Injection induite par ionisation pour l'accélération laser-plasma dans des tubes capillaires diélectriques

Frédéric Desforges

▶ **To cite this version:**

Frédéric Desforges. Injection induite par ionisation pour l'accélération laser-plasma dans des tubes capillaires diélectriques. Physique des plasmas [physics.plasm-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 2015. Français. NNT : 2015PA112118 . tel-01194698

HAL Id: tel-01194698

https://theses.hal.science/tel-01194698

Submitted on 7 Sep 2015

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Université Paris-Sud

École Doctorale 288 : Ondes et Matière
Laboratoire de Physique des Gaz et Plasmas

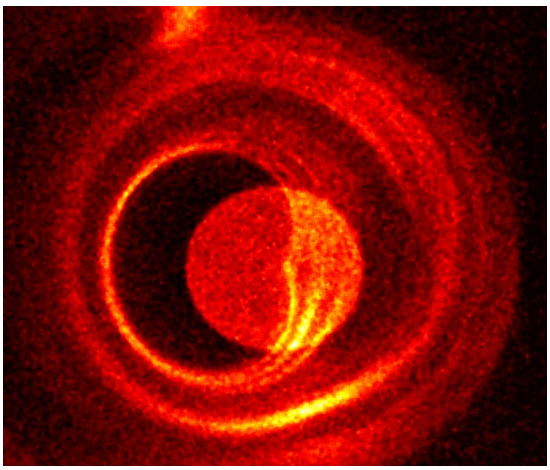
THÈSE DE DOCTORAT

Spécialité : Physique

par

Frédéric Desforges

Injection induite par ionisation pour l'accélération laser-plasma dans des tubes capillaires diélectriques



Soutenue publiquement le 10 juillet 2015, devant le jury composé de

Directrice de thèse :	Brigitte Cros	Directrice de recherche au CNRS, LPGP, Orsay
Rapporteurs :	François Amiranoff	Directeur de recherche au CNRS, LULI, Palaiseau
	Fabien Dorchies	Directeur de recherche au CNRS, CELIA, Palaiseau
Examinateurs :	Patrick Puzo	Professeur des universités, LAL, Orsay
	Jean-Luc Revol	Attaché de recherche, ESRF, Grenoble
Membre invité :	Olle Lundh	Professeur assistant, LLC, Lund

Thèse préparée au sein de l'équipe Interaction et Transport de Faisceaux Intenses dans les Plasmas (ITFIP), du

Laboratoire de Physique des Gaz et Plasmas (LPGP), UMR 8578
Bâtiment 210, CNRS – Université Paris-Sud,
91405, Orsay Cedex
France

Douter de tout ou tout croire, ce sont deux solutions également commodes, qui l'une et l'autre nous dispensent de réfléchir.

Extrait de « La Science et l'Hypothèse » (1901), Henri Poincaré

À mes parents, ma famille, mes amis,

Remerciements

Cette thèse de doctorat représente pour moi l'aboutissement d'une aventure académique ainsi qu'une expérience professionnelle enrichissante. La réussite de cette entreprise a été grandement favorisée par les conseils et le soutien de nombreuses personnes que je souhaite remercier ici.

Tout d'abord, je souhaite exprimer toute ma gratitude envers ma directrice de thèse, Brigitte Cros, qui a su me conseiller dans mon travail de scientifique, mais également me guider dans mon rôle de jeune chercheur, et ce malgré ses nombreuses responsabilités. Ses remarques et commentaires, toujours très pertinents, m'ont permis d'élaborer une démarche scientifique rigoureuse afin de mener à bien cette thèse dans le délai imparti. Je souhaite également remercier Gilles Maynard pour ses suggestions et sa capacité à présenter des concepts abstraits de manière claire et concise, Jinchuan Ju pour tous ses conseils qui m'ont permis de bien débuter mon travail, Thomas Audet pour m'avoir aidé à mettre en œuvre les expériences présentées dans cette thèse (caractérisation des tubes capillaires et développement du code GUIBBA), Bhooshan Paradkar pour les simulations étudiant l'injection d'électrons et nos discussions à caractère didactique et épistémologique, Patrick Lee pour le complément de simulations lors de la rédaction de ce manuscrit, Sylvain Fayard avec qui j'ai tout simplement apprécié collaborer. Finalement, je tiens également à saluer l'extrême patience, à mon égard, dont ont fait preuve mes collègues de bureau.

