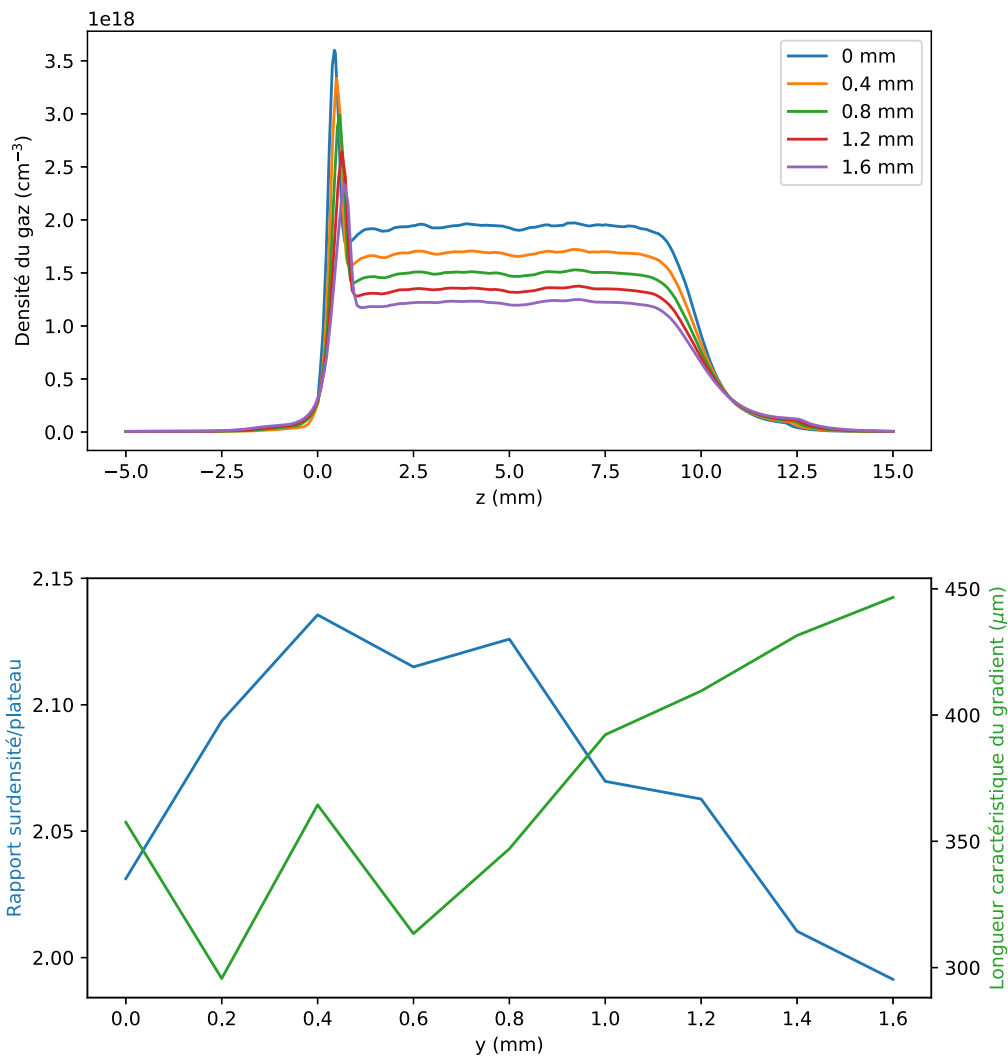


FIGURE 3.14 – Profil de densité du gaz de la buse avec un choc intégré issu de simulations sur l'axe de propagation de l'impulsion laser pour différentes hauteurs y ($0 \mu\text{m}$ étant la référence du rebord créant le choc) en haut (l'impulsion laser se propage de la gauche vers la droite) et étude du gradient de densité avec l'évolution du rapport entre le pic de densité et le plateau et de la longueur caractéristique du gradient en bas.

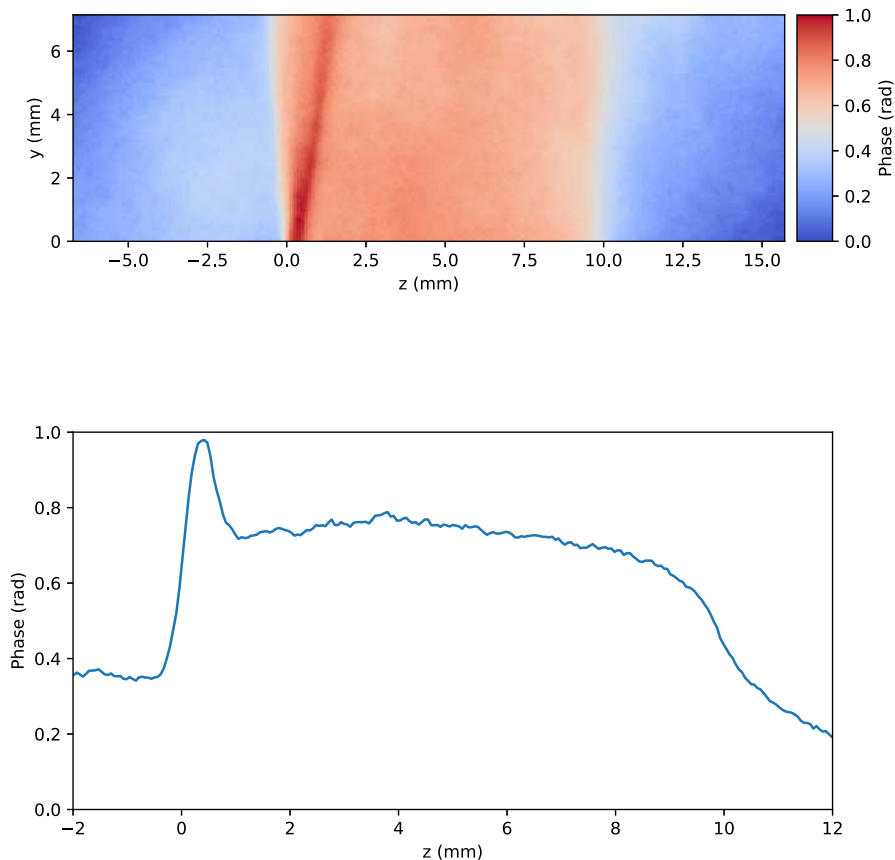


FIGURE 3.15 – Carte de phase expérimentale du jet de gaz formé par la buse avec un choc intégré dans le plan selon l'axe de propagation de l'impulsion laser en haut et profil de phase moyenné pour $y = 0.4$ mm. Dans les deux cas, l'impulsion laser se propage de la gauche vers la droite.

la carte de phase induite par la traversée du jet de gaz permet d'observer grossièrement le profil du jet de gaz, comme illustré sur la figure 3.15. En effet, la phase serait équivalente au profil de densité du jet de gaz si ce dernier était invariant selon l'axe x , ce qui n'est évidemment pas le cas. La phase mesurée semble plus ou moins cohérente avec le profil de densité simulé avec Fluent, puisqu'on observe bien un pic suivi d'un plateau.

La carte de densité du jet de gaz a alors été analysée plus en détail pour tenter de comprendre les résultats obtenus : le jet de gaz est ionisé par le faisceau P1 et un filament plasma est donc formé. On mesure alors la phase de ce plasma et plus spécifiquement la zone où est formée la surdensité. Le filament plasma est supposé avoir une symétrie de révolution selon l'axe de propagation de l'impulsion laser et on peut ainsi calculer la densité du plasma grâce à l'inversion d'Abel. La densité du choc a ainsi été mesurée à

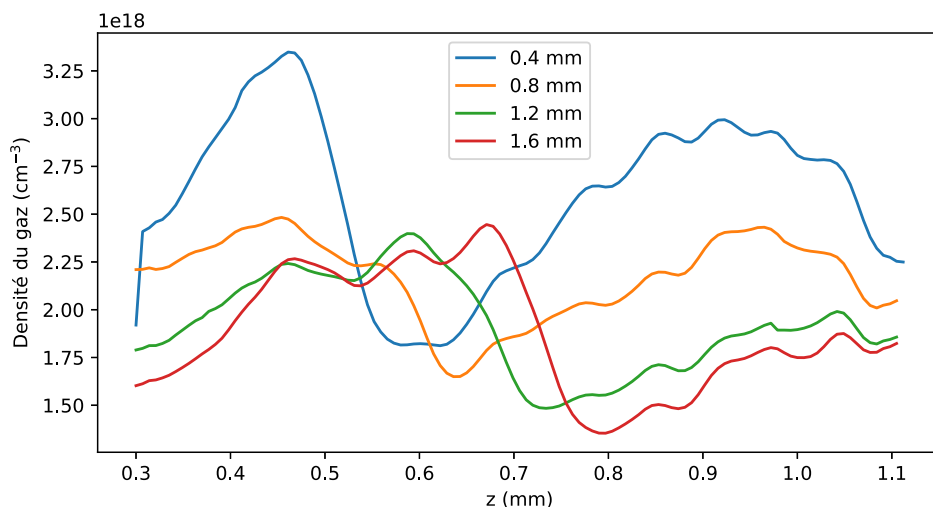


FIGURE 3.16 – Profil de densité expérimental du plasma sur l'axe de propagation de l'impulsion laser pour les mêmes valeurs de y que sur la figure 3.14a (l'impulsion laser se propage de la gauche vers la droite).

différentes valeurs de y (les mêmes que sur la figure 3.14a à titre de comparaison).

À partir de ces mesures expérimentales (figure 3.16), on peut ainsi comparer les caractéristiques du gradient produit par le choc avec les valeurs obtenues sur la figure 3.14b. On obtient alors le résultat suivant avec la figure 3.17 où l'on observe les données expérimentales en traits pleins et les données issues de simulations en pointillés. Les différences entre celles-ci sont notables tant au niveau du ratio pic/plateau qu'au niveau de la longueur caractéristique du gradient.

De plus, on observe clairement une sorte de "rebond" directement après la surdensité créée par le choc, ce qui fait que le profil de densité est plutôt constitué d'un pic de densité, suivi d'un "trou", puis du plateau : on peut alors supposer que les électrons potentiellement injectés par la décélération de la bulle due au gradient descendant sont perdus par le phénomène inverse lorsque l'impulsion laser traverse le gradient montant qui suit. Cette hypothèse expliquerait alors les tentatives infructueuses d'injection contrôlée avec cette buse. En revenant aux données issues de simulations et en y prêtant plus attention (figure 3.14a), on remarque que le "trou" peut être observé pour des hauteurs y inférieures à 1.2 mm. Cependant, le "trou" observé expérimentalement semble bien plus prononcé que celui obtenu par les simulations. L'hypothèse la plus vraisemblable serait que l'écoulement fluide est moins supersonique qu'attendu par la simulation à cause notamment des effets de bord au contact de la paroi interne de la buse.

On cherche maintenant à comprendre pourquoi ce "trou", observé sur les figures 3.14a et

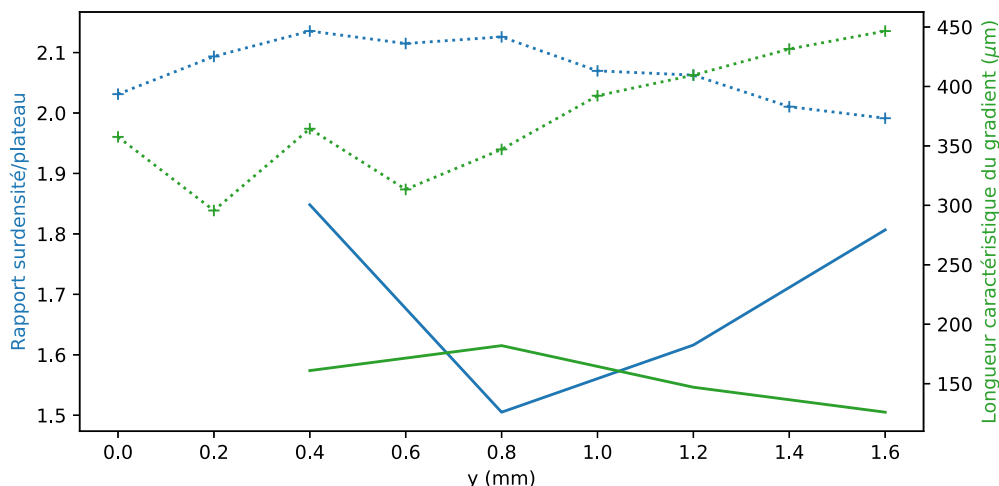


FIGURE 3.17 – Étude expérimentale du gradient de densité avec l'évolution du rapport entre le pic de densité et le plateau et de la longueur caractéristique du gradient en fonction de la hauteur y . Les courbes pointillées sont les données issues de simulation à titre comparatif (figure 3.14b).

3.16, n'apparaît pas sur la figure 3.15. Comme on peut l'observer sur la figure 3.18, la surdensité a une forme de courbée dans le plan horizontal au jet de gaz, probablement à cause des effets de bord des parois intérieures de la buse sur l'écoulement du gaz. La phase récupérée par l'analyseur de phase est donc perturbée par ce profil, puisqu'elle est intégrée tout au long de la propagation du faisceau laser sonde sur l'axe x et on ne peut donc pas obtenir le profil de phase du jet de gaz en $x = 0$ (l'axe de propagation de l'impulsion laser pour l'accélération des électrons). Ce profil courbé de surdensité contribue ainsi en quelque sorte au "floutage" de la zone autour du pic de densité. Il est très certainement la raison pour laquelle on peut observer de manière aussi nette le creux de densité sur la figure 3.16, contrairement à la figure 3.15b. Ceci est par ailleurs confirmé, car la dimension de la surdensité selon l'axe z sur la figure 3.15b est supérieure à celle calculée par la simulation (figure 3.14a).

En conclusion, le but du développement de systèmes innovants décrits dans cette section était d'améliorer les performances des accélérateurs laser-plasma en termes de contrôle de l'injection grâce à des chocs. Sur les deux systèmes envisagés, le profil de densité est satisfaisant par rapport au profil idéal et nous avons réussi à les réaliser expérimentalement. Cependant, les performances réalisées par ces montages expérimentaux n'ont pas été aussi bonnes qu'attendues pour des raisons différentes : (i) des instabilités hydrodynamiques dans le cas du système à deux buses et (ii) une imperfection de la buse dans le cas de la buse avec un choc intégré. Cette dernière semble néanmoins prometteuse au niveau de la

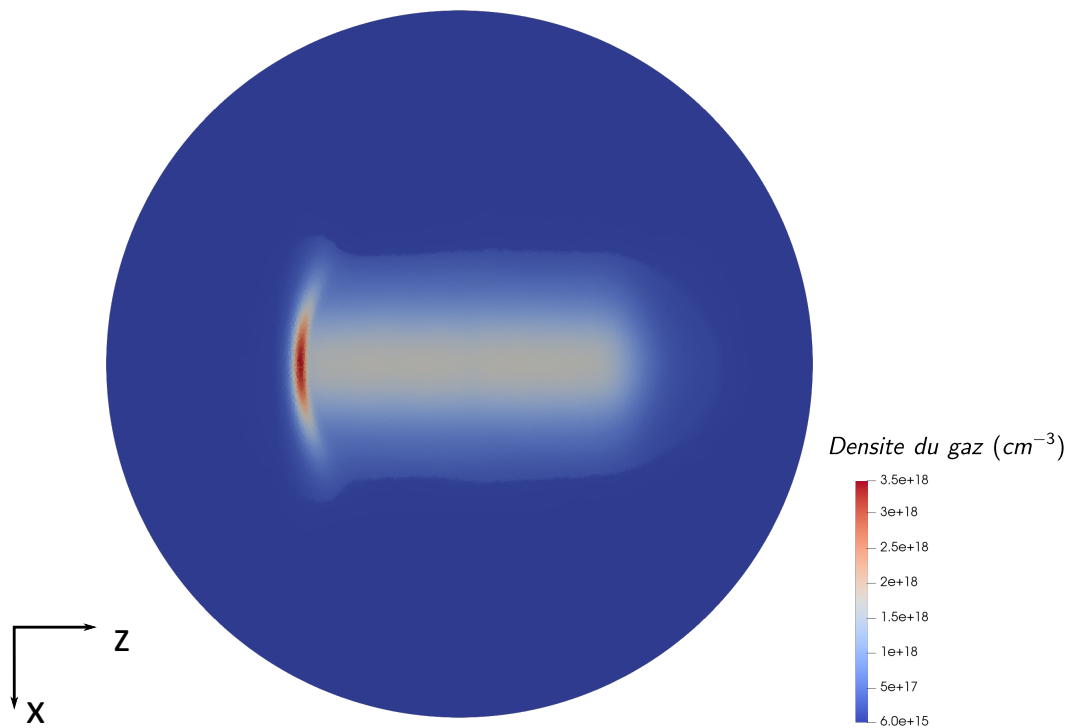


FIGURE 3.18 – Carte de densité du gaz de la buse avec un choc intégré issue de simulations dans le plan horizontal selon l'axe de propagation de l'impulsion laser (l'impulsion laser se propage de la gauche vers la droite).

stabilité du choc produit mais cela nécessite certainement de retravailler le profil interne de la buse afin de minimiser le "trou" de densité, avec un bord droit courbé par exemple pour éviter un choc incurvé (figure 3.18).

Chapitre 4

L'axiparabole : un nouvel outil pour l'optique à hautes intensités

Sommaire

4.1	Présentation de l'axiparabole	80
4.1.1	Le guidage plasma pour limiter la diffraction	80
4.1.2	Principe de l'axiparabole	82
4.2	Étude théorique de l'axiparabole	84
4.2.1	Distribution longitudinale en intensité	84
4.2.2	Distribution transverse en intensité	86
4.2.3	Vitesses de groupe et de phase	88
4.3	Applications à différentes axiparaboles	90
4.3.1	Simulation numérique de propagation d'une axiparabole	90
4.3.2	Études numériques de différentes axiparaboles	91
4.4	Contrôle de la propagation de la ligne focale	96
4.4.1	Contrôle de la vitesse de groupe	96
4.4.2	Applications aux axiparaboles simulées numériquement	99
4.4.3	Impact sur la vitesse de phase	101
4.4.4	Introduction de couplages spatio-temporels dans une chaîne laser	101
4.4.5	Mesure expérimentale de la vitesse de groupe avec et sans PFC	102

4.1 Présentation de l'axiparabole

4.1.1 Le guidage plasma pour limiter la diffraction

Comme déjà abordé dans la section 1.2.4, la diffraction du laser lorsqu'il se propage dans le plasma est un phénomène qui limite l'accélération laser-plasma. La longueur de diffraction a été évaluée par l'équation (1.86). Pour une longueur de propagation dans le plasma supérieure à L_{diff} , l'excitation de l'onde plasma devient moins efficace pour finir par disparaître. Par exemple, pour un plasma de densité électronique $n_e = 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ avec une longueur d'onde $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$, on a $L_{diff} \simeq 4.4 \text{ mm}$. Il existe alors deux moyens, faciles à mettre en place, pour limiter les effets de la diffraction :

- Prolonger la longueur de diffraction en diminuant la densité électronique du plasma puisqu'on a $L_{diff} \propto n_e^{-1}$
- Atteindre le régime d'auto-focalisation pour prolonger la longueur d'accélération en augmentant la densité électronique du plasma puisque la puissance critique nécessaire pour atteindre ce régime suit la même proportionnalité que $L_{diff} : P_c \propto n_e^{-1}$ d'après l'équation (1.43).

Dans le premier cas, on ne peut diminuer la densité électronique de manière arbitraire, car la longueur de diffraction est fixée par l'intensité laser nécessaire à l'injection. En effet, pour déclencher l'injection, il faut généralement $a_0 \geq 2/3$, la densité électronique optimale est alors fixée afin que la longueur de déphasage ne soit pas le facteur limitant de l'accélération. Dans le second cas, atteindre le régime d'auto-focalisation va aussi permettre d'augmenter la longueur d'accélération, mais cela peut seulement la prolonger sur quelques longueurs de Rayleigh avant que l'intensité laser a_0 ne diminue et que l'auto-focalisation ne soit stoppée. De plus, augmenter la densité électronique va à terme entraîner une diminution de l'énergie des électrons, car le déphasage doit également être pris en compte.

Le guidage de l'impulsion laser semble donc être la meilleure option pour prolonger la longueur d'accélération sur plusieurs centimètres. Plusieurs propositions pour réaliser de tels guidages ont fait leur apparition :

- Par décharge électrique dans un tube capillaire [5]
- Par un second faisceau laser [82, 83, 84, 85].

Dans les deux cas, le but est de créer un filament de plasma dans la cellule capillaire ou le jet de gaz (soit avec la décharge électrique, soit avec le second faisceau laser) qui va se détendre radialement dans le gaz environnant. Cette détente du plasma va créer un choc radial entre le plasma et le gaz, ce qui va donc créer une structure creuse de densité

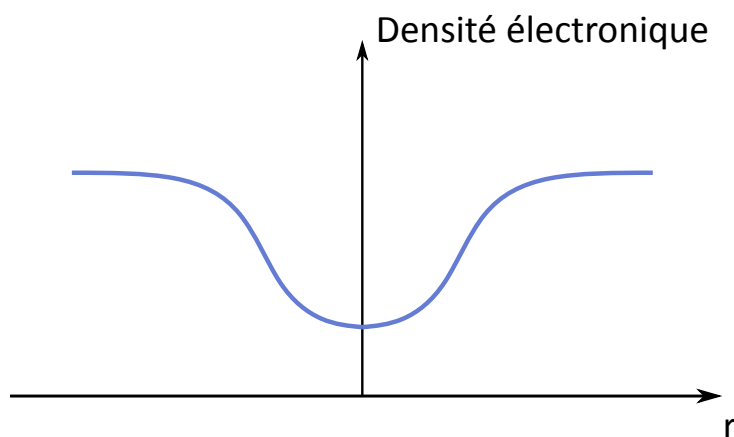


FIGURE 4.1 – Profil de densité idéal pour un guide d'onde plasma.

électronique du plasma. D'après la formule de l'indice de réfraction du plasma (1.34), on sait que ce profil de densité va agir comme une lentille convergente (Figure 5.1). Si une impulsion laser est focalisée à l'entrée de cette colonne plasma, elle va donc être guidée jusqu'à sa sortie de manière analogue au fonctionnement d'une fibre à gradient d'indice. Il suffit donc ensuite de trouver le moyen idéal pour réaliser expérimentalement le guide d'onde plasma adéquat.

Le choix d'un guide créé de manière optique à l'aide d'une seconde impulsion laser a été fait car ceux-ci présentent l'avantage de ne pas pouvoir se casser matériellement en cas de mauvais alignement du laser et de pouvoir soutenir une application à hautes fréquences et à très hautes puissances contrairement à la décharge capillaire. La création de guide d'onde plasma grâce à un laser n'est pas une découverte récente, elle a déjà été développée dans les années 90 avec des laser d'intensités plus faibles [86]. Cependant, dans cette gamme d'intensités laser ($10^{13/14} \text{ W.cm}^{-2}$), le plasma est créé par ionisation collisionnelle et cette méthode est donc plus efficace à des densités électroniques de plasma plus élevées que celles nécessaires pour des expériences d'accélération laser-plasma. Toutefois, des guides d'onde plasma par photo-ionisation ont été récemment réalisés [82, 83]. De plus, contrairement au guidage dans une décharge capillaire qui nécessite une cellule de gaz, les guides d'onde plasma par photo-ionisation présentent également l'avantage de pouvoir façonner des profils de densité intéressants pour l'accélération laser-plasma, comme étudiés à la section 3.

Dans les premiers schémas proposés pour produire ces guides d'onde, un axicon est utilisé pour créer le filament de plasma. Un axicon est une optique qui permet de générer une approximation de faisceau de Bessel, appelé faisceau de Bessel-Gauss, à partir d'un faisceau gaussien en produisant une ligne de focalisation plutôt qu'un point focal (figure 4.2). L'axicon transforme le faisceau incident en une distribution d'intensité annulaire avec un

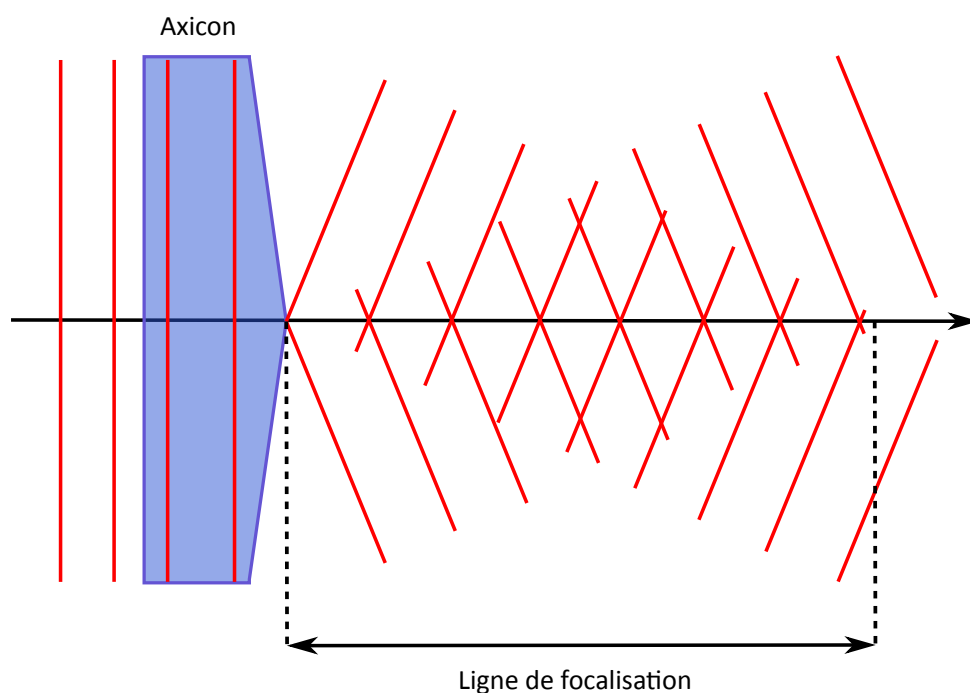


FIGURE 4.2 – Schéma et principe d'un axicon.

plan focal dépendant de la coordonnée radiale incidente du faisceau. La ligne de focalisation débute dès la sortie de l'axicon et sa longueur est déterminée par le diamètre du faisceau incident et l'angle de l'axicon. Le principal avantage des faisceaux de Bessel est qu'il n'est pas affecté par la diffraction lorsqu'il se propage.

Les axilens sont des optiques inspirées des axicons, la différence principale étant que les limites de la ligne focale peuvent être fixées [87]. Nous avons mis au point une nouvelle optique appelée axiparabole, qui est l'analogue des axilens en miroir. Cette optique réfléchive permet de relever le seuil d'intensité laser maximal qui endommagerait l'optique par rapport à une optique en transmission. De plus, la surface de ce miroir asphérique peut être définie afin de non seulement modifier les paramètres géométriques de la ligne focale mais aussi la distribution en intensité de cette dernière. Un des autres avantages de l'axiparabole est son achromaticité, la durée de l'impulsion laser est donc préservée lors de la réflexion. C'est cette optique novatrice que je présenterai dans la section suivante.

4.1.2 Principe de l'axiparabole

Comme pour un axicon, du point de vue de l'optique géométrique, une axiparabole est un miroir asphérique qui réfléchit un faisceau collimaté en une ligne focale étendue en focalisant les rayons vers différents plans focaux en fonction de leur coordonnée radiale sur la surface du miroir (figure 4.3). La surface du miroir est définie par la fonction $s(r)$.

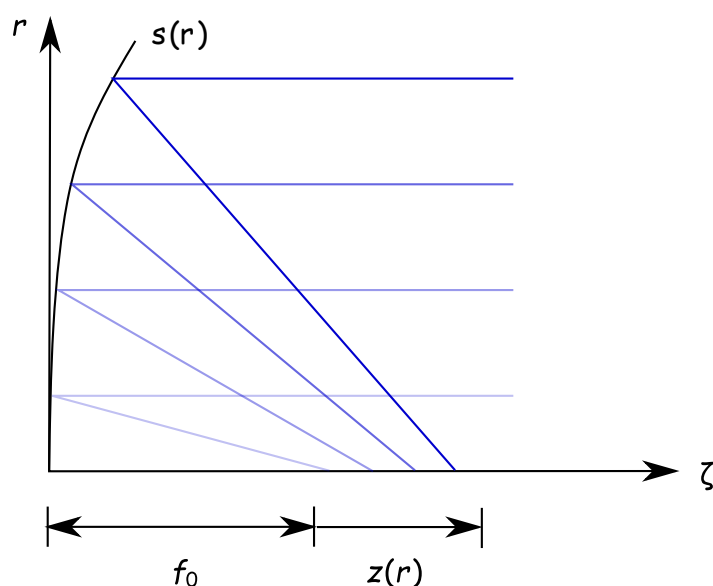


FIGURE 4.3 – Schéma d'une axiparabole avec les principaux paramètres pour la définir : sa longueur focale nominale f_0 , sa ligne focale $z(r) \in [0, \delta]$ et sa surface $s(r)$.

Pour un faisceau collimaté, les rayons, parallèles à l'axe optique ζ , qui frappent la surface du miroir en r et en $\zeta = s(r)$ sont focalisés en $f(r) = f_0 + z(r)$ avec f_0 la longueur focale nominale et $z(r) \in [0, \delta]$ la ligne focale avec $|\delta|$ la longueur de la ligne focale.

Les principales différences avec l'axicon sont :

- f_0 est non nul
- δ peut être positif ou négatif. S'il est négatif, les rayons de plus grand diamètre sont focalisés avant f_0 .

Contrairement à une focalisation classique par une parabole ou une lentille, la taille de la tache focale centrale et la longueur de la ligne focale sont découplées. En effet, pour un faisceau laser de diamètre fixé, la taille de la tache focale centrale est déterminée par l'ouverture locale, soit $\frac{f(r)}{r}$, tandis que la longueur de la ligne focale est directement définie par δ .

En notant $D(r) = ds/dr$ la dérivée radiale de la surface du miroir, on montre dans l'approximation de l'optique géométrique que l'équation qui régit cette dernière est la suivante [83] :

$$s(r) + \frac{r}{2} \left(\frac{1}{D(r)} - D(r) \right) = f(r). \quad (4.1)$$

En résolvant cette équation pour $D(r)$ et en choisissant les solutions positives seulement, l'équation de la surface du miroir est définie par :

$$r \frac{ds}{dr} = s(r) - f(r) + \sqrt{[s(r) - f(r)]^2 + r^2}. \quad (4.2)$$

C'est cette équation que l'on résout pour concevoir des axiparaboles spécifiques pour obtenir une focale $f(r)$ particulière. En effet, c'est cette dernière qui va influencer directement sur la distribution en intensité de la ligne focale.

On peut également comparer la déviation entre la surface d'une axiparabole par rapport à celle d'une parabole parfaite de focale f_0 . On note cette déviation $\sigma(r) = s(r) - r^2/(4f_0)$. En partant de l'équation (4.2), on peut alors faire un développement limité en r

$$\begin{aligned} r \frac{d\sigma}{dr} + \frac{r^2}{2f_0} &= \frac{r^2}{4f_0} + \sigma - f + f \left[1 + \frac{\sigma^2}{f^2} + \frac{r^2}{f^2} + \frac{r^4}{16f^2f_0^2} + \frac{2r^2\sigma}{4f^2f_0} - \frac{2r^2}{4ff_0} - \frac{2\sigma}{f} \right]^{1/2} \\ &= \frac{r^2}{4f_0} + \sigma - f + f + \frac{f}{2} \left(\frac{r^2}{2f^2} + \frac{r^4}{16f^2f_0^2} - \frac{2\sigma}{f} - \frac{2r^2}{4ff_0} \right) - \frac{f}{8} \left(\frac{r^4}{4f^2f_0^2} \right) + o(r^4) \\ &= \frac{r^2}{2f} + o(r^4) \end{aligned} \quad (4.3)$$

en supposant que cette déviation est faible, soit $\sigma \ll r^2/4f_0$ et $\delta^2/8R^2 \ll 1$. On obtient alors finalement en première approximation :

$$\frac{d\sigma}{dr} = -\frac{rz}{2ff_0} + o(r^3). \quad (4.4)$$

Les deux équations (4.2) et (4.4) décrivent toutes les deux la surface de l'axiparabole en fonction de la ligne focale souhaitée $f(r)$ et peuvent être résolues respectivement de manières analytique et numérique pour concevoir des axiparaboles spécifiques.

4.2 Étude théorique de l'axiparabole

Dans cette section seront détaillées toutes les équations qui permettent de décrire entièrement l'axiparabole.

4.2.1 Distribution longitudinale en intensité

Une des caractéristiques majeures de l'axiparabole est sa distribution longitudinale en intensité. Comme on l'a évoqué précédemment, elle est directement liée à la fonction $f(r)$. En effet, comme l'axiparabole transforme une distribution angulaire d'un faisceau

en distribution longitudinale par le biais de cette fonction, l'évolution de cette dernière a un impact crucial sur la répartition de la focalisation de ces anneaux sur la ligne focale. Cela peut être illustré avec la fonction $\lambda_z(z)$ qu'on appellera la densité linéique des rayons sur l'axe optique ζ , elle est homogène avec l'unité W.m^{-1} . Si on note l'intensité incidente sur l'axiparabole $I_0(r)$ (qui peut être aussi vue comme la densité surfacique des rayons soit en W.m^{-2}), la conservation de l'énergie implique que :

$$\lambda_z(z)dz = 2\pi r dr I_0(r). \quad (4.5)$$

En faisant l'hypothèse d'un faisceau "top-hat", c'est-à-dire que l'intensité sur le miroir est uniforme, on peut donc écrire que $I_0(r) = P_0/(\pi R^2)$ avec P_0 la puissance incidente du laser et R le rayon du faisceau laser. L'équation (4.5) devient alors :

$$\frac{dr}{dz} = \frac{\lambda_z(z)R^2}{2P_0r}. \quad (4.6)$$

Enfin, la coordonnée radiale du rayon incident est reliée à la densité linéique des rayons par la relation suivante :

$$r(z) = R \left(\int_0^z \frac{\lambda_z(z')}{P_0} dz' \right)^{1/2}. \quad (4.7)$$

Pour illustrer cette relation, prenons l'exemple le plus simple : une axiparabole ayant une densité linéique de rayons constante, ou en d'autres termes une ligne focale d'intensité constante, soit $\lambda_z = P_0/\delta$. En remplaçant cette expression dans l'équation (4.7), on obtient :

$$z = \delta \left(\frac{r}{R} \right)^2 \quad (4.8)$$

et donc une ligne focale définie par :

$$f(r) = f_0 + \delta \left(\frac{r}{R} \right)^2. \quad (4.9)$$

C'est ainsi que sont conçues les axiparaboles utilisées dans cette thèse : la distribution longitudinale en intensité requise par l'expérience est étudiée, puis transcrite en équation par le biais de la densité linéique de rayons $\lambda_z(z)$, celle-ci est ensuite intégrée pour obtenir la relation résultante entre r et z et la définition de la ligne focale $f(r)$, qui nous permet enfin de résoudre les équations (4.2) ou (4.4) pour obtenir l'équation de la surface du miroir asphérique.

4.2.2 Distribution transverse en intensité

Après avoir étudié la distribution en intensité dans le plan longitudinal à l'axe optique de l'axiparabole, nous allons maintenant nous intéresser à la distribution en intensité dans le plan transverse afin d'observer l'évolution du spot central tout au long de la ligne focale qui constitue le faisceau de Bessel.

Tandis que pour une optique de focalisation classique, la profondeur focale, ou en d'autres termes la longueur de Rayleigh, est étroitement liée à la taille du faisceau, ces deux quantités sont découplées au foyer d'une axiparabole. Pour étudier le champ électrique dans le plan transverse à l'axe optique ζ , le régime de diffraction de Fresnel est utilisé. Cette hypothèse est justifiée puisque le nombre de Fresnel F est largement supérieur à 1. En effet, avec les paramètres de l'axiparabole, il est défini par

$$F = \frac{R^2}{f_0 \lambda_0} \quad (4.10)$$

soit $F \sim 4500$ pour les valeurs typiques utilisées expérimentalement ($R = 38.1$ mm, $f_0 = 400$ mm et $\lambda_0 = 800$ nm). Comme dans la section précédente, on suppose que le faisceau laser incident est uniforme (faisceau top-hat).

Le champ électrique à la distance $f(r) = f_0 + z(r)$ de l'axiparabole s'exprime selon (figure 4.4)

$$E(r_\zeta, z) = -i \frac{E_0 k}{f(r)} e^{ik \left(f(r) + \frac{r_\zeta^2}{2f(r)} \right)} \int_0^R dr e^{i\Psi(r)} r J_0 \left(k \frac{r_\zeta r}{f(r)} \right) \quad (4.11)$$

avec $k = 2\pi/\lambda$ le vecteur d'onde, r_ζ la coordonnée radiale par rapport à l'axe optique ζ le long de la ligne focale, J_0 la première fonction de Bessel de la première espèce et $\Psi(r) = k [r^2/(2f(r)) - 2s(r)]$ la phase introduite par la réflexion sur l'axiparabole. On peut réaliser l'approximation suivante en supposant $z \ll f_0$:

$$\Psi(r) = k \left(r^2/(2f(r)) - r^2/(2f_0) - 2\sigma(r) \right) \quad (4.12)$$

$$\approx -k \left(x^2 d / 2f_0^2 + 2\sigma(x) \right). \quad (4.13)$$

La méthode de la phase stationnaire peut alors être utilisée pour estimer l'intégrale de l'équation (4.11) pour $r \gg 1/k$:

$$E(r_\zeta, z) = -i \frac{E_0 k}{f(r)} e^{ik \left(f(r) + \frac{r_\zeta^2}{2f(r)} \right)} \sqrt{\frac{2\pi}{\Psi''(r_s)}} r_s J_0 \left(k \frac{r_\zeta r_s}{f(r)} \right) e^{i\Psi(r_s) + i\pi/4} \quad (4.14)$$

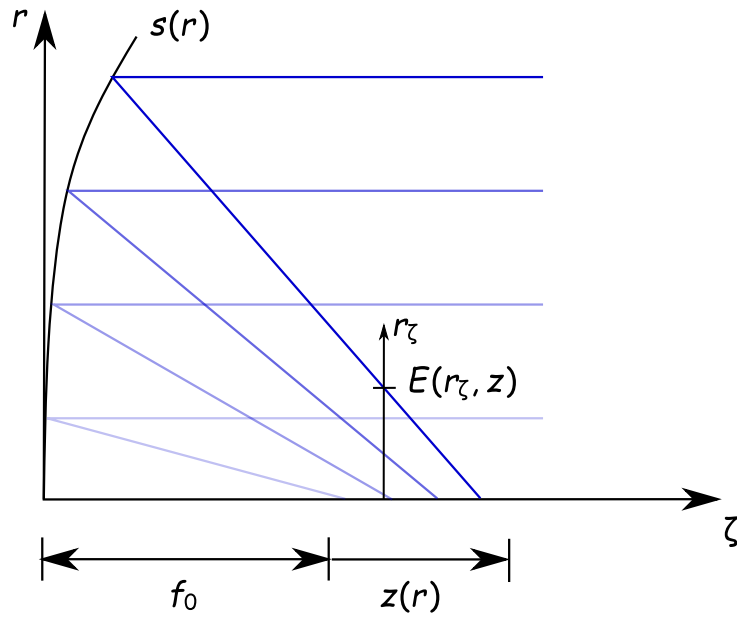


FIGURE 4.4 – Schéma d'une axiparabole et du système de coordonnées pour étudier sa distribution transverse en intensité.

avec r_s la coordonnée radiale sur l'axe r_ζ pour laquelle $\Psi'(r_s) = 0$ (on suppose que $\Psi''(r_s) > 0$). D'après l'équation (4.4), on obtient

$$\Psi'(x) \approx -k \frac{xz}{f_0^2} + k \frac{xz(x)}{f_0^2} + o(kx^3/f_0^2). \quad (4.15)$$

L'équation (4.6) nous permet d'obtenir $\Psi''(r_s) = 2kr_s^2 P_0 / (\lambda_z(z) R^2 f_0^2)$. Par conséquent, l'intensité le long de la ligne focale s'écrit

$$\begin{aligned} I(r_\zeta, z) &= |E(r_\zeta, z)|^2 \\ &= \frac{E_0^2 k^2}{f_0^2} \frac{2\pi}{\Psi''(r_s)} r_s^2 J_0^2 \left(k \frac{r_\zeta r_s}{f_0} \right) \end{aligned} \quad (4.16)$$

$$= k^2 \lambda_z(z) J_0^2 \left(k \frac{r_\zeta r_s}{f_0} \right), \quad (4.17)$$

avec

$$r_s = R \sqrt{\int_0^z \frac{\lambda_z(z')}{P_0} dz'}. \quad (4.18)$$

On remarque alors que l'évolution de l'intensité radiale est décrite par la fonction de Bessel de première espèce. De plus, on note que l'intensité sur l'axe est définie par $I_0(z) = I(0, z) = k\lambda_z(z)$, elle est directement proportionnelle à $\lambda_z(z)$.

Le rayon du lobe central peut également être déduit puisqu'il correspond au premier zéro de la fonction de Bessel de première espèce. Pour $r_s \gg 1/k$, il est égal à

$$r_{\zeta,0}(z) \approx 0.77\lambda N \left(\int_0^z \frac{I_0(z')}{kP_0} dz' \right)^{-1/2}, \quad (4.19)$$

avec $N = f_0/(2R)$ le nombre d'ouverture.

Pour conclure, les équations (4.17) et (4.19) démontrent que l'intensité le long de la ligne focale ne dépend pas du nombre d'ouverture N . Par conséquent, le rayon du lobe central $r_{\zeta,0}(z)$ peut être ajusté indépendamment de $I_0(z)$ en faisant varier N .

Comme dans le paragraphe précédent, pour illustrer cette étude, prenons l'exemple d'une axiparabole ayant une densité linéique de rayons constante, soit une ligne focale d'intensité constante. On obtient alors

$$I_0 = \frac{kP_0}{\delta} \quad (4.20)$$

et

$$r_{\zeta,0} = 0.77\lambda N \sqrt{\frac{\delta}{z}}. \quad (4.21)$$

Dans cet exemple, l'intensité le long de la ligne focale dépend uniquement de la puissance du faisceau incident et de la longueur de la ligne focale, tandis que la taille du lobe central est une fonction du nombre d'ouverture N et de la position dans la ligne focale z . À titre de comparaison, la limite de diffraction d'un miroir parabolique est donné par la tache d'Airy $r_{Airy} \approx 1.22\lambda N$, une dépendance en z apparaît donc dans le cas de l'axiparabole. Celle-ci a donc l'avantage particulier de générer une ligne focale pouvant combiner une grande profondeur de champ avec un lobe central de petite dimension. Pour mieux se rendre compte de l'intérêt de ce découplage, en prenant l'exemple de la réflexion d'une impulsion laser sur une parabole sphérique parfaite, si on cherche à obtenir une longueur de Rayleigh équivalente à $\delta = 15$ mm, il faudrait avoir un waist de taille minimale $w_0 \approx 60 \mu\text{m}$, soit un faisceau laser de rayon $R = 3.2$ mm.

4.2.3 Vitesses de groupe et de phase

Pour conclure cette étude théorique décrivant les propriétés de l'axiparabole, nous allons maintenant nous intéresser à la dynamique de la ligne focale créée par celle-ci.

Vitesse de groupe

Les faisceaux de Bessel sont connus pour se déplacer à des vitesses constantes qui peuvent dépasser la vitesse de la lumière dans le vide. Cependant, comme nous l'avons

montré dans la section précédente, une axiparabole génère une approximation de faisceau de Bessel, pour lequel la vitesse de groupe longitudinale est toujours supraluminique mais n'est plus constante. On définit la vitesse de groupe du faisceau produit par l'axiparabole comme la vitesse de déplacement du pic d'intensité sur l'axe optique ζ le long de la ligne focale. On utilise pour cela l'équation (4.2).

Le chemin optique de la lumière dans le vide depuis l'axiparabole jusqu'à l'axe optique ζ est donné par

$$p(r) = \sqrt{[s(r) - f(r)]^2 + r^2} - s(r). \quad (4.22)$$

La vitesse de groupe géométrique est ainsi définie par le décalage temporel de la position de focalisation, soit $v = df/dt$, tandis que, dans le même temps, l'augmentation du chemin optique le long de la ligne focale évolue lui selon $dp = cdt$. On peut alors évaluer ces dérivées temporelles en fonction de la coordonnée radiale sur la surface du miroir r et exprimer la vitesse de groupe par rapport à la vitesse de la lumière dans le vide c comme :

$$\frac{v}{c} = \frac{df}{dr} \left(\frac{dp}{dr} \right)^{-1} = \left(\frac{dp}{dz} \right)^{-1}. \quad (4.23)$$

Puis à l'aides des équations (4.2) et (4.22), on obtient dans l'approximation paraxiale :

$$\frac{v}{c} = 1 + \frac{2 \left(\frac{ds}{dr} \right)^2}{1 - \left(\frac{ds}{dr} \right)^2} = 1 + \frac{r^2}{2f^2}. \quad (4.24)$$

Prenons de nouveau l'exemple d'une axiparabole avec une ligne focale d'intensité constante : sa vitesse de groupe peut alors s'écrire

$$\frac{v}{c} = 1 + \frac{R^2}{2\delta f^2} z \quad (4.25)$$

avec une dépendance linéaire avec la longueur de la ligne focale z .

Ces équations montrent que la vitesse de groupe est toujours supérieure à la vitesse de la lumière dans le vide et que son évolution le long de la ligne focale peut être soit croissante, soit décroissante, selon que δ est respectivement positif ou négatif. Pour un faisceau d'intensité uniforme (top-hat), avec l'équation (4.7), la vitesse de groupe devient

$$\frac{v}{c} = 1 + \frac{R^2}{2f^2 P_0} \int_0^z \lambda_z(z') dz', \quad (4.26)$$

qui illustre la relation directe entre la vitesse du groupe et l'intensité locale. Ce lien entre vitesse et intensité entrave la capacité réelle des axiparaboles à contrôler la vitesse de

propagation de la puissance laser. Néanmoins, comme nous le montrerons plus loin, il est possible de dissocier ce lien par des couplages spatio-temporels, ce qui donne un autre degré de liberté pour contrôler et modifier la vitesse de groupe le long de la ligne focale.

Vitesse de phase

Pour décrire complètement la propagation de la ligne focale, l'étude de la vitesse de phase est importante. Notons $\varphi(z, t) = kp(z) - \omega_0 t$ la phase du faisceau avec ω_0 la pulsation laser. La vitesse de phase est alors

$$v_\varphi = \frac{d\varphi/dt}{d\varphi/dz}. \quad (4.27)$$

Le dénominateur de cette équation peut alors s'écrire

$$\frac{d\varphi}{dz} = k \frac{dp}{dz} = \frac{\omega}{v} \quad (4.28)$$

avec v la vitesse de groupe. Cela nous permet d'obtenir l'équation suivante :

$$v_\varphi = v = 1 + \frac{r^2}{2f^2}. \quad (4.29)$$

On peut alors en conclure que la vitesse de phase de la ligne focale est égale à sa vitesse de groupe.

4.3 Applications à différentes axiparaboles

4.3.1 Simulation numérique de propagation d'une axiparabole

Pour observer et confirmer l'étude théorique de l'axiparabole présentée ici, j'ai eu recours à un propagateur optique numérique développé par Igor A. Andriyash. Pour simuler l'évolution du champ laser le long du chemin optique, l'équation de Helmholtz est résolue numériquement. Dans l'espace de Fourier, la propagation du champ complexe $\psi(\omega, k_x, k_y, z)$ du plan z_0 à z_1 peut être calculée en le multipliant par le propagateur

$$\psi_1 = \psi_0 \exp \left(i(z_1 - z_0) \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - k_x^2 - k_y^2} \right). \quad (4.30)$$

Dans le cas présenté ici, le champ est considéré comme strictement cylindriquement symétrique et les solutions peuvent être exprimées par des modes cylindriques, c'est-à-dire

des fonctions de Bessel $\psi(r) = \int r dr \hat{\psi} J_0(k_r r)$, où k_r est équivalent à $\sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ dans l'expression du propagateur.

Une méthode, basée sur la transformée de Hankel quasi-discrète (QDHT), a été démontrée dans [88]. L'approche était basée sur la transformée symétrique (même matrice pour les projections avant et arrière), où les axes spatial et spectral, r et k_r , étaient construits sur les zéros de J_0 . Dans le cas d'un faisceau fortement focalisé, la taille du faisceau peut être $10^2 - 10^3$ fois plus petite que le diamètre du faisceau incident sur le miroir. Pour correctement résoudre les deux dimensions, un grand nombre de points le long des axes radiaux et spectraux est requis, soit $N_r = N_{k_r} \geq 10^4$.

Pour nos calculs, nous avons utilisé une transformation non symétrique avec un échantillonnage différent du faisceau incident et du faisceau focalisé. Pour cela, nous considérons la décomposition du champ en séries,

$$\psi(r_i) = \sum_{j=0}^{N_r-1} \hat{\psi}_j J_0(k_{r,j} r_i) \quad (4.31)$$

où $r_i = R\alpha_i/\alpha_{N_r}$ et $k_{r,j} = \alpha_j/R$ avec α_i définis comme les racines de la fonction de Bessel J_0 (voir [88]). On obtient ainsi la matrice inverse de la transformée de Hankel $T_{ji}^{(-1)} = J_0(\alpha_i \alpha_j / \alpha_{N_r})$, et la transformée directe T_{ij} , qui est trouvée par l'inversion numérique de $T_{ji}^{(-1)}$. Pour reconstruire le champ, nous utilisons la transformée inverse rééchantillonnée $T_{ji}^{(-1)} = J(r'_i k_{r,j})$, où l'axe $k_{r,j}$ est le même que dans T_{ij} , mais r'_i est échantillonné uniformément sur une zone réduite autour de l'axe optique, mieux adaptée pour résoudre la taille effective du faisceau.

Les deux méthodes ont été utilisées pour calculer numériquement différentes axiparaboles. La technique de rééchantillonnage du faisceau focalisé a montré un très bon accord avec l'approche originale [88] avec une réduction significative de l'échantillonnage (réduction ~ 8 fois de N_r). L'implémentation de cette méthode peut être trouvée dans la bibliothèque open-source "Axiprop" [89].

4.3.2 Études numériques de différentes axiparaboles

Pour les besoins des expériences réalisées, différentes axiparaboles ont semblé intéressantes :

- une axiparabole avec une ligne focale d'intensité constante, soit $\lambda_z \propto r^2$,
- une axiparabole dont la ligne focale a une distribution en intensité similaire à celle d'un axicon, soit $\lambda_z \propto r$,
- une axiparabole avec une ligne focale d'énergie constante, on a considéré l'intensité

du lobe central du faisceau de Bessel intégrée comme l'équivalent de l'énergie de la ligne focale,

- une axiparabole avec une ligne focale d'énergie croissante.

Par souci de redondance, je ne présenterai par la suite que les simulations numériques des deux axiparaboles les plus "extrêmes" pour valider les différents modèles théoriques présentés, soit l'axiparabole avec une ligne focale d'intensité constante ainsi que l'axiparabole avec une ligne focale d'énergie constante. Dans ces deux cas, les paramètres suivants ont été choisis : $f_0 = 400$ mm, $\delta = 15$ mm et $R = 38.1$ mm.

Axiparabole avec une ligne focale d'intensité constante

Comme décrit dans la section 4.2.1, pour concevoir une axiparabole avec une ligne focale d'intensité constante, la densité linéique de rayons a été supposée constante telle que

$$\lambda_z = \frac{P_0}{\delta}. \quad (4.32)$$

Grâce à l'équation (4.7), la ligne focale est alors définie par

$$f(r) = f_0 + \delta \left(\frac{r}{R} \right)^2. \quad (4.33)$$

On peut alors également calculer la vitesse de groupe à partir de cette expression et mettre en lumière l'évolution de la vitesse de groupe selon la position longitudinale dans la ligne focale z :

$$\frac{v}{c} = 1 + \frac{R^2}{2\delta f^2} z. \quad (4.34)$$

Les résultats issus de simulations numériques grâce au propagateur optique évoqué à la section 4.3.1 sont présentés sur la figure 4.5.

Sur la figure 4.5a, la distribution radiale d'intensité du champ laser est représentée selon son axe de propagation, tandis que la figure 4.5b montre les principales caractéristiques de la ligne focale sur l'axe. On peut ainsi observer sur cette figure que l'intensité laser sur l'axe reste effectivement constante en accord avec nos hypothèses. Les oscillations sinusoïdales sont typiques pour un faisceau de Bessel. Puisque l'intensité reste constante le long de la ligne focale, l'énergie encerclée dans le lobe central diminue ainsi avec la diminution observée de la taille de ce dernier.

La vitesse de groupe de la ligne focale est calculée en moyennant la position du maximum d'intensité, c'est pourquoi on observe également des oscillations sur l'évolution de la vitesse de groupe sur la figure 4.5c. En faisant abstraction de ces oscillations, qui ne peuvent pas être décrites dans le cadre de l'optique géométrique, on remarque que la vitesse de groupe

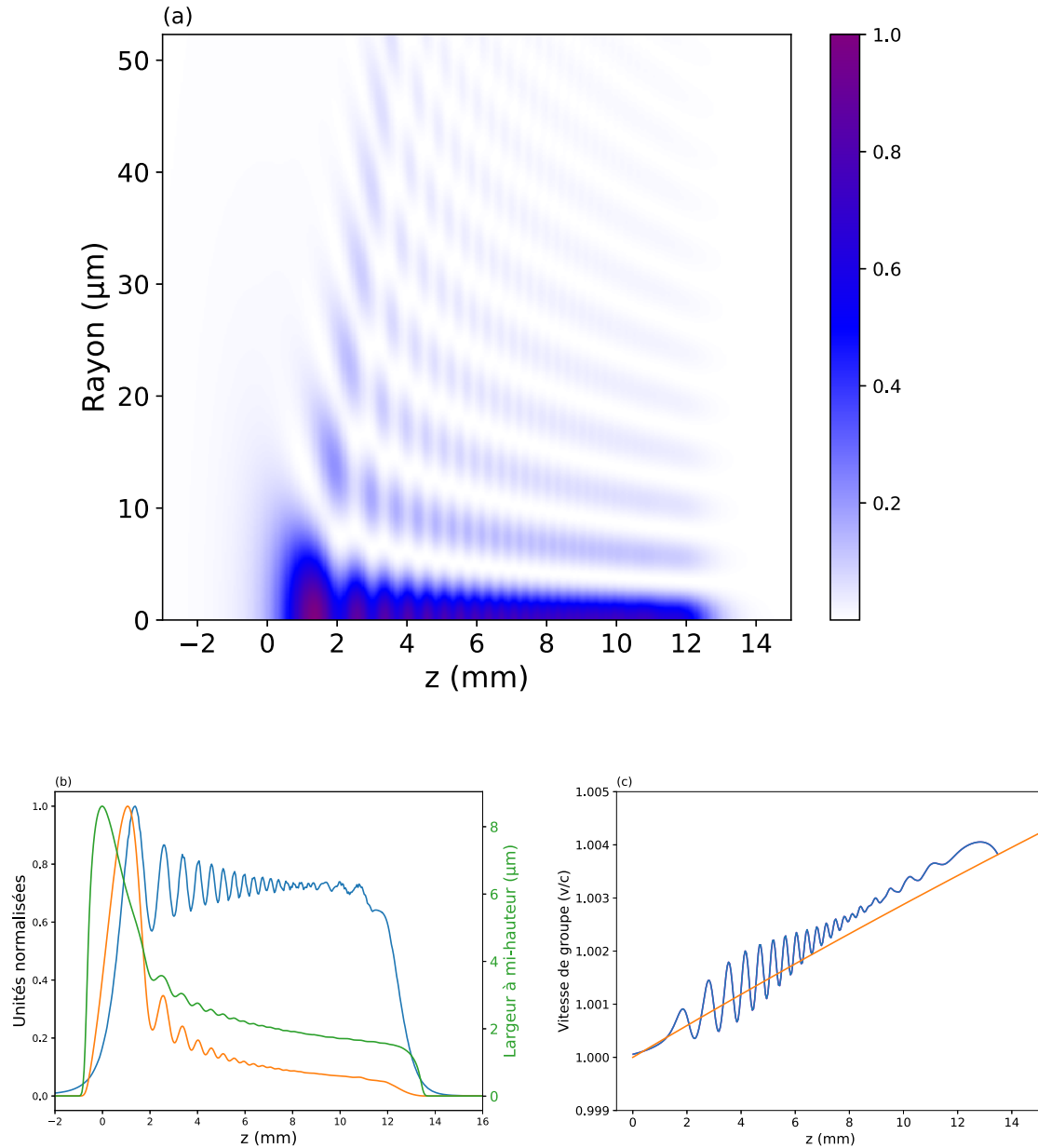


FIGURE 4.5 – (a) Carte d'intensité en fonction des coordonnées (r, z) pour une axiparabole avec une ligne focale d'intensité constante en unités normalisées. (b) Intensité sur l'axe normalisée (courbe bleue), énergie encerclée dans le lobe central normalisée (courbe orange) et largeur à mi-hauteur du lobe central avec unités sur l'échelle de droite (courbe verte) le long de la ligne focale. (c) Vitesse de groupe de la ligne focale simulée par le propagateur (courbe bleue) et celle théorique selon l'équation (4.34) (courbe orange).

croît linéairement avec z , comme prédit par l'équation (4.34). Un écart de pente peut être également observé entre la vitesse calculée et la vitesse attendue, celui-ci est probablement dû aux approximations paraxiales faites pour développer le modèle théorique.