Au cours de ces trois années de doctorat, j'ai eu l'opportunité de travailler avec trois instituts scientifiques que je désire remercier pour leur accueil. Je remercie le laboratoire auquel j'ai été rattaché, le LPGP, ainsi que ses membres. Je pense notamment aux personnes avec qui j'ai partagé mes repas au CESFO (Katell, Charles, Adrien, Benjamin...), ainsi que l'ensemble des doctorants avec qui j'ai passé de bons moments et dont j'ai eu l'honneur d'être le représentant au sein du conseil du laboratoire. Je remercie tout spécialement Nicolas Marsot pour son aide dans la procédure d'obtention d'un monitorat ainsi que pour ses conseils lors de mes premières heures de cours. Je remercie également le personnel des services communs sans qui travailler serait tout simplement impossible. J'adresse notamment mes remerciements à Nicolas Dessaints et Sophie Granon qui ont participé à la préparation de « mes missions », Thierry Devillers pour son aide logistique lors de la soutenance, Stéphane Maingot pour l'électricité et ses nombreux « coups de main », Joël Baudet pour la mécanique, Marc Bisson et Michel Pascanu pour l'informatique. Je remercie le LLC, et son directeur Claes-Göran Wahlström, de nous avoir accueillis à deux reprises pour y conduire les expériences décrites dans cette thèse. Je remercie également Olle Lundh, Martin Hansson, Anders Persson, Sandrine Dobosz Dufrénoy, Lovisa Senje, Isabel Gallardo-Gonzalez d'avoir participé à l'acquisition, intensive, des données expérimentales. Je remercie également Sandrine Dobosz Dufrénoy, de l'équipe LIDyL du CEA Saclay, de m'avoir fait participer à la mise en service de l'enceinte expérimentale de la salle 2 de l'installation UHI100. Cela a été une période enrichissante durant laquelle j'ai acquis énormément de « connaissances pratiques ».

Je souhaite également remercier les membres de mon jury de thèse qui ont contribué à l'amélioration du manuscrit final. Je pense notamment aux rapporteurs, François Amiranoff et Fabien Dorchies, qui ont accepté cette tâche difficile malgré leurs nombreuses responsabilités et des délais de relecture réduits au minimum. Je remercie également Olle Lundh d'être venu depuis la Suède pour faire parti du jury de thèse, Jean-Luc Revol pour ses commentaires sur le manuscrit ainsi que ses encouragements à faire de la recherche en France, Patrick Puzo pour ses questions pertinentes ainsi que ses conseils pour mon avenir professionnel.

Outre un environnement professionnel de qualité, le soutien de mes amis et de mes proches a été un point crucial pour mener à bien cette thèse. Je remercie Baba Bhooshan, Thomas le Musicos, Patrick et son Crousticrab', Papy Vynile et Papy Panzer pour leur amitié et ainsi que leurs encouragements durant la rédaction des articles et de la thèse. Je remercie également mes colocataires (Cyrille et sa PNL, Albin et Kristin, Bryan le maître du Kel'no'reem et François) qui ont eu le courage de me supporter au quotidien et de me « distraire » lors des périodes les plus stressantes. Je remercie François, Morgan et tous les badistes du club de Villebon-sur-Yvette pour les moments de camaraderie partagés lors de nos entraînements de badminton. Je remercie SuperMomo & Co pour le doublé. J'adresse également mes remerciements à Hubert qui a toujours eu le mot pour rire, sauf une fois au chalet... Je serai éternellement reconnaissant envers JC et Elow pour tous ces moments de pur bonheur que nous avons partagés ensemble lors de mes nombreux retours à Limoges, me permettant ainsi de profiter de bouffées d'air limousines salvatrices loin des tracas de la vie parisienne. Pour conclure, je souhaite exprimer toute ma gratitude envers les membres de ma famille pour leur indéfectible soutien. Je pense notamment à mon frère Ludovic, mes grand-parents, la famille Ronciaux, et bien évidemment à mes parents qui m'ont permis de faire ce que j'aime et qui m'ont encouragé à persévérer dans cette voie, malgré les sacrifices que demandent de longues études.

Table des matières

Introduction **1**

1 Physique de l'accélération plasma par sillage laser **7**
1.1 Introduction : onde de plasma et accélération d'électrons 8
1.1.1 Définitions 8
1.1.2 Description qualitative de l'accélération plasma par sillage laser . . . 10
1.2 Théorie de l'accélération plasma par sillage laser 12
1.2.1 Équations fondamentales 12
1.2.2 Modèle 1D : régime linéaire et non-linéaire 16
1.2.3 Sillage laser 3D pour une impulsion gaussienne 18
1.2.4 Effets non-linéaires et limites de l'accélération plasma par sillage laser 22
1.3 Injection d'électrons au sein de l'onde de plasma 27
1.3.1 Modèle 1D : espace des phases et conditions de piégeage 27
1.3.2 Revue de littérature des mécanismes laser-plasma d'injection d'électrons 29
1.3.3 Régime de la bulle 34
1.3.4 Auto-injection 35
1.3.5 Injection induite par ionisation 37
1.4 Rayonnement bêtatron 42
1.4.1 Généralités sur le rayonnement d'un électron relativiste 42
1.4.2 Rayonnement bêtatron d'un électron relativiste 46
1.4.3 Rayonnement bêtatron d'un paquet d'électrons relativistes oscillant selon le régime du tortilleur 50
1.5 Conclusion 51