Axiparabole avec une ligne focale d'énergie constante

La simulation numérique d'une seconde axiparabole ayant une surface différente permet de valider et de confirmer le modèle développé. Pour mettre au point la conception d'une axiparabole avec une ligne focale d'énergie constante, soit l'énergie contenue dans le lobe central, il a été supposé que la densité linéique de rayons $\lambda_z(z)$ doit compenser la diminution du rayon du lobe central le long de la ligne focale, comme illustré à la figure 4.5b. D'après l'équation (4.19), λ_z doit donc être proportionnel au carré de la position radiale incidente des rayons sur l'axiparabole, soit $\lambda_z \propto (r/R)^2$. Cela implique alors une axiparabole ayant une ligne focale définie par :

$$f(r) = f_0 + \frac{1}{a} \ln \left(\frac{r}{R} e^{a\delta} \right) \quad (4.35)$$

avec $a = \frac{1}{\delta} \ln \left(\frac{R}{r_{\text{trou}}} \right)$ où r_{trou} est le rayon d'un trou creusé au centre l'axiparabole. La condition d'un trou au centre de l'axiparabole dans ce cas est nécessaire d'un point de vue analytique pour éviter un modèle où la focale f tend vers l'infini lorsque les coordonnées radiales r tendent vers 0. Cependant, l'hypothèse faite sur l'évolution du rayon du lobe central de la ligne focale surestime l'énergie encerclée pour les r petits. Cette axiparabole produirait donc une ligne focale avec une énergie croissante. C'est pourquoi nous utilisons une formule empirique pour définir une axiparabole avec une énergie constante. Cette formule est similaire à la précédente mais plus proche de la réalité pour les r petits :

$$f(r) = f_0 + 0,1\delta \frac{r}{R} + 0,9\sqrt{\frac{r}{R}} \quad (4.36)$$

La vitesse de groupe est alors exprimée par la formule suivante :

$$\frac{v}{c} = 1 + \frac{\delta^2}{f^2} \left(0,405 \frac{r}{R} + 0,135 \left(\frac{r}{R} \right)^{3/2} + 0,01 \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right) \quad (4.37)$$

Les résultats issus de simulations numériques sont présentés sur la figure 4.6. Les mêmes remarques et commentaires concernant les résultats numériques de l'axiparabole avec une ligne focale d'intensité constante peuvent être faites pour ceux de cette axiparabole. On peut cependant remarquer que l'intensité sur l'axe augmente avec z pour compenser la

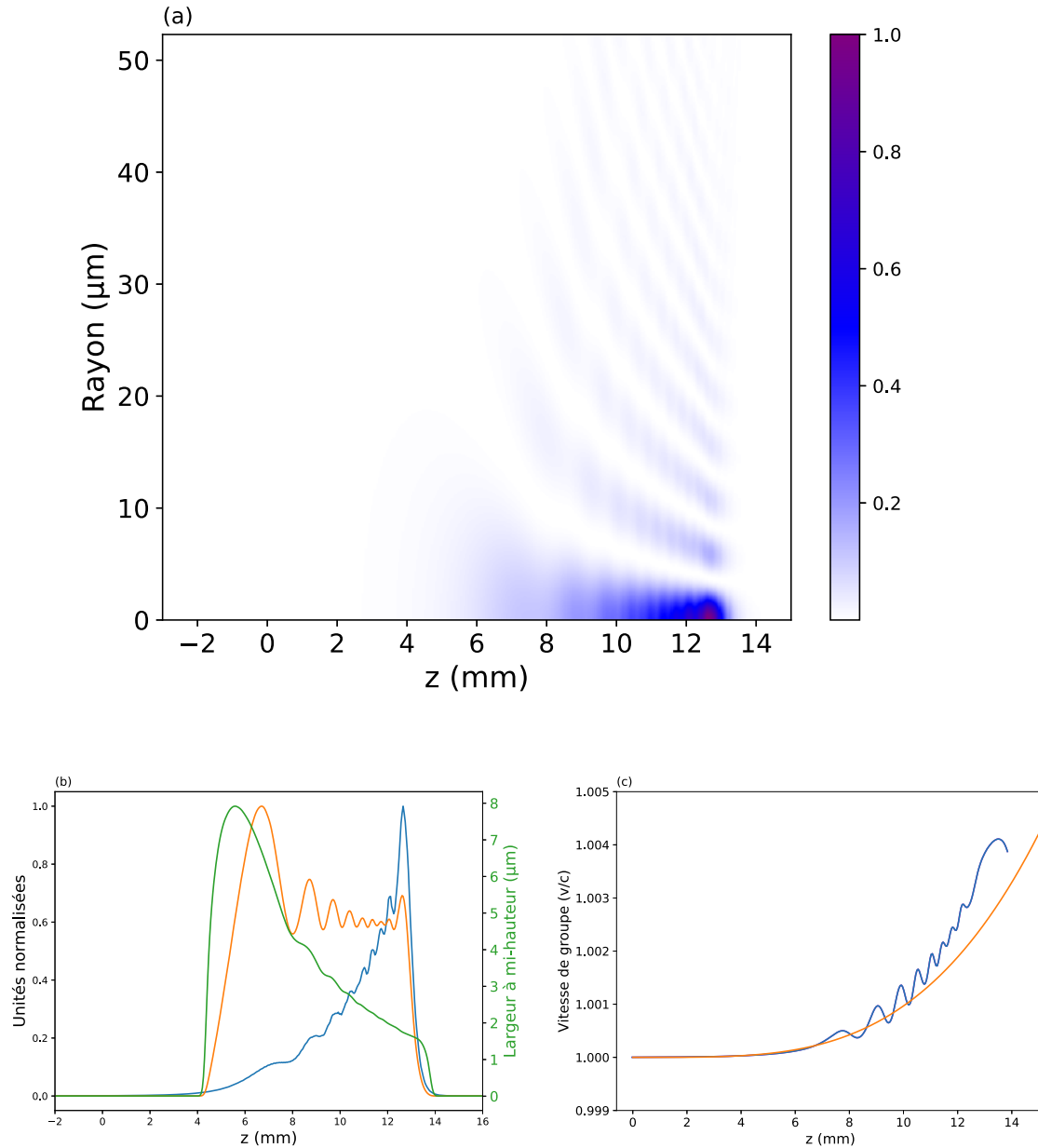


FIGURE 4.6 – (a) Carte d'intensité en fonction des coordonnées (r, z) pour une axiparabole avec une ligne focale d'énergie constante en unités normalisées. (b) Intensité sur l'axe normalisée (courbe bleue), énergie encerclée dans le lobe central normalisée (courbe orange) et largeur à mi-hauteur du lobe central avec unités sur l'échelle de droite (courbe verte) le long de la ligne focale. (c) Vitesse de groupe de la ligne focale simulée par le propagateur (courbe bleue) et celle théorique selon l'équation (4.37) (courbe orange).

diminution de la largeur à mi-hauteur du lobe central, ce qui résulte bien en une énergie constante le long de la ligne focale. De plus, comme attendu par les équations (4.24) et (4.26), la vitesse n'évolue plus de manière linéaire comme dans la section précédente. Cela confirme la solidité du modèle théorique simple présenté par son application à des axiparaboles avec différentes surfaces.

4.4 Contrôle de la propagation de la ligne focale

4.4.1 Contrôle de la vitesse de groupe

L'axiparabole focalise différents faisceaux annulaires vers différents plans focaux en fonction de leurs coordonnées radiales incidentes. Cette séparation spatiale permet de contrôler l'arrivée de ces faisceaux annulaires et donc de contrôler la vitesse du groupe. En d'autres termes : la vitesse de groupe le long de la ligne focale dépend de la coordonnée radiale incidente de la lumière sur le miroir (équation (4.24)). Par conséquent, sa valeur peut être modifiée en ajoutant un retard radial avant l'axiparabole.

On peut illustrer cette notion en considérant une propagation linéaire de la lumière dans le vide. Si on ajoute un retard radial $\tau(r)$, la vitesse de groupe v donnée par l'équation (4.23) est modifiée en v_m :

$$\frac{v_m}{c} = \left(\frac{d(p + c\tau)}{dz'} \right)^{-1}. \quad (4.38)$$

En supposant que $p \gg c\tau$, on obtient :

$$\frac{v_m}{c} \simeq \frac{v}{c} \left(1 - \frac{v}{c} \frac{d\tau}{dr} \frac{dr}{dz} \right). \quad (4.39)$$

Ceci met en évidence que la vitesse peut être contrôlée en introduisant des couplages spatio-temporels simples. Pour mieux illustrer ce phénomène, prenons l'exemple d'un faisceau incident d'intensité uniforme dans la limite paraxiale pour une axiparabole telle que $r^2/2f^2 \ll 1$: le retard radial nécessaire pour générer un pic d'intensité qui se propage, à une vitesse constante $c + v_0$ avec $v_0 \ll c$, est alors fixé par

$$c \frac{d\tau}{dr} \simeq \left(\frac{v}{c} - \frac{v_0}{c} - 1 \right) \left(\frac{c}{v} \right)^2 \frac{2P_0 r}{\lambda_z R^2} \quad (4.40)$$

soit, après intégration, où, par souci de simplicité, λ_z est supposé indépendant de r , et en faisant un développement limité en r ,

$$c\tau \simeq \frac{P_0}{\lambda_z R^2} \left(-\frac{v_0}{c} r^2 + \frac{1}{2f^2} \left(\frac{v_0}{c} + \frac{1}{2} \right) r^4 \right) + o(r^5). \quad (4.41)$$

Dans cette équation, le terme $\propto r^4$ aplatit le profil de vitesse pour obtenir un pic d'intensité qui se propage à une vitesse constante c , tandis que le terme quadratique permet d'ajuster la valeur de la vitesse autour de c . Ce terme quadratique correspond à la courbure du front d'impulsion (également connue sous le nom d'aberration chromatique longitudinale), une aberration qui est présente dans de nombreuses chaînes laser, et qui peut être contrôlée en utilisant des optiques plano-convexes simples dans la chaîne laser [90, 91]. Pour remplir la condition imposée par le terme r^4 , des lentilles asphériques, spécialement conçues pour une axiparabole donnée, seront nécessaires.

Ce modèle théorique simple peut également être ajusté pour prendre en compte le milieu dans lequel se produit la propagation du laser. Pour cela, considérons une tranche de plasma uniforme localisée entre les limites de la ligne focale, c'est-à-dire une densité de plasma n_e constante pour $f_0 \leq z \leq f_0 + \delta$ et égale à 0 ailleurs, comme schématisé sur la figure 4.7.

La propagation de la lumière dans le plasma est affectée par la réfraction à l'interface vide/plasma et aussi par la modification de la vitesse de propagation de la lumière dans le plasma. Soit $i(r)$ l'angle entre l'axe optique et les rayons qui sont focalisés à $z(r)$ dans le vide et $X(r)$ la distance de propagation après l'interface vide/plasma des rayons qui sont focalisés à $z(r)$ dans le vide. En supposant des rayons paraxiaux, ces deux variables sont définies par

$$i(r) = \arctan(r/(f - s)) \quad (4.42)$$

$$z = X \cos(i). \quad (4.43)$$

Les rayons qui sont focalisés à $z(r)$ dans le vide croisent l'axe optique à la nouvelle coordonnée

$$\begin{aligned} z' &= X' \cos(i') \\ &\simeq z\eta \left(1 + \frac{i^2}{2} \right) \end{aligned} \quad (4.44)$$

pour $i \ll 1$ et avec $\eta \simeq 1 - n_e/(2n_c)$ l'indice de réfraction du plasma.

Cela implique une réduction de la ligne focale ($\delta' < \delta$) qui entraîne une augmentation

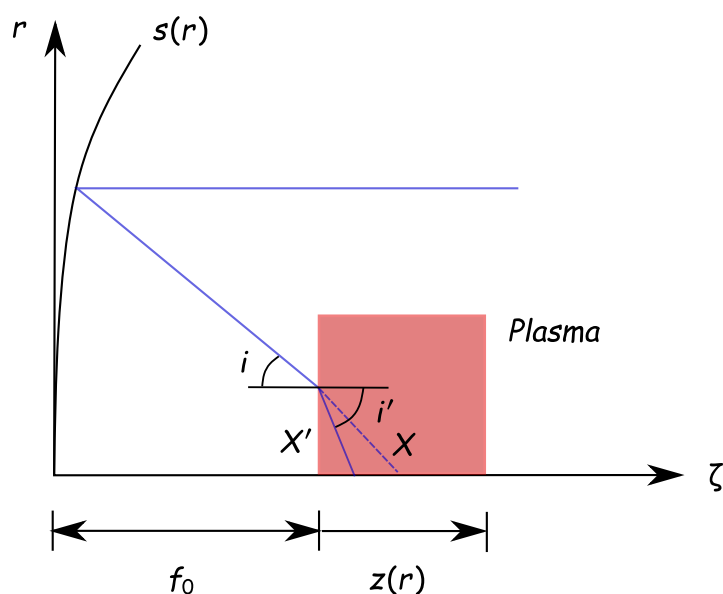


FIGURE 4.7 – Schéma d'une axiparabole et de l'interface vide/plasma : celle-ci implique le décalage vers f_0 des positions de focalisation des faisceaux annulaires.

de l'intensité. Dans les conditions expérimentales usuelles au LOA, avec $n_e = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $f_0 = 400 \text{ mm}$ et $\lambda = 800 \text{ nm}$, la diminution de la ligne focale est négligeable (environ 0.1%). Cependant, comme le chemin optique dans le plasma est égal à celui dans le vide ($X = X'/\eta$), la diminution de la distance de propagation est compensée par la vitesse de groupe plus lente de la lumière dans le plasma ($v_g/c = 1 - n_e/(2n_c)$). La vitesse de groupe de la ligne focale dans le plasma peut alors s'écrire

$$v_p = v \frac{dz'}{dz} \quad (4.45)$$

avec v_p la vitesse de groupe dans le plasma et v celle dans le vide.

En suivant la même méthode que pour l'équation (4.39), ceci implique que la vitesse modifiée dans le plasma peut être écrite

$$\frac{v_{p,m}}{c} \simeq \frac{v_p}{c} \left(1 - \frac{v}{c} \frac{d\tau}{dr} \frac{dr}{dz} \right) \quad (4.46)$$

À partir de cette équation, le retard radial requis peut être calculé de la même manière que pour l'équation (4.40).

Cette étude relativement simple de la vitesse de groupe est applicable dans le vide et dans tout milieu transparent et permet de montrer que la vitesse de groupe peut être ajustée indépendamment de l'intensité de la ligne focale, permettant d'atteindre des vitesses

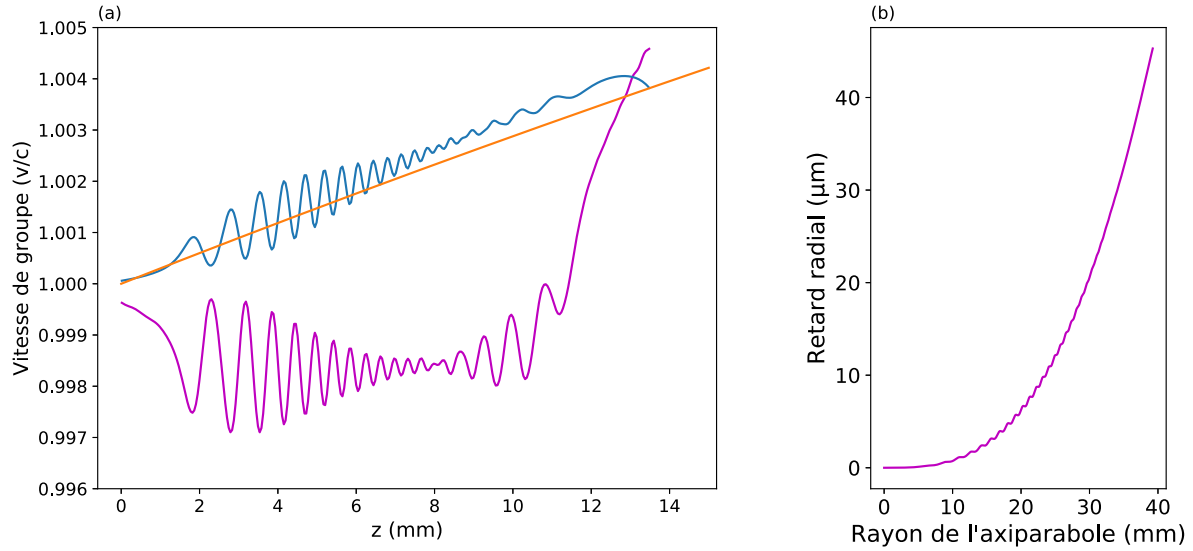


FIGURE 4.8 – (a) Vitesses de groupe de la ligne focale : les courbes bleue et orange sont les mêmes que sur la figure 4.5c. La courbe violette est la vitesse de groupe modifiée par le retard radial, représenté en (b), introduit avant la réflexion sur l'axiparabole. (b) Retard radial défini par l'équation (4.47).

subluminiques ou supraluminiques.

4.4.2 Applications aux axiparaboles simulées numériquement

On reprend ici le cas des deux axiparaboles dont les lignes focales ont été simulées, c'est-à-dire :

- l'axiparabole avec une ligne focale d'intensité constante
- l'axiparabole avec une ligne focale d'énergie constante

On se place dans le vide, sans interface vide/plasma et on applique un retard radial de telle sorte que la ligne focale se propage à la vitesse de la lumière dans le vide, soit $v_0 = 0$ dans l'équation (4.41) :

$$c\tau \approx \frac{P_0}{\lambda_z R^2} \frac{r^4}{4f^2} + o(r^5) \quad (4.47)$$

Axiparabole avec une ligne focale d'intensité constante

Pour l'axiparabole avec une ligne focale d'intensité constante, pour obtenir une ligne focale qui se propage à c , on obtient la figure 4.8.

Les couplages spatio-temporels, calculés grâce à l'équation (4.47) et représentés sur la figure 4.8b, permettent de produire une ligne focale avec une vitesse constante proche de

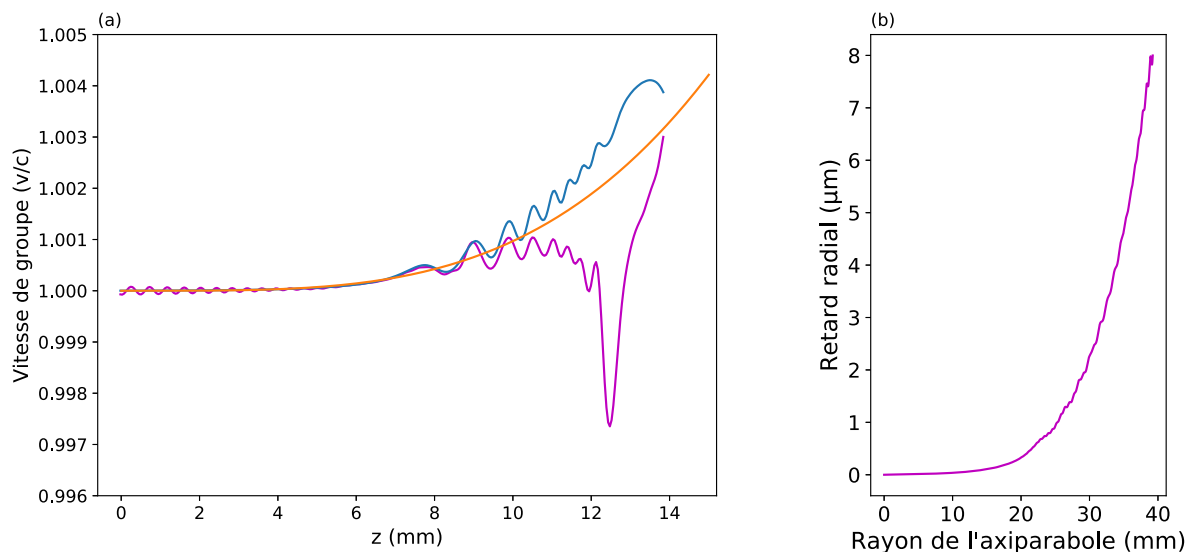


FIGURE 4.9 – (a) Vitesses de groupe de la ligne focale : les courbes bleue et orange sont les mêmes que sur la figure 4.6c. La courbe violette est la vitesse de groupe modifiée par le retard radial, représenté en (b), introduit avant la réflexion sur l'axiparabole. (b) Retard radial défini par l'équation (4.47).

celle de la lumière dans le vide c . L'écart obtenu entre la vitesse de groupe attendue et celle calculée est très certainement dû aux approximations paraxiales faites pour établir le modèle théorique concernant la vitesse de groupe de la ligne focale. Le terme quadratique correspondant à la courbure du front de l'impulsion laser peut être ajusté pour effectivement obtenir une ligne focale se propageant à c . De par le fait de la méthode utilisée pour calculer la vitesse de groupe en moyennant le maximum d'intensité, le calcul de la vitesse de la ligne focale à laquelle ont été appliqués les couplages spatio-temporels est donc perturbée par les extrémités de la ligne focale.

Axiparabole avec une ligne focale d'énergie constante

Pour l'axiparabole avec une ligne focale d'énergie constante, la ligne focale qui se propage à c grâce aux couplages spatio-temporels définis par l'équation (4.47) est présentée sur la figure 4.9.

De même que précédemment, hormis la perturbation du calcul de la vitesse de groupe en fin de ligne focale, on observe que la vitesse de groupe modifiée est globalement constante et égale à la vitesse de la lumière dans le vide c tout le long de la ligne focale. Ces deux exemples permettent donc de valider le modèle théorique dont sont tirées les équations

tions (4.40), (4.41) et (4.47).

4.4.3 Impact sur la vitesse de phase

On a montré que, dans le vide, la vitesse de phase de la ligne focale est égale à celle de groupe. Cependant, il est également intéressant d'étudier l'impact de l'introduction de couplages sur celle-ci. Comme dans la section précédente, dans le cas de la propagation de la lumière dans le vide, on introduit un délai radial $\tau(r)$ avant l'axiparabole. Ceci implique que la phase s'écrit alors

$$\begin{aligned}\varphi_m &= k(p + c\tau) - \omega(t + \tau) \\ &= kp - \omega t = \varphi\end{aligned}\tag{4.48}$$

La phase de la ligne focale n'est ainsi pas modifiée par l'introduction d'un retard radial et la vitesse de phase est donc toujours égale à la vitesse de groupe non modifiée, et donc différente de la vitesse de groupe en présence de couplages spatio-temporels :

$$v_\varphi = v = 1 + \frac{r^2}{2f^2}\tag{4.49}$$

4.4.4 Introduction de couplages spatio-temporels dans une chaîne laser

Nous avons développé une technique pour contrôler l'ajout de couplages spatio-temporels [91]. Cette méthode permet d'introduire une aberration appelée courbure du front de l'impulsion laser (plus connue sous le nom de Pulse Front Curvature ou PFC). Cette dernière présente un intérêt particulier pour l'axiparabole, car sa phase est proportionnelle à r^2 , soit le terme qui permet d'ajuster la valeur de la vitesse de groupe autour de c comme on l'a vu précédemment avec l'équation (4.41). Cette aberration peut également être vue comme du chromatisme longitudinal selon les conditions d'observation (faisceau focalisé ou non) [92]. En effet, les différentes composantes spectrales d'un faisceau focalisé, affecté par le PFC, vont avoir des plans de focalisation différents.

En Salle Jaune, un doublet afocal est généralement utilisé dans la chaîne laser pour corriger les aberrations chromatiques. Il est optimisé pour compenser le chromatisme longitudinal afin de limiter l'étalement longitudinal du point focal sur l'axe de l'impulsion laser. Il peut également être utilisé pour renforcer l'effet du chromatisme longitudinal. Cependant, son effet sur un faisceau collimaté ne peut être contrôlé puisque chaque doublet est calculé pour en introduire une certaine quantité. Toutefois, si on place le doublet dans une région

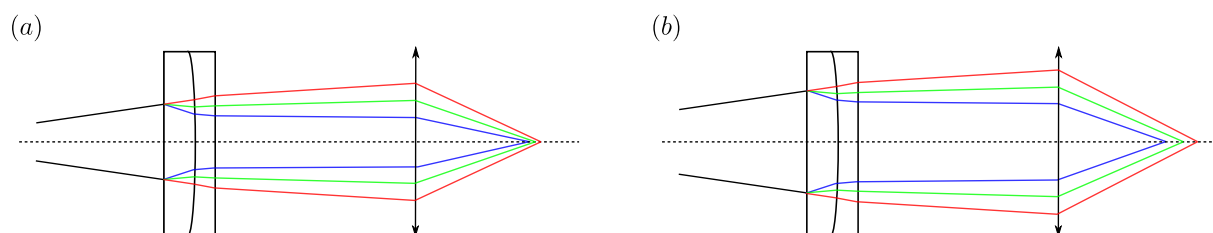


FIGURE 4.10 – Schéma du principe du contrôle du PFC grâce à un doublet afocal. Le faisceau a la même divergence dans les deux cas, seule change la position longitudinale du doublet.

où le faisceau est divergent, sa position va permettre de modifier l'ajout de chromatisme longitudinal comme représenté sur la figure 4.10 . En effet, si le diamètre du faisceau laser incident est plus petit sur le doublet, le délai introduit entre les différentes composantes spectrales au bord du faisceau, est plus faible.

Pour mesurer le chromatisme longitudinal introduit, différentes composantes spectrales du laser de la "Salle Jaune" ont été isolées grâce à un filtre dispersif programmable acousto-optique Dazzler : 775 nm, 800 nm et 825 nm. La position de leurs points de focalisation a ensuite été mesurée en fonction de la position du doublet dans la section où le faisceau est divergent. La course de translation du doublet est de 40 cm et a permis de mesurer une variation linéaire du décalage du focus spectral de 1.81 mm pour $d = 12$ cm à 5.33 mm pour $d = 50$ cm. Ceci correspond à $\alpha = 1.26 \text{ fs.cm}^{-2}$ pour $d = 12$ cm et à $\alpha = 3.70 \text{ fs.cm}^{-2}$ pour $d = 50$ cm en termes de coefficients de PFC. En guise d'exemple, dans le cas d'une axiparabole avec une ligne focale d'intensité constante (soit $\lambda_z = P_0/\delta$), la valeur du retard radial introduit par le PFC pour un faisceau de rayon r peut s'écrire, d'après l'équation (4.41),

$$|\tau(r)| = \delta \frac{v_0}{c^2} \left(\frac{r}{R} \right)^2 \quad (4.50)$$

où les variables sont définies comme dans les sections précédentes. Pour $v_0 = 0.001c$, ce qui revient à faire varier la vitesse de groupe de 0.1% de la vitesse de la lumière dans le vide, avec un faisceau laser de rayon $r = 27.5$ mm, une axiparabole de rayon $R = 38.1$ mm et une ligne focale $\delta = 15$ mm, on obtient alors $\tau \approx 26$ fs, soit un coefficient de PFC $\alpha \approx 1.1 \text{ fs.cm}^{-2}$. On voit que le doublet est parfaitement adapté pour faire varier la vitesse de la lumière de 0 à 0.3% de c .

4.4.5 Mesure expérimentale de la vitesse de groupe avec et sans PFC

Finalement, afin de confirmer cette étude théorique de l'axiparabole et de l'impact des couplages spatio-temporels sur les propriétés de la ligne focale, la vitesse de groupe

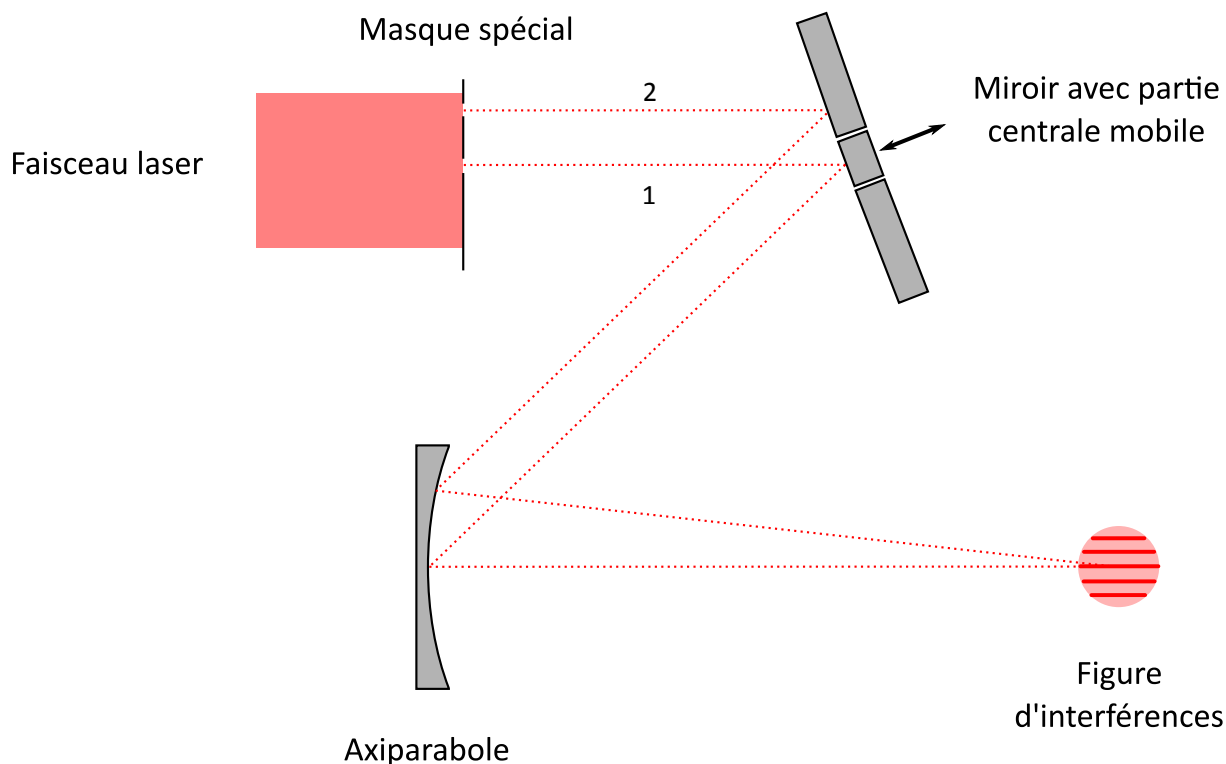


FIGURE 4.11 – Schéma de principe du dispositif expérimental utilisé pour mesurer la vitesse de groupe de l'axiparabole.

de cette dernière a été mesurée au LOA à l'aide d'un dispositif expérimental mis au point par Slava Smartsev, étudiant en thèse à l'Institut Weizmann (figure 4.11). Le faisceau laser, affecté ou non par l'introduction de PFC, est filtré spatialement grâce à un masque spécial composé de deux trous : l'un est fixe sur l'axe optique (soit $r = 0$ mm), tandis que l'autre est mobile et peut prendre différentes coordonnées radiales. Le faisceau laser est ainsi divisé en deux faisceaux, qui sont réfléchis par un miroir à retard segmenté. Le retard du faisceau central (faisceau 1) est contrôlé avec précision par un petit miroir mobile placé sur un actionneur piézoélectrique, tandis que l'autre faisceau (faisceau 2) est réfléchi par un miroir plan fixe. Ils sont ensuite focalisés par l'axiparabole sur une caméra. On peut ainsi mesurer le délai entre les deux faisceaux en bougeant le moteur piézoélectrique de sorte à obtenir une figure d'interférences. Ce délai nous permet de remonter à la vitesse relative du faisceau 2 par rapport au faisceau 1, qui se propage à c . En faisant varier la coordonnée radiale du trou mobile sur le masque, on peut donc mesurer la vitesse de groupe de la ligne focale.

Pour introduire du PFC avant le masque, un ou deux doublets peuvent être ajoutés sur le trajet du laser. Ainsi, pour chaque doublet ajouté, le coefficient de PFC introduit est environ égal à $\alpha \approx 1 \text{ fs.cm}^{-2}$. Afin de limiter les effets d'aberrations asymétriques

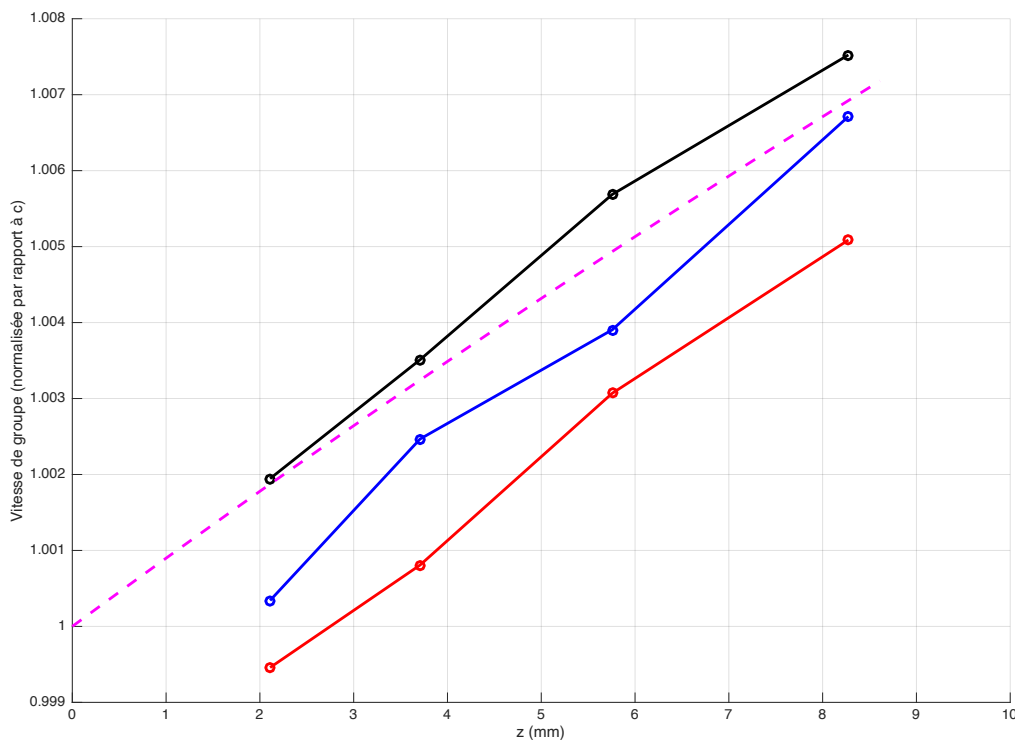


FIGURE 4.12 – Vitesses de groupe expérimentales mesurées sans doublet (en noir), avec un doublet (en bleu) et avec deux doublets (en rouge). La courbe violette pointillée correspond à la vitesse de groupe donnée par l'équation (4.24).

telles que l'inclinaison du front d'onde (Pulse Front Tilt ou PFT) qui peut apparaître lorsqu'un doublet n'est pas centré sur le faisceau, pour chaque position radiale du trou mobile, la mesure de la vitesse de groupe est réalisée pour plusieurs angles de rotation du masque et les valeurs relevées sont ensuite moyennées. On obtient ainsi les vitesses de groupe présentées sur la figure 4.12.

Pour cette expérience, une axiparabole avec une ligne focale $\delta = 20$ mm d'intensité constante a été utilisée, la vitesse de groupe est effectivement linéairement dépendante de z , comme annoncé par l'équation (4.34). On obtient une ligne focale de seulement 9 mm, car le rayon du faisceau laser est de 25 mm pour une axiparabole de rayon $R = 38.1$ mm. Cela a été pris en compte dans le calcul de la vitesse de groupe théorique et on observe que la ligne focale a sensiblement la même longueur. On remarque aussi qu'en accord avec le modèle théorique développé précédemment, le PFC n'affecte pas la "pente" de la vitesse de groupe, il permet d'ajuster la valeur de cette dernière autour de c . De plus, l'écart moyen entre chaque courbe peut être estimé à environ $0.001c$, ce qui est cohérent

avec la valeur annoncée à la section précédente.

On a ainsi démontré le contrôle de la vitesse de groupe de l'axiparabole grâce à des couplages spatio-temporels, ce qui a ainsi permis de valider le modèle théorique développé dans ce chapitre. Cette perspective est intéressante vis-à-vis de l'accélération laser-plasma [93]. En effet, l'axiparabole pourrait directement contribuer à l'accélération des électrons, ce qui empêcherait la diffraction, alors que le contrôle de la vitesse de la ligne focale permettrait de s'affranchir du déphasage. Pour cette application, il faudra changer la pente de la courbe $v(z)$. Pour cela, un doublet asphérique qui introduira un terme de phase proportionnel à r^4 sera développé.

Chapitre 5

Accélération d'électrons dans un guide d'onde plasma

Sommaire

5.1	Formation du guide d'onde plasma	108
5.2	Axiparaboles utilisées	109
5.3	Premiers résultats expérimentaux	110
5.3.1	Caractérisation de la première axiparabole utilisée	110
5.3.2	Guidage	112
5.3.3	Vers une meilleure résolution de la densité électronique mesurée du plasma	113
5.4	Amélioration des résultats expérimentaux	115
5.4.1	Guidage avec injection par ionisation	115
5.4.2	Guidage avec injection contrôlée	122

5.1 Formation du guide d'onde plasma

Présentée et détaillée dans le chapitre 4, l'axiparabole a été ajoutée au dispositif expérimental pour utiliser la ligne focale produite par cette dernière afin de guider une seconde impulsion laser. Pour ce faire, une axiparabole hors-axe a été conçue avec la méthode développée dans la section précédente. Comme introduit dans la section 2.2, on utilise deux faisceaux laser : l'un pour générer le guide d'onde plasma et l'autre pour être guidé et accélérer les électrons.

L'axiparabole génère la ligne focale au-dessus du jet de gaz, celle-ci crée un filament

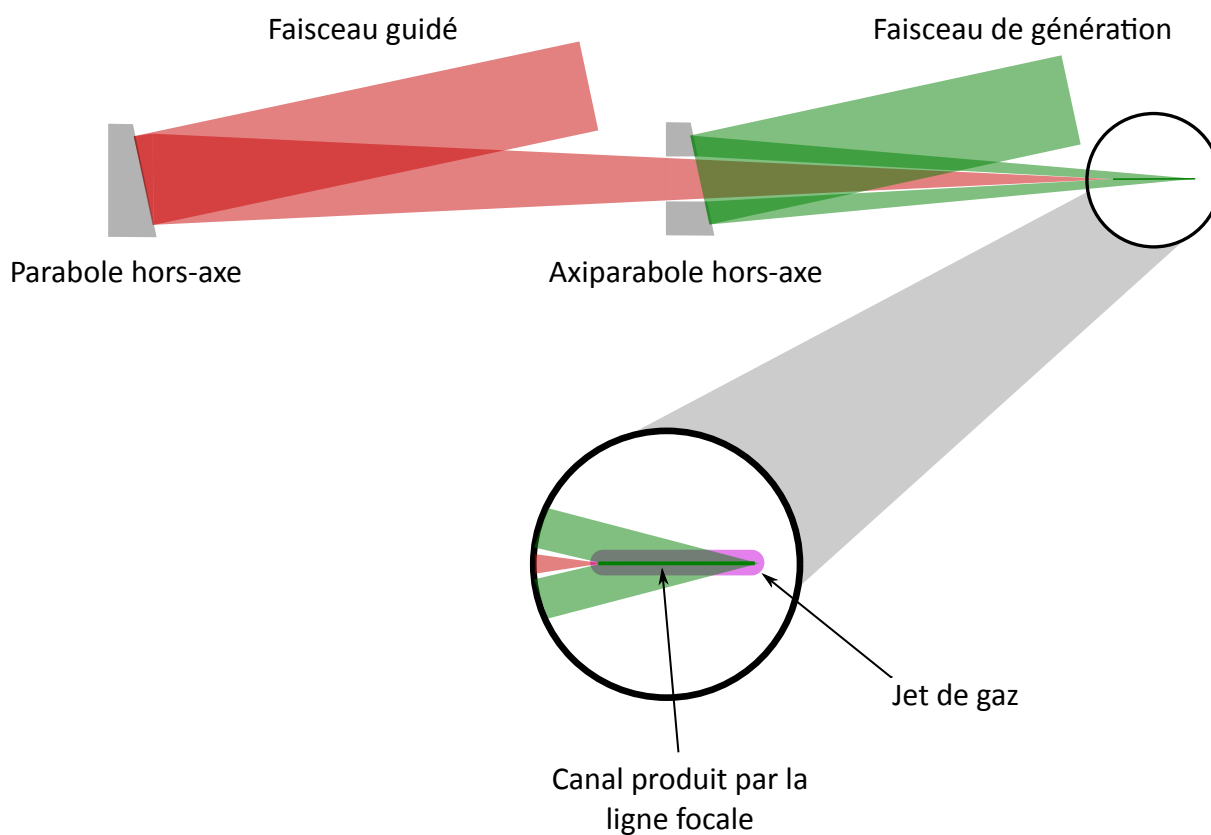


FIGURE 5.1 – Principe du dispositif expérimental : l'axiparabole hors-axe produit la ligne focale grâce au faisceau laser de génération sur l'axe d'un jet de gaz. Après un délai (1 à 5 ns dans le cadre de nos expériences), le second faisceau laser est focalisé à l'entrée du jet de gaz et guidé par le canal plasma généré par la ligne focale.

plasma qui va s'étendre radialement dans le gaz environnant. Cette détente du plasma dans le gaz va produire un choc, qui va entraîner une structure cylindrique creuse de densité plasma (figure 5.2), qui va agir comme une fibre optique à gradient d'indice d'après la formule de l'indice de réfraction du plasma (1.34).

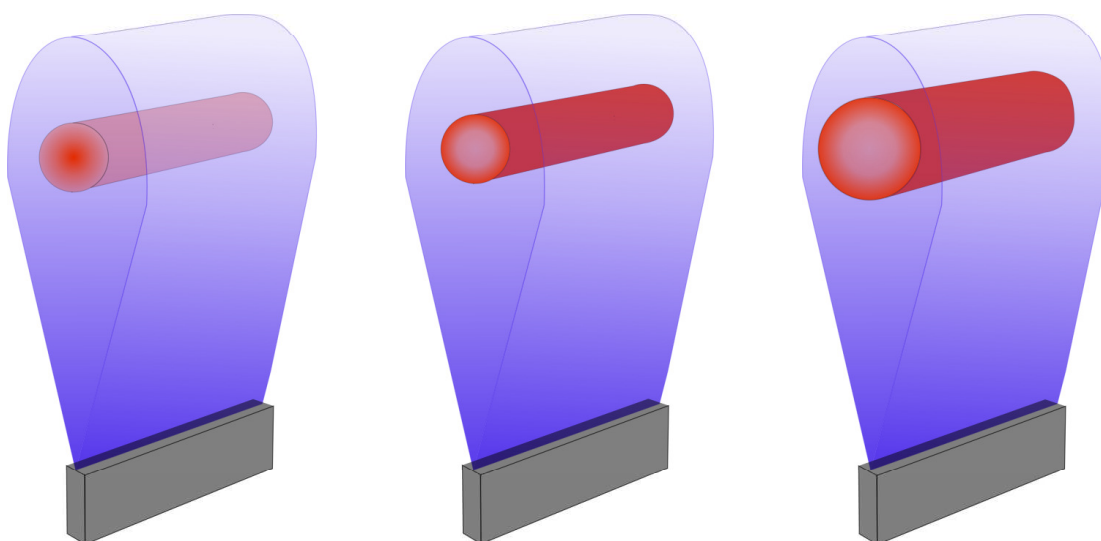


FIGURE 5.2 – Schéma des étapes de formation du canal à différents instants. La buse qui produit le jet est représenté en gris, le jet de gaz en dégradé bleu et le plasma en dégradé rouge. Le dégradé représente la densité de particules du gaz ou celle électronique du plasma selon la couleur. À gauche, la colonne plasma vient d'être créée par la ligne focale de l'axiparabole. Au milieu, le plasma a entamé sa détente hydrodynamique dans le gaz provoquant un choc radial aux limites radiales du plasma. À droite, le plasma s'est détendu et le canal plasma a une taille suffisante pour guider une autre impulsion laser.

5.2 Axiparaboles utilisées

Dans le dispositif expérimental de guidage (figure 2.2), pour des raisons d'encombrement de la chambre expérimentale, les axiparaboles utilisées sont hors-axe avec un angle de 12° .

L'évolution temporelle de la taille transverse du canal plasma dépend principalement de l'énergie déposée par l'impulsion laser focalisée en ligne par l'axiparabole. D'après [82], cette évolution peut être caractérisée par un modèle de Sedov-Taylor :

$$r(\tau) = \sqrt{\tau(\gamma + 1)} \left(\frac{E_\sigma}{\pi\rho_0} \right)^{1/4} \quad (5.1)$$

avec $\tau = 0$ le temps pour lequel $r = 0$, γ le facteur adiabatique qui est égal à $5/3$ dans un milieu totalement ionisé, $\rho_0 = n_0 M_{ion}$ la densité massique du plasma, où n_0 et M_{ion} sont respectivement la densité du plasma et la masse des ions, et E_σ l'énergie par unité de longueur contenue dans la colonne plasma.

On cherche à obtenir un guide d'onde dont les propriétés sont invariantes le long de l'axe optique, soit $r(\tau)$ et E_σ indépendants de z . Cependant, comme il est difficile d'évaluer E_σ , nous avons décidé de concevoir quatre axiparaboles avec différentes distributions en

intensité afin d'utiliser celle qui permettra le meilleur guidage :

- une axiparabole avec une ligne focale d'intensité constante (vue au chapitre 4), soit

$$f(r) = f_0 + \delta \left(\frac{r}{R} \right)^2 \quad (5.2)$$

- une axiparabole avec une ligne focale avec une distribution en intensité similaire à celle d'un axicon, soit

$$f(r) = f_0 + \delta \left(\frac{r}{R} \right) \quad (5.3)$$

- une axiparabole avec une ligne focale d'énergie constante (vue au chapitre 4), soit

$$f(r) = f_0 + 0,1\delta \left(\frac{r}{R} \right) + 0,9\delta \sqrt{\frac{r}{R}} \quad (5.4)$$

- une axiparabole avec une ligne focale d'énergie croissante (vue au chapitre 4), soit

$$f(r) = f_0 + \frac{1}{a} \ln \left(\frac{r}{R} e^{a\delta} \right) \quad (5.5)$$

avec $a = \frac{1}{\delta} \ln \left(\frac{R}{r_{trou}} \right)$ où r_{trou} est le rayon du trou au centre de l'axiparabole.

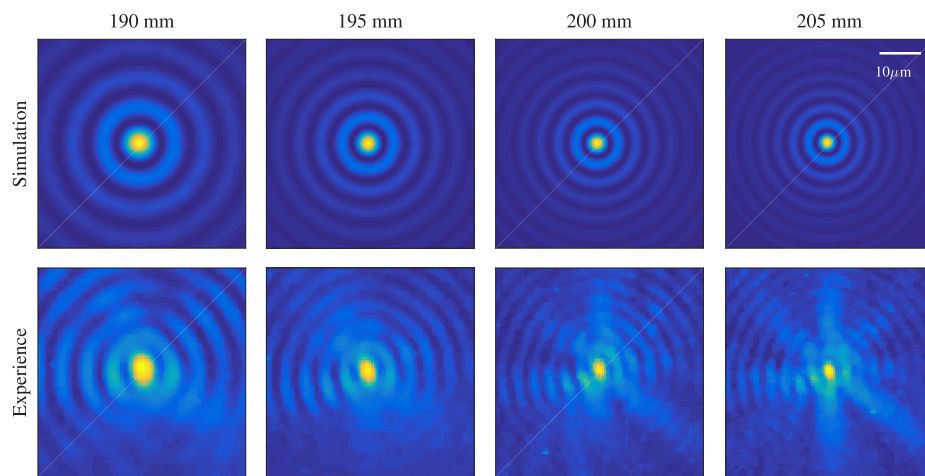
5.3 Premiers résultats expérimentaux

5.3.1 Caractérisation de la première axiparabole utilisée

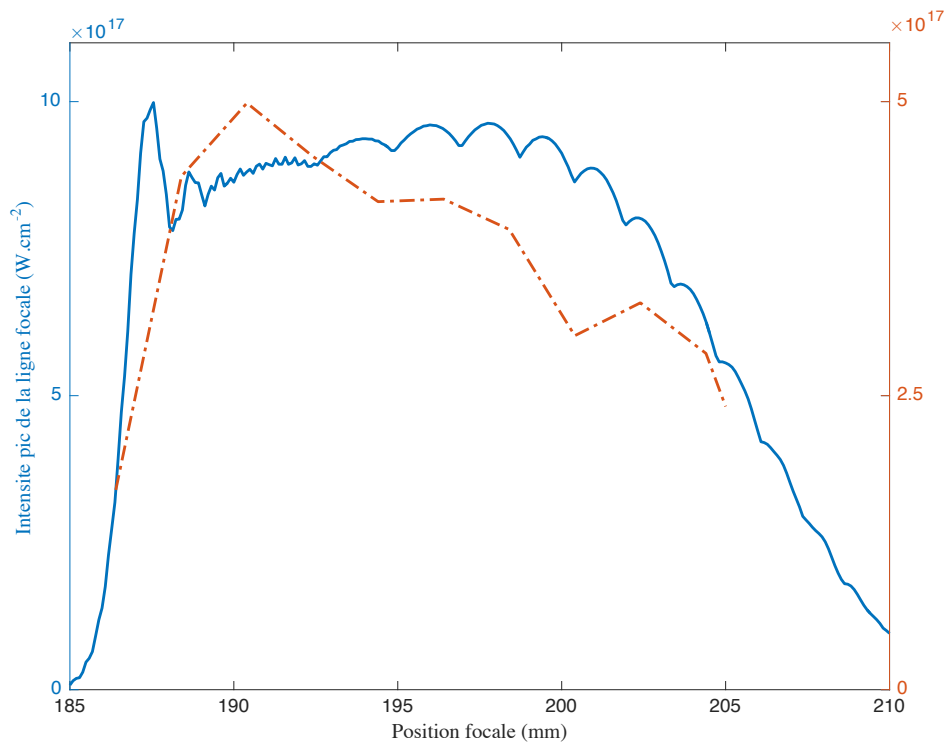
Les premières expériences de guidage ont eu lieu au début de ma thèse en utilisant une axiparabole avec une ligne focale d'intensité constante. Les paramètres de cette axiparabole sont les suivants : $f_0 = 185$ mm, $\delta = 30$ mm et $R = 38.1$ mm.

Cette axiparabole n'a pas été conçue selon la méthode exposée dans la section 4, elle a été conçue en utilisant l'algorithme d'optimisation du logiciel commercial Zemax. Pour ce faire, on définit une distribution angulaire sur la surface du miroir asphérique. À chaque anneau de coordonnée radiale r correspond alors un plan de focalisation $f(r) = f_0 + z(r)$ (avec $z(r) = \delta(r/R)^2$ ici) et les coefficients des polynômes de Zernike sont optimisés grâce à cette condition en cherchant un optimum local de la fonction du facteur de mérite par le logiciel Zemax.

Comme on peut le voir sur la figure 5.3, la différence entre les résultats issus de la simulation et des expériences est satisfaisante et la ligne focale est correctement définie par Zemax. La ligne focale a une longueur limitée à 15 mm au lieu des 30 mm annoncés pour un faisceau de rayon 38.1 mm. En effet, cette longueur de 15 mm est cohérente



(a)



(b)

FIGURE 5.3 – Caractérisation de la première axiparabole utilisée pour le guidage. (a) Taches focales issues de simulations et observées expérimentalement à différents plans de focalisation. (b) Évolution de l'intensité pic le long de la ligne focale selon les simulations (en bleu) et mesurées expérimentalement (en orange). Les simulations ont été réalisées à l'aide du logiciel commercial Zemax.

avec le rayon du faisceau top-hat utilisé ($R_{laser} = 27.5$ mm), puisqu'on obtient alors $\delta_{max} = (R_{laser}/R)^2 * \delta = 15.6$ mm. Cependant, contrairement à la section 4, on peut remarquer que les oscillations caractéristiques des faisceaux de Bessel ne sont pas pris en compte par Zemax. Ceci s'explique par le fait que ce logiciel suit les lois géométriques de tracés de rayons, ce qui nous a poussé à décrire l'axiparabole de manière plus complète avec le propageur optique présenté à la section 4.3.1.

5.3.2 Guidage

Lors de la mise en place expérimentale, le jet de gaz de 10 mm a été placé dans la zone de la ligne focale entre $f = 190$ mm et $f = 200$ mm. La densité du jet de gaz est égale à 1×10^{19} cm⁻³. L'énergie contenue dans le faisceau de génération est de 0.85 J, tandis que le faisceau guidé de 0.6 J est focalisé par une parabole hors axe de focale de 1 m à l'entrée du jet de gaz. Le délai entre ces deux faisceaux est quant à lui égal à 3 ns.

Sur la figure 5.8 sont représentées les taches focales :

- à l'entrée du jet de gaz (figure 5.4a),
- à la sortie du jet de gaz sans plasma (figure 5.4b) ,
- à la sortie du jet de gaz avec plasma mais sans guide d'onde plasma (figure 5.4c),
- à la sortie du jet de gaz avec plasma et avec le guide d'onde plasma (figure 5.4d).

La tache focale à l'entrée du jet de gaz présente des aberrations qui sont dues au système d'imagerie du diagnostic haut flux. Sans le guide d'onde plasma, le faisceau laser diverge fortement comme en témoignent les figures 5.4b et 5.4c, auxquelles sont respectivement appliqués des gains de 17 dB et 23 dB afin de pouvoir comparer la baisse drastique en intensité. On note que l'ajout du plasma fait encore chuter l'intensité en sortie de jet notamment à cause de la diffusion et de la déplétion dans le plasma. L'introduction du canal plasma montre clairement l'effet du guidage entre les figures 5.4c et 5.4d. Cependant, l'efficacité du guidage, calculée en faisant le ratio de l'énergie contenue dans le lobe central (indiqué par le cercle rouge sur la figure), atteint environ 50%. Les informations et les données sur la largeur et la "profondeur" du canal manquent alors pour réellement conclure et élaborer des pistes pour améliorer cette efficacité et ainsi générer une onde de sillage avec l'énergie laser guidée. Les hypothèses suivantes sont faites : la première est que le spot central de la ligne focale est imparfait et entraîne donc un couplage imparfait et la seconde est que l'absorption du plasma est responsable d'une partie de la perte d'énergie observée en fin de guide.

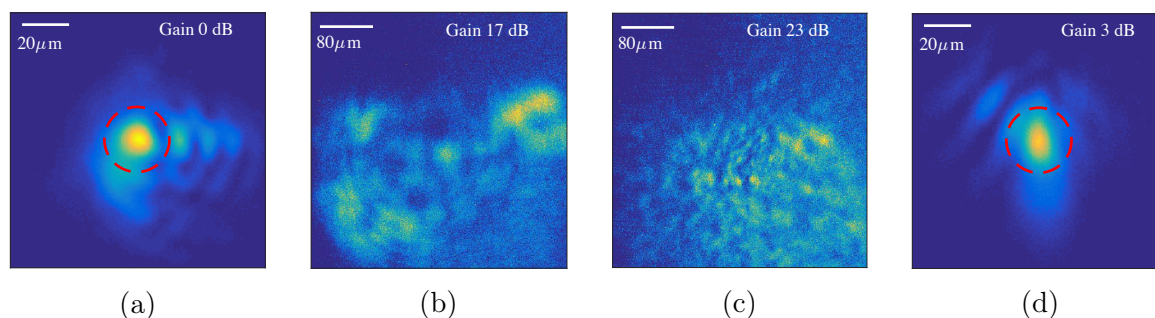


FIGURE 5.4 – Images expérimentales des taches focales en entrée et en sortie du jet de gaz capturées à l'aide du diagnostic haut flux (section 2.3.5). (a) Tache focale en entrée de jet de gaz. (b) Tache focale en sortie de jet sans plasma et sans guide d'onde plasma. (c) Tache focale en sortie de jet avec le plasma mais sans guide d'onde plasma. (d) Tache focale en sortie de jet avec le plasma et avec le guide d'onde plasma.

5.3.3 Vers une meilleure résolution de la densité électronique mesurée du plasma

Lors de ces premières expériences, le calcul de la densité électronique du plasma reposait sur un interféromètre de type Nomarski, qui permet de mesurer le déphasage induit par la traversée de la colonne plasma par le faisceau sonde. Pour les besoins de notre expérience, cet interféromètre possède plusieurs avantages, notamment en termes d'encombrement ou de facilité d'alignement par rapport à un interféromètre de Mach-Zehnder.

Il utilise un prisme de Wollaston qui sépare le faisceau incident en deux en fonction de leurs polarisations ordinaire ou extraordinaire. Le principe de fonctionnement est simple : un faisceau sonde, synchronisé temporellement et spatialement avec le faisceau d'accélération, traverse le plasma, puis une lunette afocale afin de réduire le diamètre du faisceau avant de passer au travers d'un prisme de Wollaston, qui va séparer angulairement le faisceau en deux selon sa polarisation (ordinaire ou extraordinaire) d'un angle α qui dépend du bi-prisme. Ces deux faisceaux vont ensuite traverser une lentille convergente qui nous permet de retrouver une configuration de type "trous d'Young" dans le plan focal de la lentille convergente, les deux polarisations y sont focalisées et espacées d'une distance égale à αf , où f est la distance focale de la lentille. On obtient ainsi une figure d'interférence permettant de récupérer le déphasage induit par la propagation au travers du plasma du faisceau sonde. Le polariseur permet de polariser le faisceau à 45° de l'axe optique du prisme de Wollaston et ainsi d'équilibrer les deux voies de l'interféromètre en intensité. L'analyseur projette les deux polarisations ordinaire et extraordinaire sur un axe à 45° pour que les deux faisceaux puissent interférer. La lunette afocale possède un autre rôle que celui de simplement réduire le diamètre du faisceau : elle permet également d'ajouter

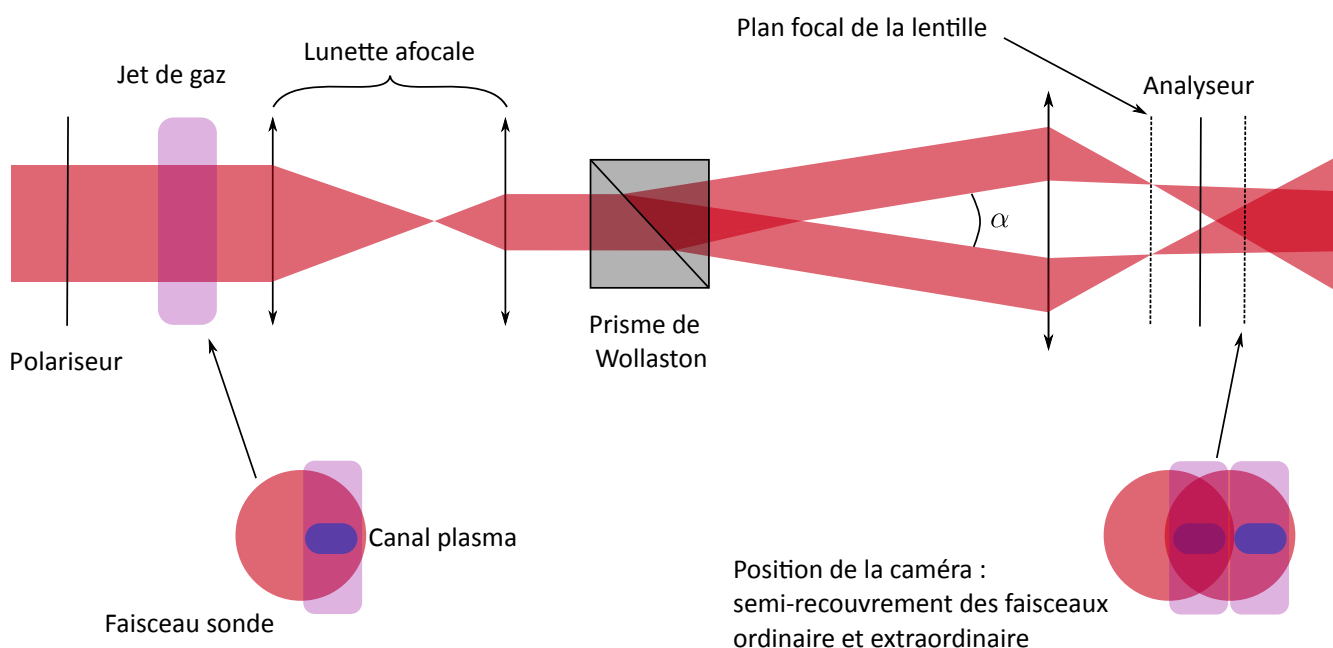


FIGURE 5.5 – Schéma du principe de l'interféromètre de Nomarski.

un "degré de liberté" au système pour pouvoir influencer sur le grandissement ou l'interfrange autrement que par la lentille convergente située à la sortie du prisme de Wollaston.

Un autre paramètre essentiel de ce dispositif est la zone de recouvrement des faisceaux ordinaire et extraordinaire. En effet, afin de récupérer simplement le déphasage induit par la traversée du plasma, le faisceau est positionné de telle sorte que seule la moitié du faisceau traverse le plasma. On place ensuite le capteur à la position où on observe un semi-recouvrement des faisceaux, comme indiqué sur la figure 5.5. L'information sur le déphasage issu de la traversée du plasma est alors directe puisqu'on fait interférer une partie d'un faisceau contenant l'information sur le déphasage et une partie de l'autre faisceau ne la contenant pas.

Cependant, pour cet interféromètre, les paramètres tels que le grandissement ou l'interfrange restent largement corrélés, ce qui empêche d'augmenter la résolution de la mesure. En pratique, nous n'avons pas réussi à analyser la densité du guide d'onde plasma, notamment car la variation de phase dans le "creux" du canal était trop abrupte pour être reconstruite et traitée par le logiciel Neutrino. C'est pourquoi un analyseur de phase, commercialisé par Phasics, a ensuite été utilisé pour les expériences suivantes afin de pouvoir observer la densité du canal.

5.4 Amélioration des résultats expérimentaux

Lors des expériences suivantes, la mise en place de l'analyseur Phasics nous a permis d'observer que le faisceau de génération du canal contenait trop d'énergie et que le délai entre les deux faisceaux laser de 3 ns était légèrement trop long. À cause des effets combinés de ces deux paramètres, il s'est avéré que la densité électronique du canal dans ces conditions était inférieure au seuil de détection expérimental, soit environ $10^{16/17} \text{ cm}^{-3}$. L'injection d'électrons dans la cavité ionique n'est pas possible pour de telles densités électroniques avec ces conditions expérimentales. Les résultats de guidage obtenus jusqu'à ce stade étaient en fait réalisés dans un canal quasi "vide", ce qui a certes permis d'obtenir un guidage de qualité, mais qui n'est clairement pas optimal pour l'accélération d'électrons.

5.4.1 Guidage avec injection par ionisation

Caractérisation du jet de gaz

Différents jets de gaz ont été testés pour réaliser l'accélération d'électrons dans un guide d'onde, notamment la buse avec un choc intégré, vue à la section 3.4, dont le rebord a été coupé afin d'obtenir un profil de densité plat ou encore une buse métallique de 20 mm. Finalement, la buse qui a permis de réaliser l'injection par ionisation dans un guide d'onde a été conçue en plastique à l'aide d'une imprimante 3D. Le jet de gaz produit par cette buse a été caractérisé à l'aide de simulations Fluent et on observe le profil de densité sur l'axe optique sur la figure 5.6 dans les conditions expérimentales optimales, soit avec une pression $P = 40$ bars d'un mélange Hélium/Azote à 1 % et 3 mm au-dessus de la fente de sortie. Lors de sa conception numérique, le profil de densité visé était un profil de densité constant, ce qui n'est pas le cas de cette simulation. En effet, la buse livrée présentait des propriétés géométriques légèrement différentes de celle commandée, celles-ci ont été approchées le plus fidèlement possible lors de la simulation présentée en figure 5.6. C'est pourquoi on obtient un profil de densité de forme arrondie plutôt que le plateau attendu, la fente de sortie de la buse avait une forme elliptique plutôt que rectangulaire.

Étude du canal plasma et guidage

Pour cette expérience, le délai entre le faisceau de génération du canal plasma (P2) et le faisceau guidé (P1) a été réduit à 2 ns par rapport à l'expérience avec les premiers guidages. Le faisceau P2 est focalisé grâce à l'axiparabole avec une ligne focale d'énergie

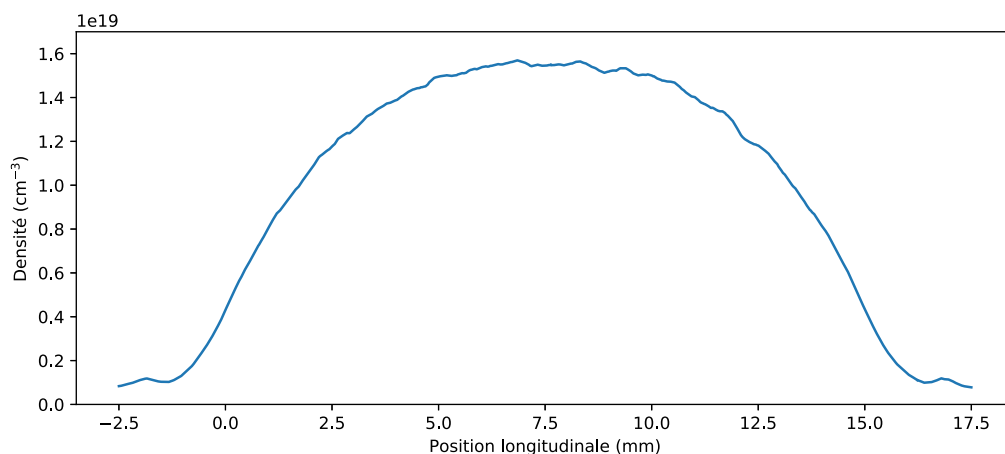


FIGURE 5.6 – Profil du plasma issu de simulations obtenu à partir du jet de gaz utilisé le long de l'axe optique pour un mélange He/N 1 %.

croissante, soit celle dont la ligne focale est définie par :

$$f(r) = f_0 + \frac{1}{a} \ln \left(\frac{r}{R} e^{a\delta} \right) \quad (5.6)$$

avec $a = \frac{1}{\delta} \ln \left(\frac{R}{r_{\text{trou}}} \right)$ présentée dans la section 5.2 dont les principales caractéristiques sont illustrées à la figure 5.7. L'intensité maximum dans la ligne focale atteinte grâce à cette axiparabole est alors de $5 \times 10^{15} \text{ W.cm}^{-2}$.

Le canal plasma creusé par la ligne focale de l'axiparabole a pu être analysé afin de déterminer sa largeur ainsi que sa profondeur, il est représenté sur la figure 5.8. Cependant, la densité dans le "creux" du canal est très certainement surestimée due à une résolution encore trop limitée ($\sim 10 \mu\text{m}$).

En guise de comparaison, la formation du canal a été simulée dans les mêmes conditions expérimentales. Le champ du faisceau de l'axiparabole a été calculé pour différentes positions le long de la ligne focale, et la température et l'état d'ionisation des électrons ont été calculés, à chaque position, en considérant un chauffage non-collisionnel au-dessus du seuil d'ionisation. L'expansion radiale du canal plasma a été modélisée à l'aide d'une simulation hydrodynamique du plasma, en tenant compte de la température des électrons, de l'état d'ionisation et de la densité du gaz obtenus. Aux différents rayons et positions le long de la ligne focale, l'ionisation a été calculée via le modèle ADK, et les énergies électroniques résultantes ont été calculées à partir du potentiel du champ laser au moment de l'ionisation [94]. Cette approche simplifiée a été comparée à une modélisation PIC et a montré un bon accord entre les deux modèles. Pour la simulation de l'expansion du

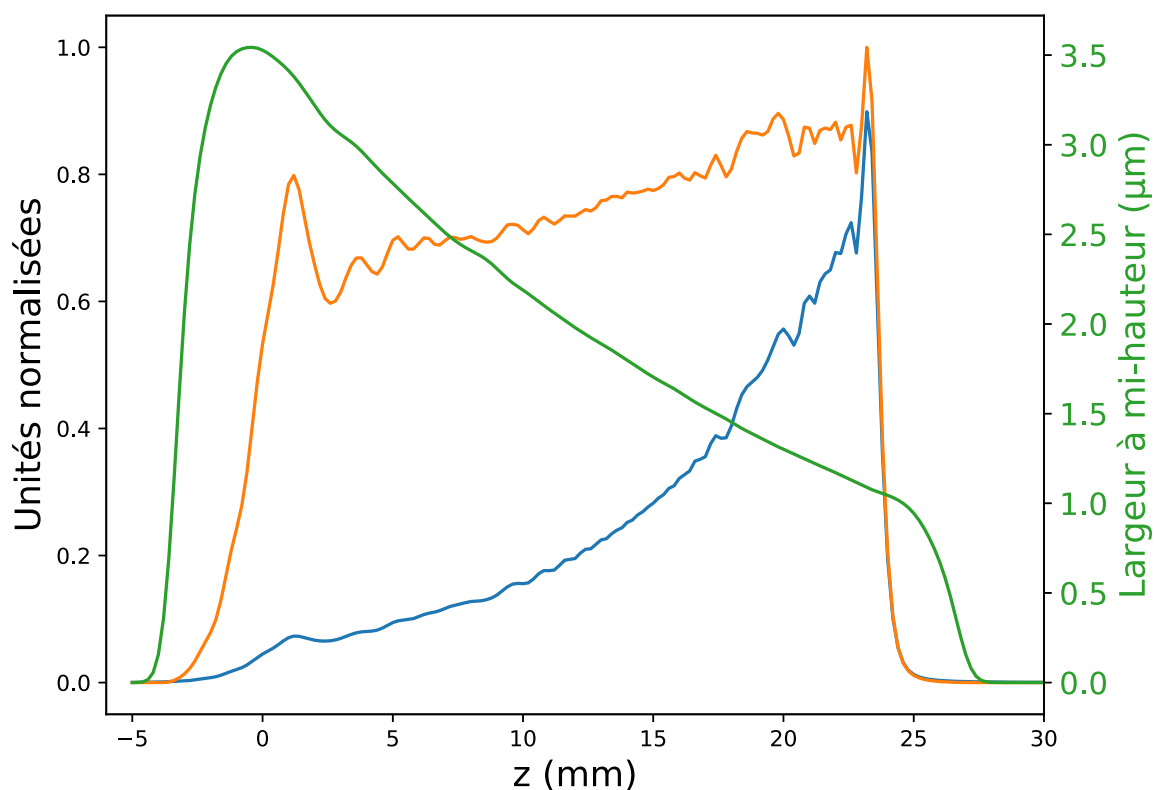


FIGURE 5.7 – Intensité sur l’axe normalisée (courbe bleue), énergie encerclée dans le lobe central normalisée (courbe orange) et largeur à mi-hauteur du lobe central avec unités sur l’échelle de droite (courbe verte) le long de la ligne focale. Ces données sont issues de simulations à l’aide du propagateur optique développé au chapitre 4.

plasma, le code hydrodynamique eulérien FRONT [95] a été utilisé.

On remarque qu’il existe une différence entre les profils issus de l’expérience et de la simulation. Il paraît important de souligner que, dans le cas expérimental, on montre la largeur du plasma ionisé par P2, puis par P1, qui serait nécessairement plus large sans guide d’onde. En effet, dans le cas de l’expérience, on observe la phase induite par la propagation du faisceau sonde dans le plasma après le passage des faisceaux P2 (pour la formation du canal) et P1 (pour l’accélération des électrons), celle-ci est donc dépendante de la densité électronique du plasma. De plus, lors de la propagation de P1 dans le canal plasma, la partie non guidée de ce dernier va ioniser partiellement le reste du plasma. On observe donc le profil de densité électronique du plasma perturbé par l’ionisation provoquée par P1 sur l’image du haut, tandis que les données issues de la simulation représentent la densité électronique totale prenant en compte les neutres, les ions et les

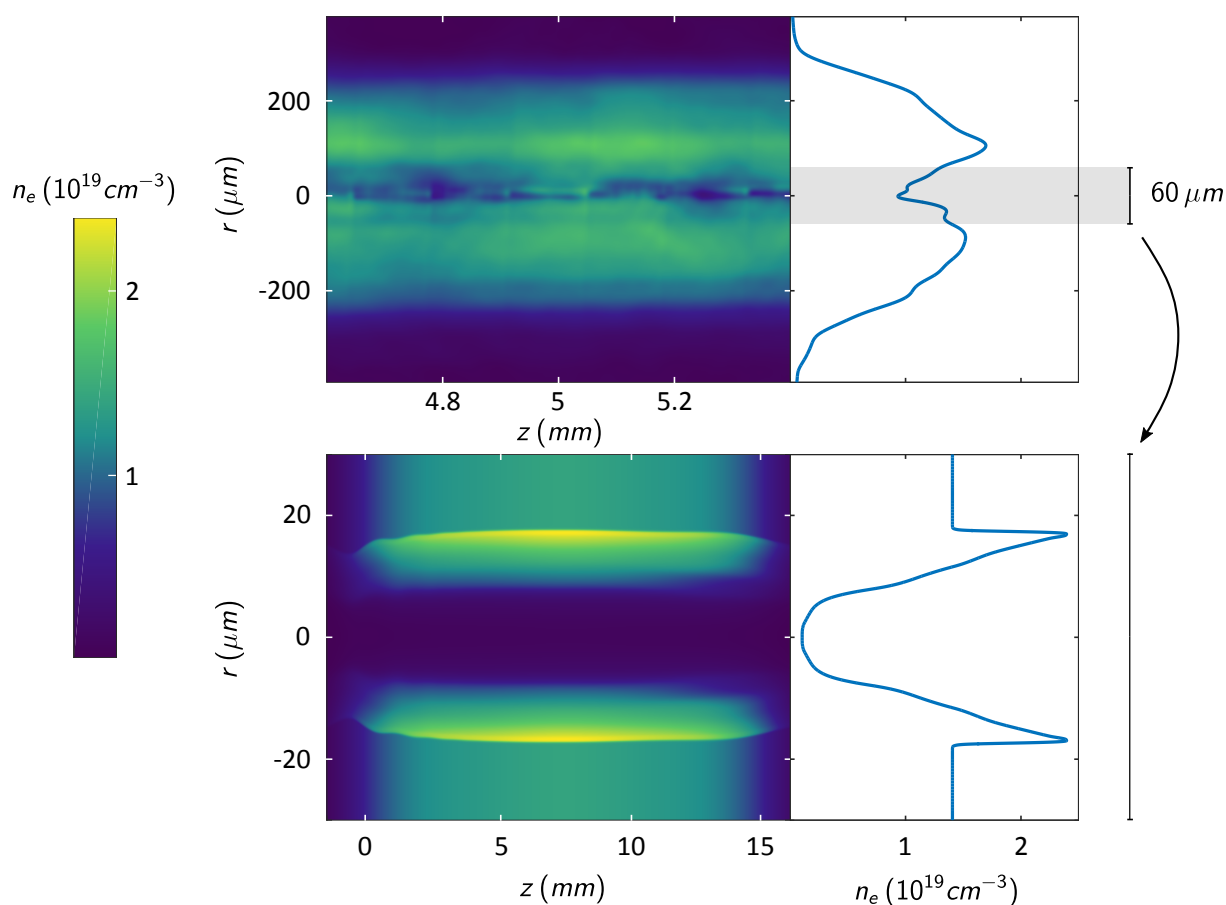


FIGURE 5.8 – Mesure expérimentale de la densité électronique du filament plasma avec le profil moyenné selon l'axe z en haut et simulation de la formation du canal plasma dans les mêmes conditions expérimentales en bas.

électrons libres.

L'efficacité du guidage a été observée de la même manière que lors de la première expérience à l'aide du diagnostic haut flux, les taches focales sont représentées sur la figure 5.9. De nouveau, l'effet du canal plasma sur le guidage de l'impulsion laser est indéniable sur ces dernières.

Premiers tirs guidés avec injection

Après avoir étudié la formation du canal plasma grâce à l'ajout de l'analyseur de phase Phasics et à la simulation hydrodynamique, l'étape suivante est l'accélération des électrons dans le guide d'onde ainsi formé. Le faisceau P1 est focalisé par une parabole hors-axe avec une ligne focale de 1.5 m, il en résulte une tache focale de $13.5 \mu\text{m}$ et une intensité de $2 \times 10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$. L'énergie contenue dans le lobe central est d'environ 60%. Un exemple de sept tirs issus d'une série de dix est représenté sur la figure 5.10. En effet,

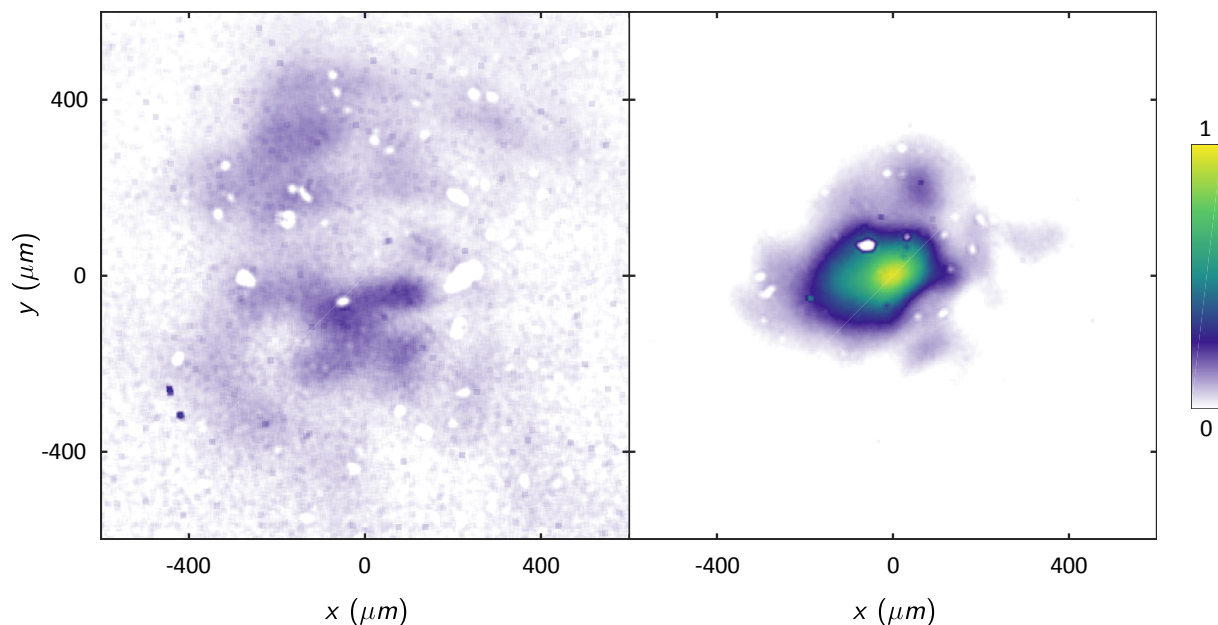


FIGURE 5.9 – Taches focales expérimentales normalisées en sortie de jet de gaz sans le canal plasma (à gauche) et avec le canal plasma (à droite).

l'efficacité de tirs atteignant une énergie supérieure à 600 MeV est d'environ 70 %, ceci est probablement dû à un guidage peu efficace sur certains tirs à cause d'une instabilité de pointages du faisceau P1 par rapport au faisceau P2. En effet, l'écart moyen de la stabilité de pointé RMS de P1 dans le plan focal a été mesuré à $4.4 \mu\text{m}$ et $3.1 \mu\text{m}$ dans les plans horizontal et vertical respectivement, ce qui est comparable aux dimensions transverses du guide.

Comme attendu avec l'injection par ionisation, les spectres sont quasi-continus avec une énergie maximale d'environ 1.1 GeV (figure 5.10). Les résultats obtenus sont cohérents avec le modèle de Lu [36], qui estime le gain d'énergie dans un cas idéal. Ce dernier prédit une énergie maximale de $1.3 \pm 0.3 \text{ GeV}$ pour une longueur d'accélération de $15 \pm 3 \text{ mm}$ et une densité électronique $n_e = (1.4 \pm 0.3) \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ dans le "creux" du canal.

Ces sept tirs ont été intégrés angulairement sur la figure 5.11, ils y sont représentés de différentes couleurs, ainsi que la moyenne de ces tirs avec la courbe rouge épaisse. On voit qu'en moyenne l'énergie de coupure est de l'ordre de 1.1 GeV, soit environ 3 fois l'énergie atteinte sans guidage.

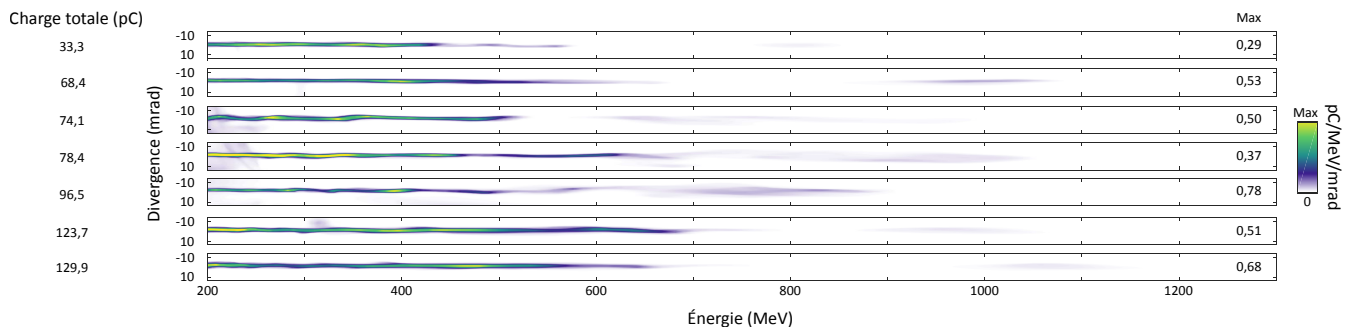


FIGURE 5.10 – Sept tirs résolus angulairement triés par charge totale au-dessus de 200 MeV croissante issus d'une série de dix tirs.

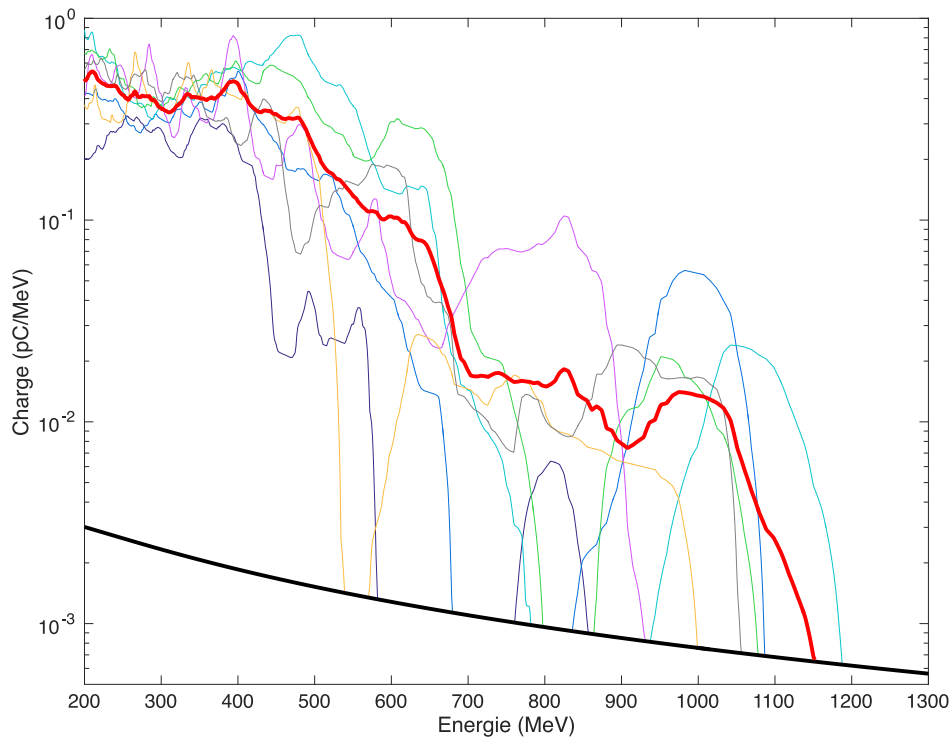


FIGURE 5.11 – Spectres intégrés des sept tirs de la figure 5.10 de différentes couleurs et moyenne de ces tirs en rouge gras. La ligne noire représente le seuil de détection du spectromètre.

Corrélation entre guidage efficace et électrons à hautes énergies

Dans la même configuration que la section précédente, la figure 5.12 représente une série de 10 tirs consécutifs avec respectivement des taches focales à la sortie du guide d'ondes et les spectres d'électrons obtenus à partir de ces tirs.

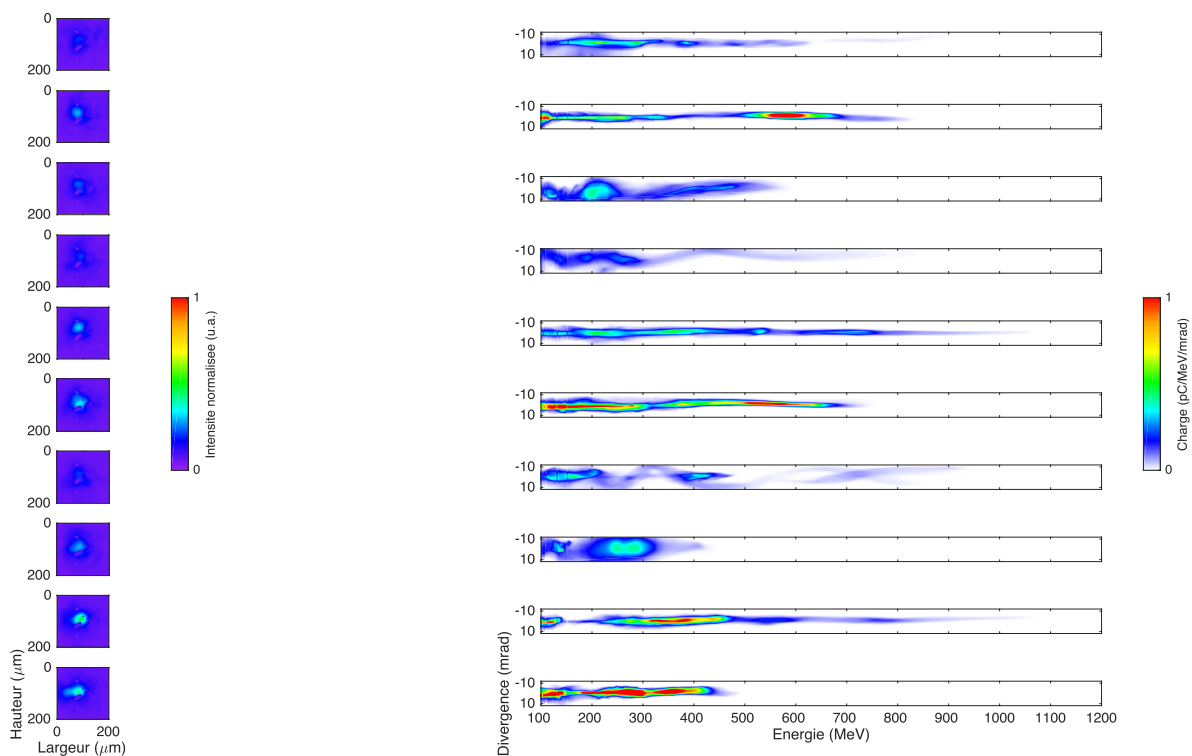


FIGURE 5.12 – Taches focales et spectres pour 10 tirs consécutifs.

Les taches focales et les spectres d'électrons sont respectivement normalisés. Comme les énergies habituelles des électrons atteintes avec un laser de classe 50, TW sont de l'ordre de 400, MeV, les hautes énergies sont définies comme les énergies supérieures à ce seuil. La corrélation entre un guidage de bonne qualité et une charge élevée aux hautes énergies est ici très claire (tirs 2, 5, 6, 9). À l'inverse, un guidage de moindre qualité (tirs 1, 3, 4, 7, 8), résultant probablement d'un mauvais couplage entre les deux faisceaux laser dû à des instabilités de pointage, se traduit également par une charge faible voire nulle à des énergies élevées. Ces deux observations soulignent fortement l'importance cruciale d'un guide d'onde plasma de bonne qualité pour atteindre des énergies plus élevées. Le tir 10, qui présente une bonne qualité de guidage mais une faible charge à des énergies élevées, pourrait être attribué à un effet de beamloading, en raison de la forte charge globale injectée.

La figure 5.13 représente la corrélation entre la charge totale du paquet d'électrons et les comptes à l'intérieur de la tache focale pour chaque tir représenté dans la figure 5.12. La surface de comptes est définie par la taille de la tache focale à l'entrée du guide d'onde. Cette figure met en évidence le lien entre un guide d'onde plasma de bonne qualité et l'injection d'électrons puisque la régression linéaire atteint un coefficient de corrélation

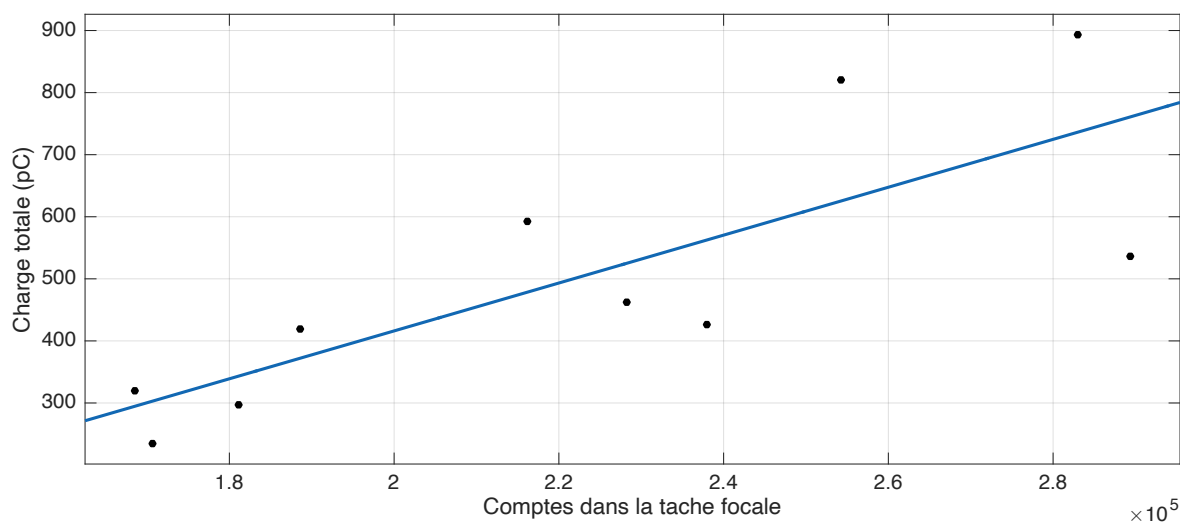


FIGURE 5.13 – Corrélation entre la charge totale du faisceau d'électrons et le nombre de comptes dans la tache focale.

de 0,79. Cela signifie que l'injection de charges élevées est directement liée à une bonne qualité de guidage. En résumé, ces deux figures confirment l'effet bénéfique d'un guide d'onde plasma de bonne qualité sur les électrons, tant en termes de charge que d'énergie, dans le sens où un guide d'onde plasma efficace est nécessaire à la fois pour l'injection et l'augmentation de l'énergie des électrons.

Cette première expérience démontre qu'un laser intense peut efficacement générer un champ de sillage, puis piéger et accélérer un faisceau d'électrons dans un guide d'onde plasma. En plus de pouvoir être adaptée à des applications sur un laser multi-petawatt et/ou à hautes cadences, l'un des principaux avantages de cette approche entièrement optique est que la densité du plasma peut être façonnée sans affecter l'efficacité du guidage, ce qui va être présenté dans les sections suivantes.

5.4.2 Guidage avec injection contrôlée

La seconde étape de cette expérience de guidage avec injection a été de localiser spatialement l'injection afin de contrôler la dispersion en énergie des faisceaux d'électrons. Pour ce faire, après avoir eu recours à l'injection par ionisation, l'injection par choc a été privilégiée (chapitre 3).

Caractérisation du jet de gaz avec choc

Pour créer la surdensité nécessaire à l'injection par choc, une galette de silicium, d'épaisseur égale à $100 \mu\text{m}$, a été placée au-dessus de la sortie du jet de gaz pour former

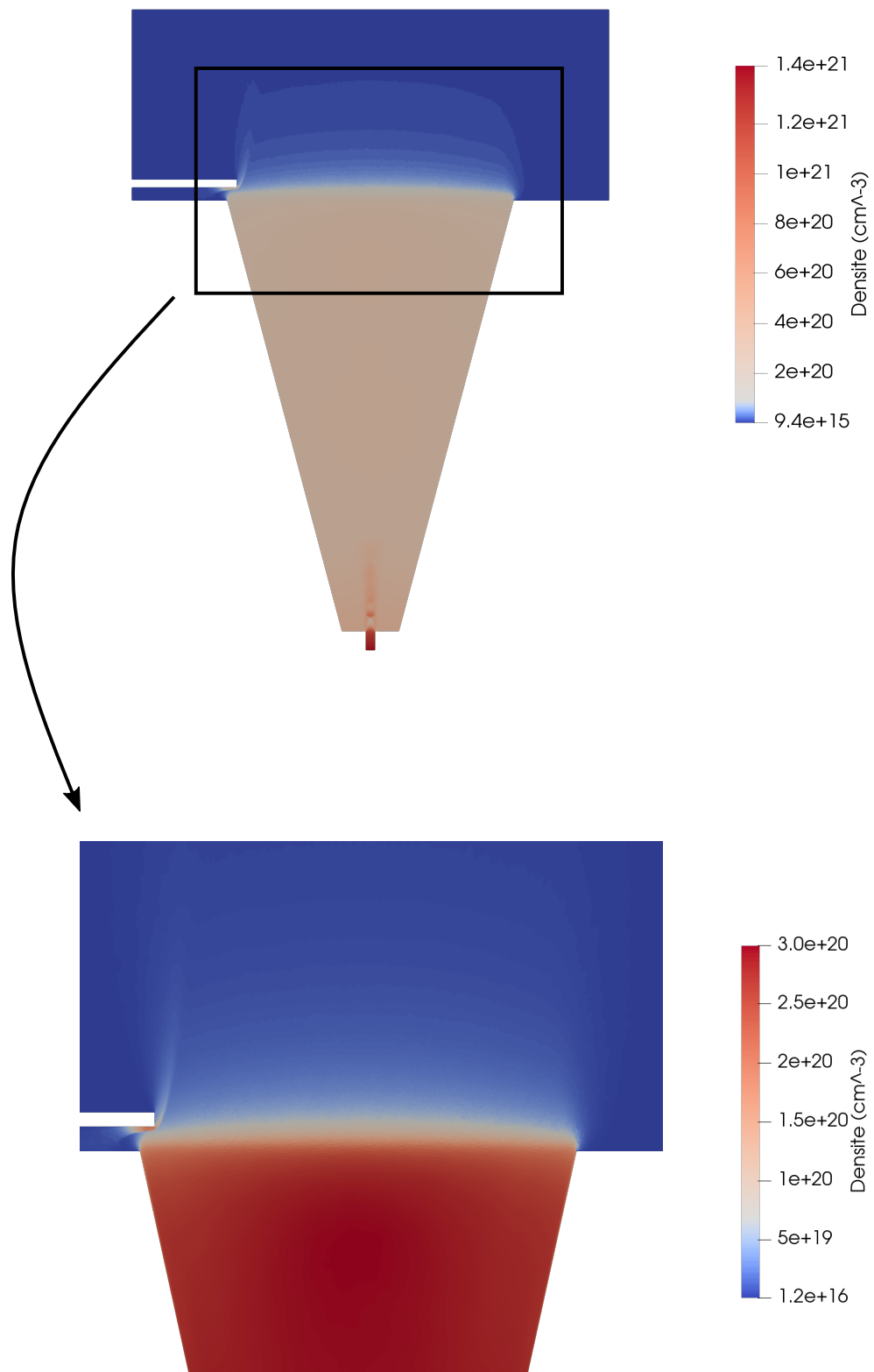


FIGURE 5.14 – Carte de la densité électronique du plasma créé par le montage de la buse avec la lame pour créer un choc où sera localisée l'injection. Ces données sont issues de simulations à l'aide du code commercial Fluent, qui calcule l'éjection du gaz par la buse. Pour obtenir la densité électronique, on suppose que le plasma est entièrement ionisé puisque le gaz utilisé est de l'hélium.

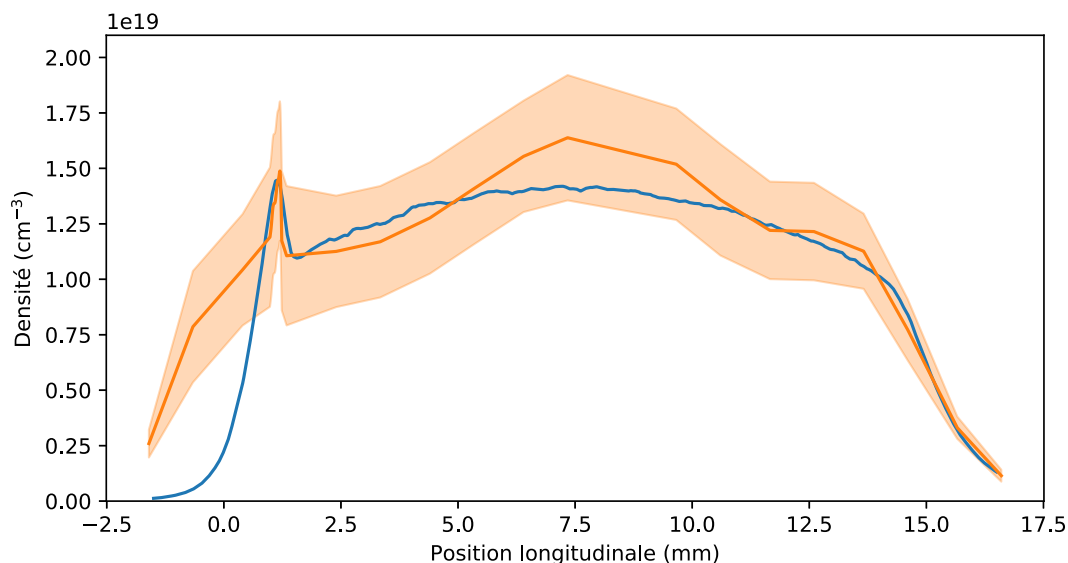


FIGURE 5.15 – Profil du plasma obtenu à partir du jet de gaz utilisé le long de l'axe optique pour un gaz d'H pur. La courbe bleue représente la densité issue de simulations Fluent et la courbe orange celle expérimentale mesurée avec le Phasics accompagnée de barres d'incertitude de mesure.

un choc hydrodynamique vertical où les électrons seront injectés dans la phase descendante [9]. La lame a été placée $700 \mu\text{m}$ au-dessus de la sortie du jet et $500 \mu\text{m}$ à l'intérieur. Le jet de gaz obtenu a ainsi été caractérisé grâce à l'analyseur de phase Phasics, puis comparé à des simulations issues du logiciel commercial Fluent dans les conditions expérimentales optimales avec une pression $P = 40$ bars d'un gaz d'He pur (Figure 5.14). Ces données sont présentées à la figure 5.15. Le gradient descendant a une longueur caractéristique de $100 \pm 20 \mu\text{m}$, ce qui permet de localiser l'injection en une région précise et réduire drastiquement la dispersion en énergie des faisceaux d'électrons.

Premiers tirs guidés avec injection contrôlée

Les conditions expérimentales pour les deux faisceaux laser sont les mêmes pour cette expérience que celles présentées en section 5.4.1. Dix tirs obtenus avec un guidage plasma et une injection contrôlée sont présentés sur la figure 5.16, ils sont triés par charge contenue dans le pic croissante. Celle-ci est considérée comme la charge contenue dans la région où la condition suivante est satisfaite : $d^2 N / (dE d\theta) > 0.1 [d^2 N / (dE d\theta)]_{max}$.

Ces dix tirs sont issus d'une série de quatorze tirs, dont ont été retirés les tirs de faible qualité avec des charges injectées négligeables. Ils sont très certainement dûs à un mauvais couplage entre les deux faisceaux laser, le guidage est alors peu efficace et une trop

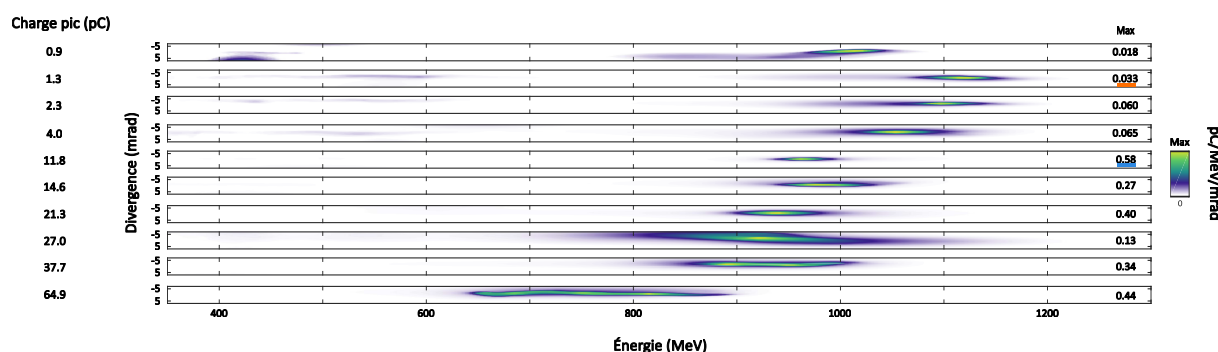


FIGURE 5.16 – Dix tirs résolus angulairement triés par charge contenue dans le pic croissante issus d'une série de quatorze tirs. Les tirs marqués par des traits orange et bleu sont représentés intégrés sur la figure 5.17.

faible énergie laser guidée empêche de générer une onde plasma capable d'injecter des électrons. On retrouve ainsi une efficacité de tirs réussis environ égale à 70%, comme dans la section 5.4.1.

Deux tirs ont été intégrés et sont présentés sur la figure 5.17 afin de mieux visualiser la dispersion en énergie des faisceaux d'électrons obtenus. La charge très faible pour des énergies inférieures à 900 MeV permet de justifier l'appellation "faisceaux d'électrons quasi-monoénergétiques". C'est la première fois que de tels faisceaux sont obtenus à de telles énergies (supérieures à 1 GeV) dans le domaine de l'accélération laser-plasma. Pour ces deux tirs, la dispersion énergétique atteint 4.5 % pour la courbe orange et 3.6 % pour la bleue. Cependant, l'estimation de la dispersion des faisceaux d'électrons est perturbée par la divergence de ces faisceaux. Le champ magnétique de l'aimant est supposé homogène et uniforme verticalement, on peut alors faire l'hypothèse que la divergence du faisceau d'électron est égale à la divergence verticale mesurée sur la figure 5.16 et une déconvolution permet de retrouver la dispersion en énergie. Pour les deux mêmes tirs, on obtient alors une dispersion de 3.7 % pour la courbe orange et 2 % pour la bleue.

On observe, sur la figure 5.16, une corrélation claire entre la charge contenue dans le pic et l'énergie atteinte. Cette corrélation est illustrée plus directement sur la figure 5.18. La charge contenue dans le pic est calculée de la même manière que présentée sur la figure 5.16 et l'énergie du pic est définie comme l'énergie maximale atteinte par le pic de charge sur un spectre intégré comme en figure 5.17. On peut établir une relation linéaire entre ces deux notions, comme dans [42], telle que

$$E_{pic}[\text{MeV}] = -4.864 Q_{pic}[\text{pC}] + 1063 \quad (5.7)$$

avec E_{pic} et Q_{pic} respectivement l'énergie et la charge du pic. Cette diminution de l'énergie

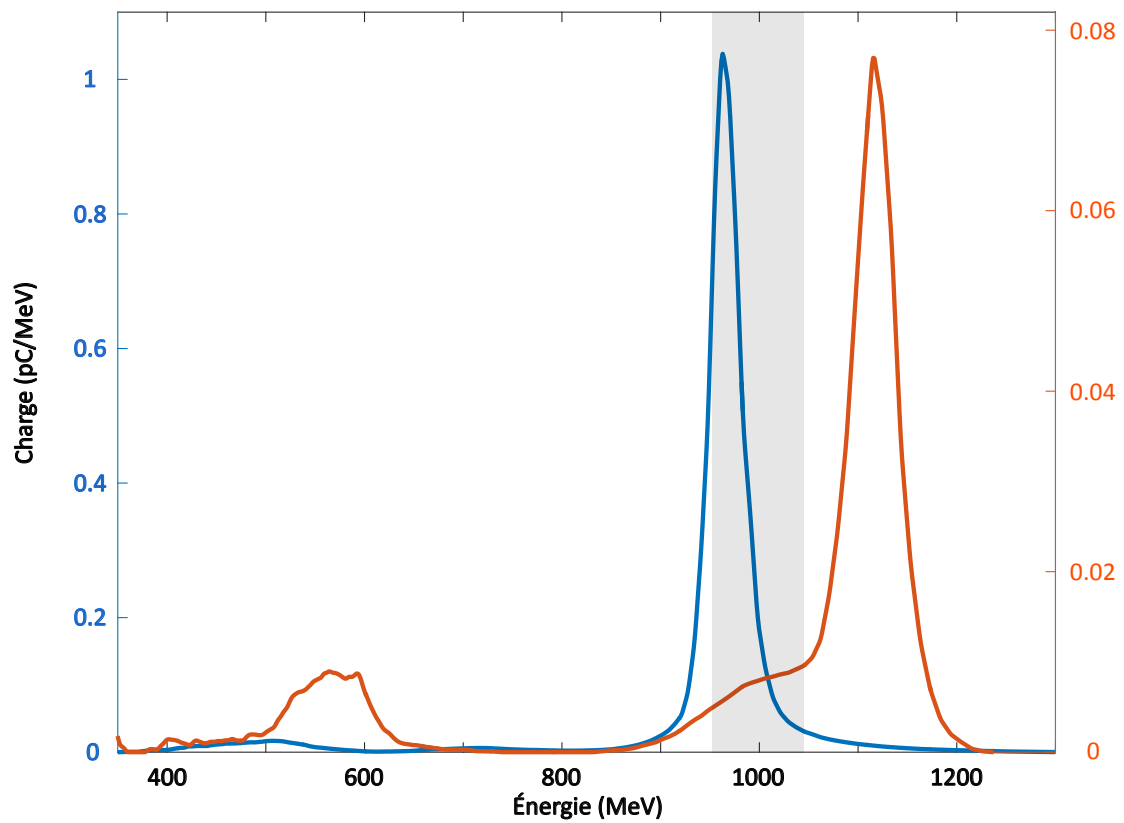


FIGURE 5.17 – Spectres intégrés de deux des dix tirs de la figure 5.16, ils sont indiqués en bleu et orange sur celle-ci. La zone grise correspond à l'incertitude de mesure de l'énergie à 1 GeV, estimée à 44 MeV.

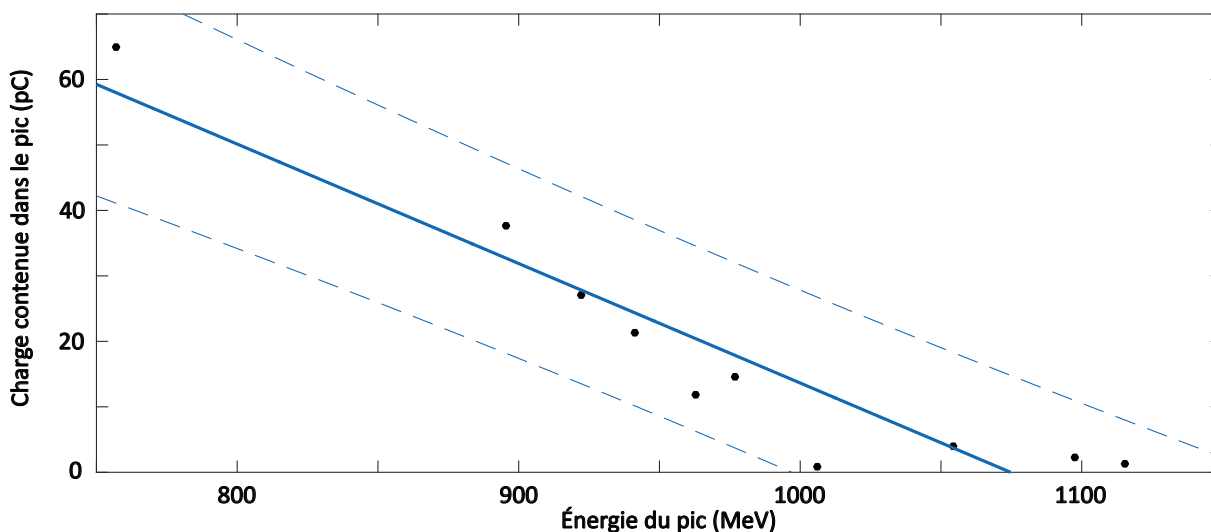


FIGURE 5.18 – Corrélation entre la charge contenue dans le pic et l'énergie atteinte qui met en lumière l'effet du beamloading avec un ajustement des courbes. La courbe pleine représente le modèle d'ajustement et les traits pointillés représentent le niveau de certitude de l'ajustement des courbes. Cet intervalle indique qu'une nouvelle observation a 90 % de chances d'être contenue dans les limites inférieure et supérieure de la prédiction.

atteinte par les électrons lorsque la charge contenue dans le pic augmente peut s'expliquer par le phénomène de beamloading (section 1.2.2). En effet, la charge injectée dans la cavité ionique est telle qu'elle va perturber le champ électrique qui y règne car elle modifie la distribution spatiale de charge [42, 43, 96]. Cette perturbation va avoir pour effet de diminuer l'amplitude du champ électrique longitudinal et donc de réduire l'efficacité de l'accélération.

Les conséquences de la perturbation du champ électrique accélérateur au sein de la bulle ne se limitent pas seulement à la diminution de l'énergie atteinte par les faisceaux d'électrons, elle peut également impacter la dispersion en énergie de ces faisceaux. En effet, le beamloading n'a pas pour simple effet de diminuer l'amplitude du champ électrique dans la cavité, il perturbe également le profil linéaire de celui-ci. Les électrons injectés vont donc être accélérés plus ou moins efficacement en fonction du champ électrique local dans lequel ils se trouvent, la dispersion en énergie des faisceaux d'électrons va ainsi augmenter et c'est bien ce qu'on observe sur la figure 5.19, qui représente l'évolution de la dispersion en énergie en fonction de la charge contenue dans le pic pour les dix tirs représentés en figure 5.16.

Il est important de noter que la stabilité relative du choc créé par le système de la buse avec la lame placée au-dessus peut contribuer à accentuer l'effet de l'augmentation de

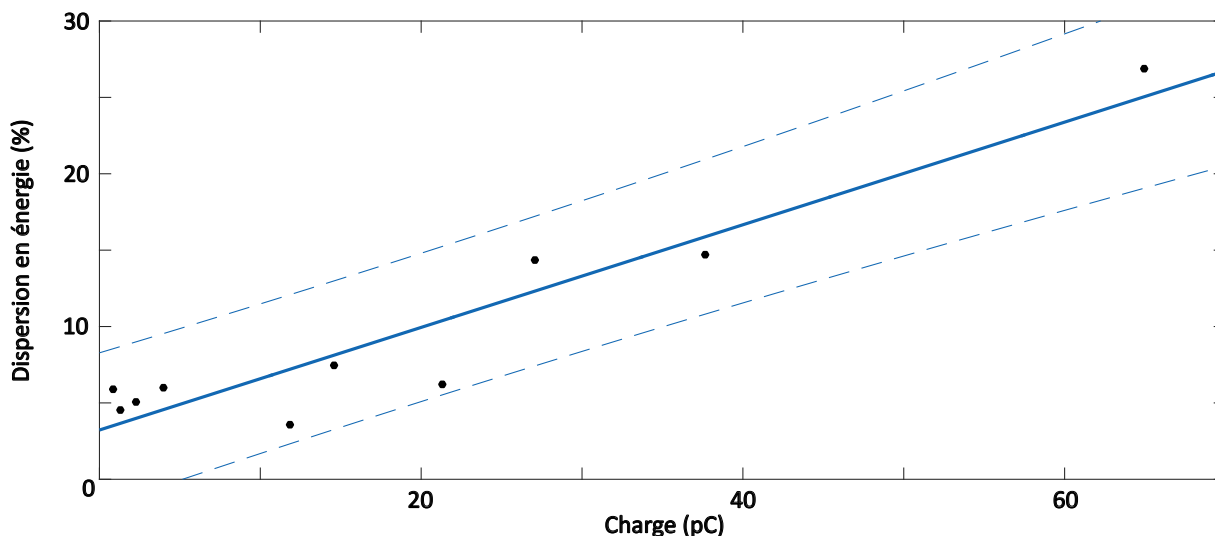


FIGURE 5.19 – Corrélation entre la dispersion en énergie et la charge contenue dans le pic avec un ajustement des courbes. La courbe pleine représente le modèle d'ajustement et les traits pointillés représentent le niveau de certitude de l'ajustement des courbes. Cet intervalle indique qu'une nouvelle observation a 90 % de chances d'être contenue dans les limites inférieure et supérieure de la prédiction.

la dispersion qui accompagne celle de la charge. En effet, la taille du choc généré ainsi peut varier tir à tir : si la longueur caractéristique du gradient descendant croît, la charge injectée va également augmenter. Cependant, la position et l'instant de l'injection sont moins précis et le faisceau d'électrons contenu dans la cavité est alors plus étendu, ce qui en résulte en une dispersion en énergie plus élevée. En effet, sur une série de vingt tirs, la position et la taille caractéristique du choc ont été analysées : la déviation Root Mean Square (RMS) de la position du choc est de $90 \mu\text{m}$ et celle de sa taille de $250 \mu\text{m}$.

En résumé, cette expérience de guidage avec injection contrôlée par une mise en forme du plasma a permis de présenter les premiers faisceaux quasi-monoénergétiques à 1 GeV dans le domaine de l'accélération laser-plasma. L'efficacité de conversion de l'énergie laser aux électrons accélérés est d'environ 1% et peut atteindre 6% pour les tirs les plus chargés. De plus, de par ses avantages non destructifs, le dispositif expérimental semble adaptable à des installations laser plus puissantes (laser multi-petawatt) ou à plus hautes cadences (kilohertz au lieu du hertz).

Conclusion

Résumé des résultats

Tout d'abord, j'ai présenté au chapitre 3 une étude sur la formation de chocs dans les jets de gaz supersoniques. Ce procédé a ensuite été utilisé par deux systèmes différents pour produire des profils de densité utiles à l'accélération laser-plasma. Bien que les résultats expérimentaux n'aient pas été aussi satisfaisants qu'attendus, le premier système a permis d'obtenir une dispersion en énergie proche de l'état de l'art, tandis que le deuxième semble prometteur.

Dans le chapitre 4, j'ai exposé une étude théorique complète de l'axiparabole appuyée de simulations numériques. Cette étude a montré que l'introduction de couplages spatio-temporels au faisceau laser permet de contrôler la vitesse de formation de la ligne focale. Une étude expérimentale a de nouveau confirmé la validité du modèle théorique.

Dans le chapitre 5, les résultats de guidage à l'aide de l'axiparabole ont été présentés, celui-ci atteignant une efficacité d'environ 50%. J'ai ensuite montré qu'il est possible d'accélérer des électrons dans ce guide d'onde et ainsi d'augmenter significativement l'énergie des électrons produits. Cette méthode de guidage a tout d'abord été couplée avec la technique d'injection par ionisation, puis contrôlée grâce à un système d'injection par choc à l'aide d'une lame. Cette expérience a permis de montrer, pour la première fois dans le domaine de l'accélération laser-plasma, la combinaison d'une faible dispersion en énergie et d'un certain contrôle de l'interaction avec de hautes énergies atteintes.

Perspectives

Ces résultats ouvrent plusieurs perspectives pour les applications basées sur les faisceaux d'électrons produits par l'accélération laser-plasma.

Transposition des résultats de guidage à une installation laser petawatt Les résultats présentés dans le chapitre 5 ont été réalisés sur l'installation laser de la Salle Jaune d'une puissance de 50 TW, ils témoignent de la réussite d'une expérience de principe qu'il reste à transposer sur de plus grandes installations, comme le laser Apollon situé sur le plateau de Saclay. La première campagne d'expériences a lieu courant novembre - décembre 2021. Cela pourrait, à terme, permettre d'ouvrir des perspectives vers des régimes encore inexplorés, notamment la diffusion Compton non linéaire ou l'électrodynamique quantique.

Accélération guidée avec rephasage Comme on l'a vu au chapitre 5, l'avantage du guidage avec une axiparabole est sa faculté à pouvoir façonner le profil de densité du plasma, contrairement à une décharge capillaire. C'est ce qui a notamment permis le contrôle de l'injection à l'aide d'un choc. Cet avantage va ainsi permettre de prolonger l'accélération sur de plus grandes distances. En effet, sur la longueur de guidage démontrée dans ce manuscrit, l'accélération n'est pas affectée par le déphasage. Cependant, pour de plus grandes distances, ce dernier va empêcher d'atteindre des énergies élevées, car les électrons atteignant l'avant de la cavité vont perdre de l'énergie. L'idée est alors de façonner un profil de densité avec un gradient montant tout le long du jet de gaz afin de limiter les effets du déphasage [97]. Cette technique se base sur les mêmes principes que l'injection par choc : la taille de la bulle dépend de la densité électronique environnante. À mesure que l'impulsion laser se propage dans le gradient montant, la cavité ionique se réduit empêchant ainsi les électrons d'atteindre la région où règnent les champs électriques décélérateurs (figure 1).

Accélération affranchie du déphasage En s'appuyant sur les résultats présentés au chapitre 4 sur l'impact des couplages spatio-temporels, une accélération laser-plasma sans déphasage semble possible en utilisant directement le faisceau de l'axiparabole pour accélérer les électrons [93]. En effet, en introduisant des couplages spatio-temporels qui vont produire une ligne focale se formant à c dans le plasma, on s'affranchit en principe de la limite de déphasage puisque que les électrons accélérés évoluent aussi à c . De plus, comme le faisceau de Bessel n'est pas affecté par la diffraction, on peut alors utiliser l'accélération laser-plasma quelle que soit la densité du plasma, et notamment à hautes densités où les champs accélérateurs de la cavité sont les plus intenses.

La figure 2 présente le principe de l'accélération sans déphasage. La partie haute du faisceau laser, représenté en vert en (a), n'est pas soumise à des couplages spatio-temporels, elle est focalisée grâce à une axiparabole et déclenche un processus d'accélération laser-

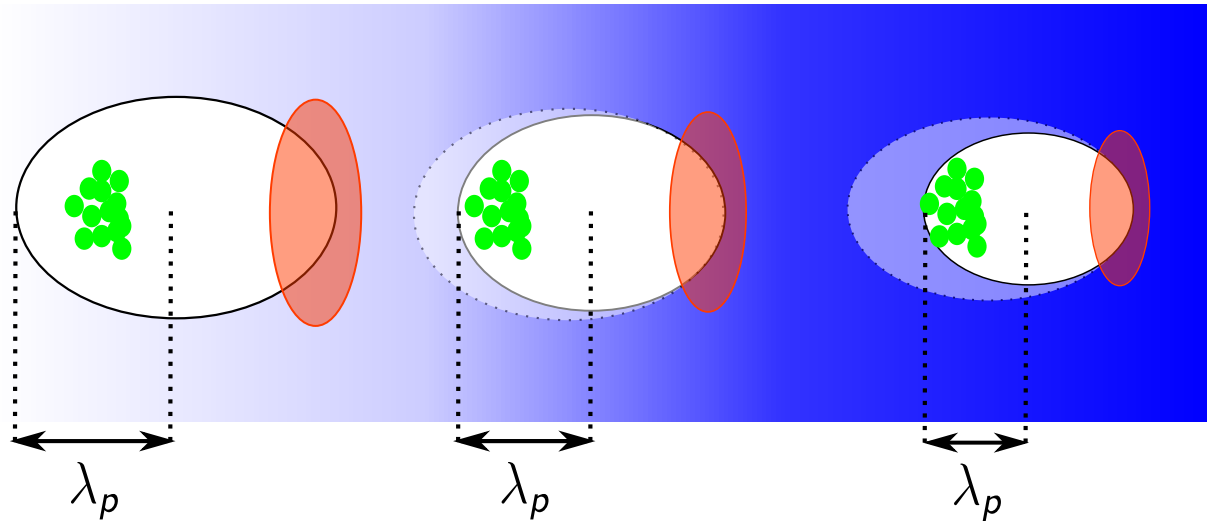


FIGURE 1 – Principe de l'accélération avec rephasage grâce à un gradient de densité montant.

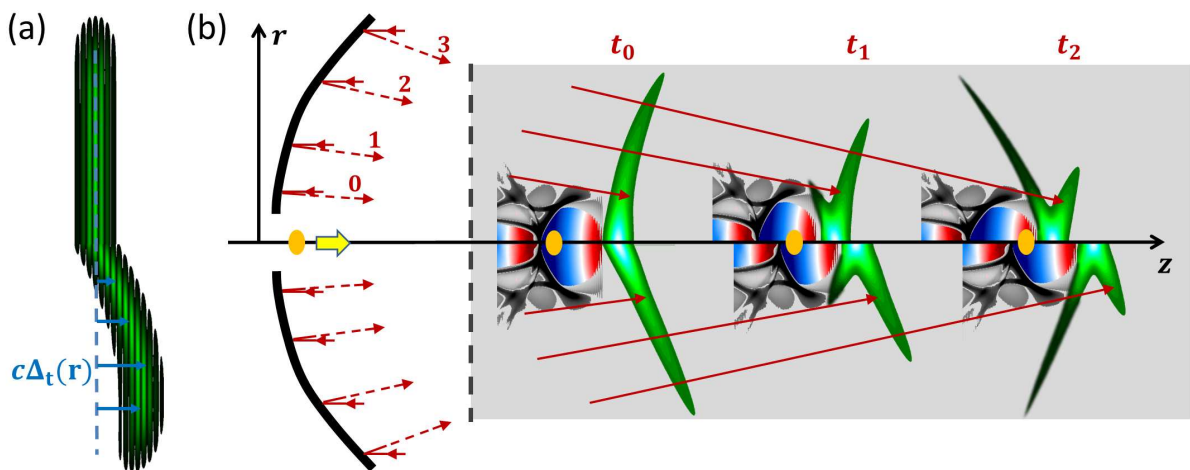


FIGURE 2 – Principe de l'accélération sans déphasage grâce à l'introduction de couplages spatio-temporels adéquats (figure issue de [93]).

plasma où la limite du déphasage est visible en (b) avec la progression des électrons vers l'avant de la cavité ionique où règnent des champs électriques décélérateurs. La partie basse du faisceau est, quant à elle, affectée par l'introduction de couplages spatio-temporels : la ligne focale produite par l'axiparabole se propage alors à la même vitesse que les électrons, ceux-ci restent donc à l'arrière de la cavité où ils peuvent bénéficier de l'effet accélérateur des champs électriques présents.

Diffusion Thomson avec l'axiparabole Dans la diffusion Thomson non linéaire, un électron relativiste réfléchit et réémet les photons d'une impulsion laser, convertissant la lumière optique en rayons X ou au-delà. Bien que cette conversion de fréquence extrême offre une source prometteuse pour sonder les matériaux à haute densité d'énergie, la diffusion Thomson non linéaire conventionnelle présente des inconvénients inhérents à sa mise à l'échelle avec l'intensité du laser. La collision entre un faisceau d'électrons et un faisceau contre-propagatif provenant d'une axiparabole, mais dont la vitesse de groupe serait égale à $-c$, pourrait offrir des perspectives pour de nouveaux régimes de diffusion Thomson. En réglant de manière appropriée la vitesse du pic d'intensité, une impulsion spatio-temporelle peut augmenter la puissance rayonnée de plusieurs ordres de grandeur. L'amélioration de l'échelle avec l'intensité du laser permet de fonctionner à des énergies d'électrons beaucoup plus faibles et peut éliminer le besoin d'un accélérateur d'électrons à haute énergie [98].

Annexe

Spectromètre d'électrons

Montage expérimental Le spectromètre d'électrons est constitué d'un dipôle magnétique qui disperse le faisceau d'électrons dans le plan perpendiculaire aux pôles vers un écran scintillant (Fig. 1a). Les électrons provenant de l'accélérateur laser-plasma se propagent sur 204 ± 2 mm dans le vide avant d'atteindre l'entrée de l'aimant. Une fente de collimation est placée devant le dipôle, à 200 ± 2 mm de la cible. Cette ouverture est constituée de deux plaques d'acier inoxydable de 1 mm d'épaisseur, séparées par une distance de $500 \mu\text{m}$. L'ouverture de la fente est perpendiculaire au plan de dispersion de l'aimant, afin de ne pas affecter la divergence verticale du faisceau d'électrons. La fente permet de réduire l'angle d'ouverture latéral jusqu'à 2.5 mrad. La lumière émise par l'écran scintillant est ensuite collectée par une caméra CCD IDus Andor de 16 bits avec un filtre interférentiel Alluxa de 546 nm (10 nm FWHM) devant l'objectif.

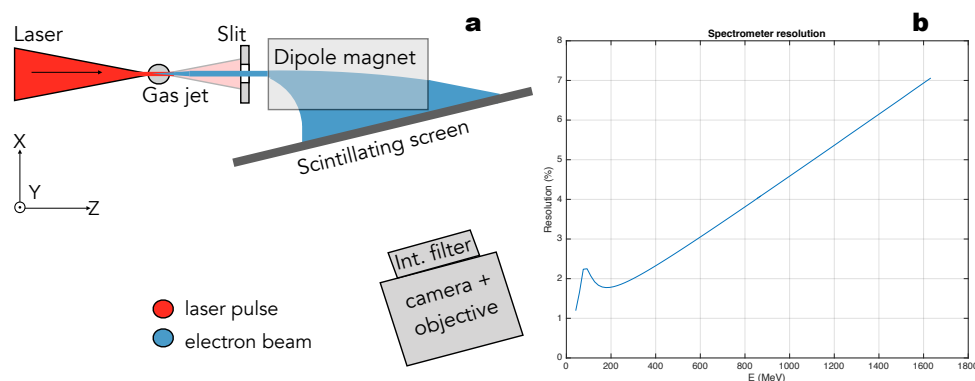


FIGURE 1 – (a) Schéma du spectromètre d'électrons. L'impulsion laser est focalisée sur une cible gazeuse qui est placée 204 mm avant l'entrée du dipôle. Devant le dipôle, une fente verticale est insérée pour limiter l'angle d'ouverture du faisceau d'électrons à 2.5 mrad. Les électrons de la cible se propagent à travers le champ magnétique vers l'écran scintillant, qui est imagé par une caméra CCD. (b) Résolution du spectromètre d'électrons en fonction de l'énergie du faisceau pour une divergence de 2.5 mrad.

Champ magnétique Dans cette expérience, nous avons utilisé un dipôle en forme de U de 40 cm de long, 8 cm de large avec un espace de 2 cm entre les pôles, fournissant un champ magnétique transversal B_y de 0.85T. La distribution 2D de B_y a été mesurée à l'aide d'une sonde de Hall (Fig. 2a) avec une résolution spatiale de 1 mm.

Proche des bords de l'aimant, le champ est inhomogène et il acquiert des composantes B_z et B_x (voir Fig. 2b). D'après les mesures de la sonde de Hall présentées sur la Fig. 2c, le champ longitudinal B_z semble négligeable sauf dans une région de 6 cm aux bords d'entrée/sortie. Près des bords du dipôle, ce champ atteint une valeur maximale de 24 mT sur l'axe. La composante B_x n'est également perceptible qu'au bord du dipôle où elle augmente avec la distance à l'axe. Pour un angle transversal de 1.25 mrad, elle atteint une valeur maximale de 75 mT.

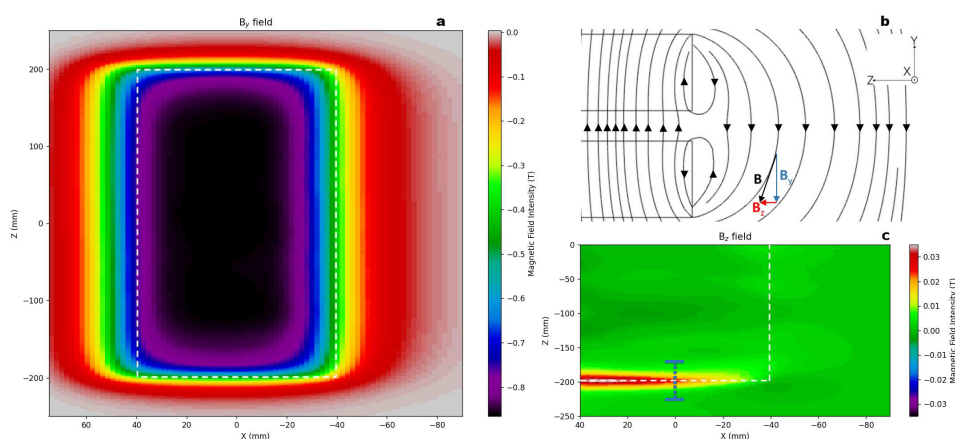


FIGURE 2 – Mesures du champ magnétique. (a) Composante transversale B_y correspondant à la dispersion des électrons vers l'écran scintillant. Le profil en pointillés blancs correspond à la position du dipôle. (b) Schéma montrant la vue latérale de l'entrée du dipôle, les composantes B_y et B_z du champ magnétique. (c) Composante longitudinale B_z . La ligne pointillée bleue indique la région de 6 cm d'intensité maximale.

Écran de détection Les particules sont détectées à l'aide d'un scintillateur Lanex regular Carestream, orienté à $58.4^\circ \pm 1^\circ$ par rapport à l'axe du laser. Ce scintillateur est constitué de trois couches : une couche de support en plastique, une couche sensible à l'oxysulfure de gadolinium (Gd_2O_2S , également appelé gadox) et une couche mince protectrice en plastique, pour une épaisseur totale de $380 \mu\text{m}$. Le gadox émet une lumière dont le spectre s'étend de 382 à 622 nm, avec un pic à 545 nm. La résolution d'imagerie de la surface Lanex dans le plan de dispersion de 0.313 mm/pixel donne une résolution en énergie de 0.8 % à 1 GeV. La résolution transversale de 0.2667 mm/pixel définit la résolution des mesures de divergence de 0.4 mrad.

Étalonnage Pour l'étalonnage de la charge, nous avons utilisé deux capsules de tritium radioactif de $5 \times 2 \text{ mm}^2$ avec une couche de phosphore luminescent et une activité initiale de 0.76 GBq. Ces sources ont été calibrées avec l'efficacité d'émission de l'écran scintillant Carestream Regular à l'accélérateur ELBE conventionnel, où l'efficacité de fluorescence absolue s'est avérée être $(3.1 \pm 0,6) \times 10^9 \text{ ph/sr/pC}$. Les capsules ont été fixées à proximité de la zone de l'écran Lanex où la luminescence dues à l'impact des électrons a été observée. Cela a permis de tenir compte de différents aspects des conditions d'imagerie qui ne sont pas sensibles du point de vue spectral, comme par exemple, l'ouverture numérique de la caméra, l'atténuation du signal par les filtres de densité neutre et l'efficacité quantique de la caméra. Le filtre d'interférence devant la caméra a été calibré dans une expérience séparée en mesurant une atténuation pour une grande série de spectres d'électrons stables.

Interprétation des mesures Les trajectoires des électrons dans le champ magnétique définissent la position à laquelle les électrons frappent le plan du détecteur. L'énergie est estimée à partir de la position de détection sur l'écran, et la charge est déduite de l'intensité de la lumière émise. Pour l'interprétation de la mesure du spectre, les trajectoires des électrons depuis la source jusqu'à l'écran scintillant ont été calculées numériquement en utilisant un code de suivi de particules en 2D et le champ magnétique mesuré.

Erreur sur les mesures Les électrons sont injectés dans l'accélérateur laser-plasma avec une précision de pointage de l'ordre du microradian, et l'écart de position de la source est négligeable par rapport à la distance parcourue jusqu'au spectromètre, égale à 204 mm. Avant le dipôle magnétique, la fente sélectionne les angles latéraux avec une ouverture de 2.5 mrad. La fente a deux fonctions : elle limite le pointage du faisceau d'électrons, source de l'erreur statistique, et réduit l'incertitude sur l'axe de propagation du faisceau, principale source de l'erreur systématique. Cette dernière correspond à un moment transversal du faisceau, et se traduit par une erreur sur l'énergie mesurée, dont l'ampleur dépend de l'énergie du faisceau. La figure 1b illustre comment l'erreur relative varie avec l'énergie du faisceau pour un angle d'acceptation de 2.5 mrad.

Les inhomogénéités du champ magnétique de bord peuvent également provoquer des déviations des trajectoires des électrons, par exemple en produisant une focalisation dépendante de l'énergie dans la direction verticale pour les particules hors axe. L'erreur résultante sur la mesure de la divergence est donnée par $\delta\theta \simeq ecB_{int}/E$, où $\delta\theta$ est l'angle de déviation dû à B_x , e et c sont les constantes de charge et de vitesse de la lumière des électrons, B_{int} est le champ magnétique intégré et E l'énergie des électrons. D'après les mesures de la sonde de Hall, $B_{int} \approx 7.5 \times 10^{-4} T \cdot m$ de sorte que l'angle de déviation ne

dépasse pas 0.5 mrad pour des faisceaux de 1 GeV.

À la sortie de l'aimant, la composante longitudinale du champ magnétique peut introduire un décalage angulaire dans la trajectoire des électrons. En utilisant la mesure de la sonde de Hall présentée à la Fig. 2c, et en utilisant la même formule que celle utilisée pour estimer l'effet de défocalisation, cette déviation pour un faisceau de 1 GeV traversant la région de 6 cm mise en évidence sur la carte magnétique s'élève à un angle de 0.17 mrad. Ce décalage angulaire correspond à un décalage de 10 μm de la position sur le détecteur, ce qui est inférieur à la résolution d'imagerie de 0.8%. Cet effet de déviation à la sortie de l'aimant est donc négligeable pour un faisceau d'électrons de 1 GeV.

L'incertitude sur l'angle de Lanex et sur la distance entre le jet de gaz et l'aimant conduit à une erreur de 0.063% et 0.046% respectivement pour des électrons de 1 GeV. En prenant en compte toutes les incertitudes mentionnées ci-dessus, nous obtenons une erreur totale de 4.47%.

L'étalonnage de la charge est assuré par les capsules de tritium positionnées sur l'écran du détecteur. En supposant une erreur de 20 % sur le comptage du nombre de photons provenant de la capsule en raison d'une dégradation potentielle du matériau luminescent, en plus de l'erreur de 19 % sur l'étalonnage de la source effectué à l'ELBE, l'erreur totale sur la mesure de la charge est estimée à 28 %.

Bibliographie

- [1] T. Tajima and J. M. Dawson. Laser electron accelerator. *Physical Review Letters*, 43(4) :267, 1979. 1
- [2] J. Faure, Y. Glinec, A. Pukhov, S. Kiselev, S. Gordienko, E. Lefebvre, J.-P. Rousseau, F. Burgy, and V. Malka. A laser–plasma accelerator producing monoenergetic electron beams. *Nature*, 431(7008) :541–544, 2004. 2, 31
- [3] S. P. D. Mangles, C. D. Murphy, Z. Najmudin, A. G. R. Thomas, J. L. Collier, A. E. Dangor, E. J. Divall, P. S. Foster, J. G. Gallacher, C. J. Hooker, D. A. Jaroszynski, A. J. Langley, W. B. Mori, P. A. Norreys, F. S. Tsung, R. Viskup, B. R. Walton, and K. Krushelnick. Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser–plasma interactions. *Nature*, 431(7008) :535–538, 2004. 2, 31
- [4] C. G. R. Geddes, C. S. Toth, J. Van Tilborg, E. Esarey, C. B. Schroeder, D. Bruhwiler, C. Nieter, J. Cary, and W. P. Leemans. High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding. *Nature*, 431(7008) :538–541, 2004. 2, 31
- [5] W. P. Leemans, B. Nagler, A. J. Gonsalves, C. S. Tóth, K. Nakamura, C. G. R. Geddes, E. Esarey, C. B. Schroeder, and S. M. Hooker. GeV electron beams from a centimetre-scale accelerator. *Nature Physics*, 2(10) :696–699, 2006. 2, 40, 80
- [6] A. J. Gonsalves, K. Nakamura, C. Benedetti, C. V. Pieronek, S. Steinke, J. H. Bin, S. S. Bulanov, J. Van Tilborg, C. G. R. Geddes, C. B. Schroeder, J. Daniels, C. S. Tóth, R. G. W. Obst-Huebl, L. and Van Den Berg, G. Bagdasarov, N. Bobrova, V. Gasilov, G. Korn, P. Sasorov, W. P. Leemans, and E. Esarey. Laser-heated capillary discharge plasma waveguides for electron acceleration to 8 gev. *Physics of Plasmas*, 27(5) :053102, 2020. 2, 42
- [7] C. G. R. Geddes, K. Nakamura, G. R. Plateau, C. S. Toth, E. Cormier-Michel, E. Esarey, C. B. Schroeder, J. R. Cary, and W. P. Leemans. Plasma-density-gradient injection of low absolute-momentum-spread electron bunches. *Physical Review Letters*, 100(21) :215004, 2008. 2

-
- [8] J. Faure, C. Rechatin, O. Lundh, L. Ammoura, and V. Malka. Injection and acceleration of quasimonoenergetic relativistic electron beams using density gradients at the edges of a plasma channel. *Physics of Plasmas*, 17(8) :083107, 2010. 2
- [9] K. Schmid, A. Buck, C. M. S. Sears, J. M. Mikhailova, R. Tautz, D. Herrmann, M. Geissler, F. Krausz, and L. Veisz. Density-transition based electron injector for laser driven wakefield accelerators. *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams*, 13(9) :091301, 2010. 2, 56, 124
- [10] A. Buck, J. Wenz, J. Xu, K. Khrennikov, K. Schmid, M. Heigoldt, J. M. Mikhailova, M. Geissler, B. Shen, F. Krausz, S. Karsch, and L. Veisz. Shock-front injector for high-quality laser-plasma acceleration. *Physical Review Letters*, 110(18) :185006, 2013. 2, 56
- [11] D. Umstadter, J. K. Kim, and E. Dodd. Laser injection of ultrashort electron pulses into wakefield plasma waves. *Physical Review Letters*, 76(12) :2073, 1996. 2
- [12] E. Esarey, R. F. Hubbard, W. P. Leemans, A. Ting, and P. Sprangle. Electron injection into plasma wakefields by colliding laser pulses. *Physical Review Letters*, 79(14) :2682, 1997. 2, 33
- [13] J. Faure, C. Rechatin, A. Norlin, A. Lifschitz, Y. Glinec, and V. Malka. Controlled injection and acceleration of electrons in plasma wakefields by colliding laser pulses. *Nature*, 444(7120) :737–739, 2006. 2, 33
- [14] X. Davoine, E. Lefebvre, C. Rechatin, J. Faure, and V. Malka. Cold optical injection producing monoenergetic, multi-gev electron bunches. *Physical Review Letters*, 102(6) :065001, 2009. 2
- [15] R. Lehe, A. F. Lifschitz, X. Davoine, C. Thaury, and V. Malka. Optical transverse injection in laser-plasma acceleration. *Physical Review Letters*, 111(8) :085005, 2013. 2
- [16] A. Pak, K. A. Marsh, S. F. Martins, W. Lu, W. B. Mori, and C. Joshi. Injection and trapping of tunnel-ionized electrons into laser-produced wakes. *Physical Review Letters*, 104(2) :025003, 2010. 2, 37
- [17] C. McGuffey, A. G. R. Thomas, W. Schumaker, T. Matsuoka, V. Chvykov, F. J. Dollar, G. Kalintchenko, V. Yanovsky, A. Maksimchuk, K. Krushelnick, V. Y. Bychenkov, I. V. Glazyrin, and A. V. Karpeev. Ionization induced trapping in a laser wakefield accelerator. *Physical Review Letters*, 104(2) :025004, 2010. 2, 37
- [18] B. B. Pollock, C. E. Clayton, J. E. Ralph, F. Albert, A. Davidson, L. Divol, C. Filip, S. H. Glenzer, K. Herpoldt, W. Lu, K. A. Marsh, J. Meinecke, W. B. Mori, A. Pak,

- T. C. Rensink, J. S. Ross, J. Shaw, G. R. Tynan, C. Joshi, and D. H. Froula. Demonstration of a narrow energy spread, 0.5 gev electron beam from a two-stage laser wakefield accelerator. *Physical Review Letters*, 107(4) :045001, 2011. 2, 37
- [19] M. Göppert-Mayer. Über elementarakte mit zwei quantensprüngen. *Annalen der Physik*, 401(3) :273–294, 1931. Publisher : Wiley Online Library. 10
- [20] W. Kaiser and C. G. B. Garrett. Two-photon excitation in Ca F 2 : Eu 2+. *Physical Review Letters*, 7(6) :229, 1961. Publisher : APS. 10
- [21] L. D. Landau and E. M. Lifshitz. Quantum mechanics, vol. 3. *Course of Theoretical Physics*, 3, 1965. 10
- [22] L. V. Keldysh. Ionization in the field of a strong electromagnetic wave. *JETP*, 20(5) :1307–1314, 1965. 10
- [23] P. Gibbon. *Short Pulse Laser Interactions With Matter : An Introduction*. World Scientific, September 2005. Google-Books-ID : bM42DwAAQBAJ. 11
- [24] P. Mora and T. M. Antonsen Jr. Kinetic modeling of intense, short laser pulses propagating in tenuous plasmas. *Physics of Plasmas*, 4(1) :217–229, January 1997. Publisher : American Institute of Physics. 15
- [25] E. Esarey, P. Sprangle, J. Krall, and A. Ting. Overview of plasma-based accelerator concepts. *IEEE Transactions on plasma science*, 24(2) :252–288, 1996. 16
- [26] E. Esarey, C. B. Schroeder, and W. P. Leemans. Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators. *Reviews of Modern Physics*, 81(3) :1229, 2009. 16, 34
- [27] J. Faure, Y. Glinec, J. J. Santos, F. Ewald, J.-P. Rousseau, S. Kiselev, A. Pukhov, T. Hosokai, and V. Malka. Observation of laser-pulse shortening in nonlinear plasma waves. *Physical Review Letters*, 95(20) :205003, 2005. 16
- [28] C. Ren, B. J. Duda, R. G. Hemker, W. B. Mori, T. Katsouleas, T. M. Antonsen Jr, and P. Mora. Compressing and focusing a short laser pulse by a thin plasma lens. *Physical Review E*, 63(2) :026411, 2001. 16
- [29] L. M. Gorbunov and V. I. Kirsanov. Excitation of plasma waves by an electromagnetic wave packet. *JETP*, 66(2) :290–294, 1987. 19
- [30] J. M. Dawson. Nonlinear electron oscillations in a cold plasma. *Physical Review*, 113(2) :383, 1959. 19
- [31] R. Lehe. *Fourier-Bessel Particle-In-Cell code (FBPIC)*. <https://github.com/fbpic/fbpic>. 20, 23, 25
- [32] J. Osterhoff. *Stable, ultra-relativistic electron beams by laser-wakefield acceleration*. PhD thesis, lmu, 2009. 22

- [33] C. B. Schroeder, E. Esarey, and B. A. Shadwick. Warm wave breaking of nonlinear plasma waves with arbitrary phase velocities. *Physical Review E*, 72(5) :055401, 2005. 22
- [34] J. M. Dawson. Particle simulation of plasmas. *Reviews of Modern Physics*, 55(2) :403, 1983. 22
- [35] C. K. Birdsall and A. B. Langdon. *Plasma Physics via Computer Simulation*. CRC press, 2018. 22
- [36] W. Lu, M. Tzoufras, C. Joshi, F. S. Tsung, W. B. Mori, J. Vieira, R. A. Fonseca, and L. O. Silva. Generating multi-gev electron bunches using single stage laser wakefield acceleration in a 3d nonlinear regime. *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams*, 10(6) :061301, 2007. 24, 41, 119
- [37] A. Pukhov and J. Meyer-ter Vehn. Laser wake field acceleration : the highly nonlinear broken-wave regime. *Applied Physics B*, 74(4) :355–361, 2002. 24
- [38] W. Lu, C. Huang, M. Zhou, W. B. Mori, and T. Katsouleas. Nonlinear theory for relativistic plasma wakefields in the blowout regime. *Physical Review Letters*, 96(16) :165002, 2006. 24
- [39] B.-S. Xie, H.-C. Wu, H. Wang, N.-Y. Wang, and M.Y. Yu. Analysis of the electromagnetic fields and electron acceleration in the bubble regime of the laser-plasma interaction. *Physics of Plasmas*, 14(7) :073103, 2007. 24
- [40] A. Pukhov, S. Gordienko, S. Kiselev, and I. Kostyukov. The bubble regime of laser-plasma acceleration : monoenergetic electrons and the scalability. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 46(12B) :B179, 2004. 24
- [41] S. Corde, K. Ta Phuoc, G. Lambert, R. Fitour, V. Malka, A. Rousse, A. Beck, and E. Lefebvre. Femtosecond x rays from laser-plasma accelerators. *Reviews of Modern Physics*, 85(1) :1, 2013. 24, 27
- [42] J. Götzfried, A. Döpp, M. F. Gilljohann, F. M. Foerster, H. Ding, S. Schindler, G. Schilling, A. Buck, L. Veisz, and S. Karsch. Physics of high-charge electron beams in laser-plasma wakefields. *Physical Review X*, 10(4) :041015, 2020. 25, 125, 127
- [43] M. Tzoufras, W. Lu, F. S. Tsung, C. Huang, W. B. Mori, T. Katsouleas, J. Vieira, R. A. Fonseca, and L. O. Silva. Beam loading in the nonlinear regime of plasma-based acceleration. *Physical Review Letters*, 101(14) :145002, 2008. 26, 127
- [44] E. Esarey, B. A. Shadwick, P. Catravas, and W. P. Leemans. Synchrotron radiation from electron beams in plasma-focusing channels. *Physical Review E*, 65(5) :056505, 2002. 27

-
- [45] P. Mora and F. Amiranoff. Electron acceleration in a relativistic electron plasma wave. *Journal of Applied Physics*, 66(8) :3476–3481, 1989. 28
- [46] E. Esarey and M. Pilloff. Trapping and acceleration in nonlinear plasma waves. *Physics of Plasmas*, 2(5) :1432–1436, 1995. 28
- [47] T. Esirkepov, M. Yamagiwa, and T. Tajima. Laser ion-acceleration scaling laws seen in multiparametric particle-in-cell simulations. *Physical Review Letters*, 96(10) :105001, 2006. 28
- [48] C. B. Schroeder, E. Esarey, B. A. Shadwick, and W. P. Leemans. Trapping, dark current, and wave breaking in nonlinear plasma waves. *Physics of Plasmas*, 13(3) :033103, 2006. 30
- [49] T. Katsouleas and W. B. Mori. Wave-breaking amplitude of relativistic oscillations in a thermal plasma. *Physical Review Letters*, 61(1) :90, 1988. 31
- [50] S. V. Bulanov, F. Pegoraro, A. M. Pukhov, and A. S. Sakharov. Transverse-wake wave breaking. *Physical Review Letters*, 78(22) :4205, 1997. 31
- [51] A. Modena, Z. Najmudin, A. E. Dangor, C. E. Clayton, K. A. Marsh, C. Joshi, V. Malka, C. B. Darrow, C. Danson, D. Neely, and F. N. Walsh. Electron acceleration from the breaking of relativistic plasma waves. *Nature*, 377(6550) :606–608, 1995. 31
- [52] D. Gordon, K. C. Tzeng, C. E. Clayton, A. E. Dangor, V. Malka, K. A. Marsh, A. Modena, W. B. Mori, P. Muggli, Z. Najmudin, D. Neely, C. Danson, and C. Joshi. Observation of electron energies beyond the linear dephasing limit from a laser-excited relativistic plasma wave. *Physical Review Letters*, 80(10) :2133, 1998. 31
- [53] P. Sprangle, E. Esarey, J. Krall, and G. Joyce. Propagation and guiding of intense laser pulses in plasmas. *Physical Review Letters*, 69(15) :2200, 1992. 31
- [54] T. M. Antonsen Jr and P. Mora. Self-focusing and raman scattering of laser pulses in tenuous plasmas. *Physical Review Letters*, 69(15) :2204, 1992. 31
- [55] V. Malka, S. Fritzler, E. Lefebvre, M.-M. Aleonard, F. Burgy, J.-P. Chambaret, J.-F. Chemin, K. Krushelnick, G. Malka, S. P. D. Mangles, Z. Najmudin, M. Pittman, J.-P. Rousseau, J.-N. Scheurer, B. Walton, and A. E. Dangor. Electron acceleration by a wake field forced by an intense ultrashort laser pulse. *Science*, 298(5598) :1596–1600, 2002. 31
- [56] I. Kostyukov, E. Nerush, A. Pukhov, and V. Seredov. A multidimensional theory for electron trapping by a plasma wake generated in the bubble regime. *New Journal of Physics*, 12(4) :045009, 2010. 31

- [57] S. Kalmykov, S. A. Yi, V. Khudik, and G. Shvets. Electron self-injection and trapping into an evolving plasma bubble. *Physical Review Letters*, 103(13) :135004, 2009. 31
- [58] S. Corde, C. Thaury, A. Lifschitz, G. Lambert, K. Ta Phuoc, X. Davoine, R. Lehe, D. Douillet, A. Rousse, and V. Malka. Observation of longitudinal and transverse self-injections in laser-plasma accelerators. *Nature Communications*, 4(1) :1–7, 2013. 32, 33
- [59] C. Rechatin, J. Faure, A. Ben-Ismaïl, J. Lim, R. Fitour, A. Specka, H. Videau, A. Tafzi, F. Burgy, and V. Malka. Controlling the phase-space volume of injected electrons in a laser-plasma accelerator. *Physical Review Letters*, 102(16) :164801, 2009. 33
- [60] M. Chen, E. Esarey, C. B. Schroeder, C. G. R. Geddes, and W. P. Leemans. Theory of ionization-induced trapping in laser-plasma accelerators. *Physics of Plasmas*, 19(3) :033101, 2012. 34
- [61] M. V. Ammosov, N. B. Delone, and V. P. Krainov. Tunnel ionization of complex atoms and atomic ions in electromagnetic field. In *High Intensity Laser Processes*, volume 664, pages 138–141. International Society for Optics and Photonics, 1986. 36
- [62] D. Bauer and P. Mulser. Exact field ionization rates in the barrier-suppression regime from numerical time-dependent schrödinger-equation calculations. *Physical Review A*, 59(1) :569, 1999. 36
- [63] M. Chen, E. Cormier-Michel, C. G. R. Geddes, D. L. Bruhwiler, L. L. Yu, E. Esarey, C. B. Schroeder, and W. P. Leemans. Numerical modeling of laser tunneling ionization in explicit particle-in-cell codes. *Journal of Computational Physics*, 236 :220–228, 2013. 36
- [64] E. Guillaume. *Control of electron injection and acceleration in Laser-Wakefield Accelerators*. PhD thesis, Palaiseau, Ecole polytechnique, 2015. 39
- [65] S. Bulanov, I. N. Inovenkov, V. I. Kirsanov, N. M. Naumova, and A. S. Sakharov. Nonlinear depletion of ultrashort and relativistically strong laser pulses in an underdense plasma. *Physics of Fluids B : Plasma Physics*, 4(7) :1935–1942, 1992. 40
- [66] B. A. Shadwick, C. B. Schroeder, and E. Esarey. Nonlinear laser energy depletion in laser-plasma accelerators. *Physics of Plasmas*, 16(5) :056704, 2009. 40
- [67] E. Esarey, B. A. Shadwick, C. B. Schroeder, and W. P. Leemans. Nonlinear pump depletion and electron dephasing in laser wakefield accelerators. In *AIP Conference Proceedings*, volume 737, pages 578–584. American Institute of Physics, 2004. 40, 41

- [68] S. Gordienko and A. Pukhov. Scalings for ultrarelativistic laser plasmas and quasi-monoenergetic electrons. *Physics of Plasmas*, 12(4) :043109, 2005. 41
- [69] L. Rovige, J. Huijts, I. A. Andriyash, A. Vernier, V. Tomkus, V. Girdauskas, G. Raciukaitis, J. Dudutis, V. Stankevic, P. Gecys, M. Ouille, Z. Cheng, R. Lopez-Martens, and J. Faure. Demonstration of stable long-term operation of a kilohertz laser-plasma accelerator. *Physical Review Accelerators and Beams*, 23(9) :093401, 2020. 42, 68
- [70] A. R. Maier, N. M. Delbos, T. Eichner, L. Hübner, S. Jalas, L. Jeppe, S. W. Jolly, M. Kirchen, V. Leroux, P. Messner, M. Schnepp, M. Trunk, P. A. Walker, C. Werle, and P. Winkler. Decoding sources of energy variability in a laser-plasma accelerator. *Physical Review X*, 10(3) :031039, 2020. 42
- [71] D. Strickland and G. Mourou. Compression of amplified chirped optical pulses. *Optics Communications*, 55(6) :447–449, 1985. 44
- [72] T. Kurz, J. P. Couperus, J. M. Krämer, H. Ding, S. Kuschel, A. Köhler, O. Zarini, D. Hollatz, D. Schinkel, R. D’Arcy, J.-P. Schwinkendorf, J. Osterhoff, A. Irman, U. Schramm, and S. Karsch. Calibration and cross-laboratory implementation of scintillating screens for electron bunch charge determination. *Review of Scientific Instruments*, 89(9) :093303, 2018. 48
- [73] J. Rizzi. *Imagerie de phase quantitative par interférométrie à décalage quadri-latéral. Application au domaine des rayons x durs*. PhD thesis, Paris 11, 2013. 51
- [74] A. Flacco. *Neutrino : a light, expandable and full featured image analysis tool for research*. <https://github.com/NeutrinoToolkit/Neutrino>. 51
- [75] M. Burza, A. Gonoskov, K. Svensson, F. Wojda, A. Persson, M. Hansson, G. Genoud, M. Marklund, C.-G. Wahlström, and O. Lundh. Laser wakefield acceleration using wire produced double density ramps. *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams*, 16(1) :011301, 2013. 56
- [76] R. D. Zucker and O. Biblarz. *Fundamentals of gas dynamics*. John Wiley & Sons, 2019. 57
- [77] S. Semushin and V. Malka. High density gas jet nozzle design for laser target production. *Review of Scientific Instruments*, 72(7) :2961–2965, 2001. 57
- [78] K. Schmid and L. Veisz. Supersonic gas jets for laser-plasma experiments. *Review of Scientific Instruments*, 83(5) :053304, 2012. 57, 58
- [79] L. Rovige, J. Huijts, A. Vernier, I. A. Andriyash, F. Sylla, V. Tomkus, V. Girdauskas, G. Raciukaitis, J. Dudutis, V. Stankevic, P. Gecys, and J. Faure. Symme-

- tric and asymmetric shocked gas jets for laser-plasma experiments. *arXiv preprint arXiv :2103.12408*, 2021. 59, 68
- [80] A. Marcinkevičius, S. Juodkazis, M. Watanabe, M. Miwa, S. Matsuo, H. Misawa, and J. Nishii. Femtosecond laser-assisted three-dimensional microfabrication in silica. *Optics Letters*, 26(5) :277–279, 2001. 70
- [81] V. Tomkus, V. Girdauskas, J. Dudutis, P. Gečys, V. Stankevič, and G. Račiukaitis. High-density gas capillary nozzles manufactured by hybrid 3d laser machining technique from fused silica. *Optics Express*, 26(21) :27965–27977, 2018. 70
- [82] R. J. Shalloo, C. Arran, L. Corner, J. Holloway, J. Jonnerby, R. Walczak, H. M. Milchberg, and S. M. Hooker. Hydrodynamic optical-field-ionized plasma channels. *Physical Review E*, 97(5) :053203, 2018. 80, 81, 109
- [83] S. Smartsev, C. Caizergues, K. Oubrierie, J. Gautier, J.-P. Goddet, A. Tafzi, K. Ta Phuoc, V. Malka, and C. Thaury. Axiparabola : a long-focal-depth, high-resolution mirror for broadband high-intensity lasers. *Optics Letters*, 44(14) :3414–3417, 2019. 80, 81, 83
- [84] R. J. Shalloo, C. Arran, A. Picksley, A. Von Boetticher, L. Corner, J. Holloway, G. Hine, J. Jonnerby, H. M. Milchberg, C. Thornton, R. Walczak, and S. M. Hooker. Low-density hydrodynamic optical-field-ionized plasma channels generated with an axicon lens. *Physical Review Accelerators and Beams*, 22(4) :041302, 2019. 80
- [85] B. Miao, L. Feder, J. E. Shrock, A. Goffin, and H. M. Milchberg. Optical guiding in meter-scale plasma waveguides. *Physical Review Letters*, 125(7) :074801, 2020. 80
- [86] C. G. Durfee and H. M. Milchberg. Light pipe for high intensity laser pulses. *Physical Review Letters*, 71(15) :2409, 1993. 81
- [87] N. Davidson, A. A. Friesem, and E. Hasman. Holographic axilens : high resolution and long focal depth. *Optics Letters*, 16(7) :523–525, 1991. 82
- [88] M. Guizar-Sicairos and J. C. Gutiérrez-Vega. Computation of quasi-discrete hankel transforms of integer order for propagating optical wave fields. *JOSA A*, 21(1) :53–58, 2004. 91
- [89] I. A. Andriyash. *Axiprop : simple-to-use optical propagation tool*, 2020. <https://github.com/hightower8083/axiprop>. 91
- [90] Z. Cui, J. Kang, A. Guo, H. Zhu, Q. Yang, P. Zhu, M. Sun, Q. Gao, D. Liu, X. Ouyang, Z. Zhang, H. Wei, X. Liang, C. Zhang, S. Yang, D. Zhang, X. Xie, and J. Zhu. Dynamic chromatic aberration pre-compensation scheme for ultrashort petawatt laser systems. *Optics Express*, 27(12) :16812–16822, 2019. 97

-
- [91] A. Kabacinski, K. Oubrierie, J.-P. Goddet, J. Gautier, F. Tissandier, O. Kononenko, A. Tafzi, A. Leblanc, S. Sebban, and C. Thaury. Measurement and control of main spatio-temporal couplings in a cpa laser chain. *Journal of Optics*, 23(6) :06LT01, 2021. 97, 101
- [92] A. Sainte-Marie, O. Gobert, and F. Quere. Controlling the velocity of ultrashort light pulses in vacuum through spatio-temporal couplings. *Optica*, 4(10) :1298–1304, 2017. 101
- [93] C. Caizergues, S. Smartsev, V. Malka, and C. Thaury. Phase-locked laser-wakefield electron acceleration. *Nature Photonics*, 14(8) :475–479, 2020. 105, 130, 131
- [94] S. C. Rae and K. Burnett. Possible production of cold plasmas through optical-field-induced ionization. *Physical Review A*, 46(4) :2077, 1992. 116
- [95] S. I. Glazyrin, A. S. Kuratov, and V. Y. Bychenkov. Separation of ions on the front of a shock wave in a multicomponent plasma. *JETP*, 103(4) :238–243, 2016. 117
- [96] C. Rechatin, X. Davoine, A. Lifschitz, A. B. Ismail, J. Lim, E. Lefebvre, J. Faure, and V. Malka. Observation of beam loading in a laser-plasma accelerator. *Physical Review Letters*, 103(19) :194804, 2009. 127
- [97] E. Guillaume, A. Döpp, C. Thaury, K. Ta Phuoc, A. Lifschitz, G. Grittani, J.-P. Goddet, A. Tafzi, S.-W. Chou, L. Veisz, and V. Malka. Electron rephasing in a laser-wakefield accelerator. *Physical Review Letters*, 115(15) :155002, 2015. 130
- [98] D. Ramsey, B. Malaca, A. Di Piazza, M. F. Franke, D. H. Froula, M. Pardal, T. T. Simpson, J. Vieira, K. Weichman, and J. P. Palastro. Nonlinear thomson scattering with ponderomotive control. *arXiv preprint arXiv :2108.04044*, 2021. 132

Titre : Amélioration de l'efficacité des accélérateurs laser-plasma

Mots clés : Plasma relativiste, Accélérateur laser-plasma, Optique, Guide d'onde, Laser intense

Résumé : Pour générer des faisceaux d'électrons à hautes énergies, les accélérateurs conventionnels utilisent des ondes radiofréquences pour accélérer des particules chargées à des vitesses relativistes. Cependant, le champ électrique accélérateur produit est limité à quelques dizaines de mégavolts par mètre, dû notamment à un phénomène de claquage. Il faut donc des installations de très grande taille pour atteindre des énergies suffisamment élevées. Ainsi, l'accélérateur linéaire de Stanford (SLAC), qui est l'accélérateur linéaire le plus long au monde, accélère des électrons jusqu'à 50 GeV sur 3.2 km. Les accélérateurs laser-plasma peuvent produire des champs électriques dépassant 100 GV/m, soit environ trois ordres de grandeur plus grands que ceux obtenus par les accélérateurs à cavités radiofréquences. Ils pourraient ainsi permettre une diminution drastique de la taille des accélérateurs pour des applications scientifiques, médicales et industrielles. Cependant, plusieurs verrous devront être levés avant que ces applications puissent voir le jour. Il sera notamment nécessaire de démontrer la production efficace de

faisceaux d'électrons de haute qualité, à des énergies de plusieurs GeV et à un taux de répétition élevé. Le projet doctoral s'attaque à cette problématique en explorant de nouvelles méthodes pour augmenter l'énergie des faisceaux d'électrons grâce à des techniques qui sont compatibles avec des puissances laser et des taux de répétition élevés et qui peuvent être alliées avec des méthodes d'injection contrôlée. En effet, des faisceaux d'électrons à haute énergie ou avec une injection contrôlée ont été obtenus séparément durant les quinze dernières années, mais jamais de manière combinée. Cette thèse présente les travaux réalisés sur les techniques de guidage ainsi que sur celles d'injection des électrons qui ont permis d'obtenir expérimentalement des faisceaux de bonne qualité à hautes énergies. Ce travail s'est fait notamment au travers de l'optimisation d'une optique nouvellement conçue au Laboratoire d'Optique Appliquée, l'axiparabole, ainsi que sur le développement de jets de gaz spécifiques à l'accélération laser-plasma.

Title : Improvement of the efficiency of laser-plasma accelerators

Keywords : Relativist plasma, Laser-plasma accelerator, Optics, Wave-guide, Intense laser

Abstract : To generate high energy electron beams, conventional accelerators use radio frequency waves to accelerate charged particles to relativistic speeds. However, the accelerating electric field produced is limited to a few tens of megavolts per metre, mainly due to a breakdown phenomenon. Very large facilities are therefore needed to reach sufficiently high energies. For example, the Stanford Linear Accelerator (SLAC), which is the world's longest linear accelerator, accelerates electrons up to 50 GeV over a distance of 3.2 km. Laser-Plasma Accelerators can produce electric fields exceeding 100 GV/m, that are about three orders of magnitude larger than those obtained by radiofrequency-cavity accelerators. They could thus allow for a drastic decrease of the size of accelerators for scientific, medical and industrial applications. Yet, several bottlenecks have to be solved before these applications can be really implemented. It is notably necessary to demonstrate the efficient pro-

duction of high-quality, multi-GeV electron beams at a high-repetition rate. The doctoral project tackles this problem by exploring new methods for increasing the energy of the electron beams thanks to techniques that are compatible with arbitrarily high laser powers and repetition rates and that can be combined with controlled injection methods. Indeed, high energy or controlled injection electron beams have been obtained separately during the last fifteen years, but never combined. This thesis presents the work carried out on the guiding techniques as well as on the electron injection techniques which allowed to obtain experimentally good quality beams at high energies. This work was done in particular through the optimisation of a new optic designed at the Laboratoire d'Optique Appliquée, the axiparabola, as well as the development of gas jets specific to laser-plasma acceleration.