2 Tubes capillaires diélectriques **53**
2.1 Introduction : panorama des cibles utilisées lors des expériences d'accélération plasma par sillage laser 54
2.2 Description d'un tube capillaire 55
2.3 Guidage de faisceaux laser dans des tubes capillaires 56
2.3.1 Théorie pour un faisceau laser parfaitement aligné sur l'axe du tube capillaire 56
2.3.2 Fluctuations de pointé laser et conséquences sur le guidage 59
2.4 Distribution de gaz au sein des tubes capillaires 60
2.4.1 Système de remplissage en gaz du tube capillaire 61
2.4.2 Description qualitative de l'écoulement de dihydrogène dans un tube capillaire 62
2.4.3 Étude numérique de l'écoulement grâce à des simulations fluides . . . 64
2.4.4 Caractérisation interférométrique de la densité en régime stationnaire 67
2.5 L'ombroscopie du rayonnement bêtatron sur les parois des tubes capillaires . 70

2.5.1 Théorie de l'ombroscopie X . . . 70
2.5.2 Incertitudes expérimentales de la technique de l'ombroscopie . . . 72
2.5.3 Réflexion du rayonnement bêtatron et caustiques . . . 73
2.6 Conclusion . . . 75

3 Techniques expérimentales et méthodes d'analyse 77
3.1 Installation laser du Lund Laser Centre . . . 78
3.1.1 Oscillateur et étages amplificateurs . . . 78
3.1.2 Compression de l'impulsion laser . . . 79
3.1.3 Stabilisation du pointé laser . . . 80
3.1.4 Correction de front d'onde et amélioration de la tache focale . . . 82
3.2 Dispositif expérimental . . . 83
3.3 Diagnostics des impulsions laser . . . 84
3.3.1 Durée d'impulsion et autocorrélateur optique . . . 85
3.3.2 Tache focale . . . 85
3.3.3 Motif de transmission et alignement du tube capillaire . . . 87
3.4 Diagnostics des paquets d'électrons . . . 89
3.4.1 Énergie des paquets d'électrons . . . 89
3.4.2 Divergence à mi-hauteur des paquets d'électrons . . . 94
3.4.3 Charge des paquets d'électrons . . . 96
3.5 Diagnostics du rayonnement bêtatron . . . 97
3.5.1 Caméra, méthode de Ross et énergie critique du rayonnement bétâtron 98
3.5.2 Nombre de photons, fluence et brillance du rayonnement bêtatron . . 100
3.6 Conclusion . . . 101

4 Stabilité et reproductibilité des paquets d'électrons 103
4.1 Introduction : stabilité des paquets d'électrons et régimes d'accélération . . . 104
4.2 Fluctuations et dérives des propriétés des paquets d'électrons . . . 104
4.2.1 Fluctuations des propriétés des paquets d'électrons . . . 104
4.2.2 Dérives des propriétés des paquets d'électrons . . . 107
4.3 Discussion sur la reproductibilité et la dynamique d'auto-injection . . . 110
4.3.1 Énergie laser et stabilité . . . 110
4.3.2 Énergie laser réduite, recherche d'une meilleure stabilité . . . 110
4.4 Pointé laser : auto-injection, stabilité et durée de vie des tubes capillaires . . 112
4.4.1 Corrélation entre pointé laser et position transverse du paquet d'électrons 112
4.4.2 Stabilisation du pointé laser et propriétés des paquets d'électrons auto-injectés . . . 113
4.4.3 Durée de vie des tubes capillaires . . . 115
4.5 Impact de la forme du profil de densité électronique sur les propriétés des paquets d'électrons . . . 116
4.6 Conclusion . . . 117

5 Étude comparative de l'injection induite par ionisation et l'auto-injection 119
5.1 Introduction : augmentation de la fluence bêtatron . . . 120
5.2 Propriétés des paquets d'électrons produits en présence de dopants . . . 121
5.2.1 Stabilité des propriétés des paquets d'électrons pour différents mélanges 121
5.2.2 Balayage en densité électronique pour différents mélanges . . . 123
5.3 Modification du rayonnement bêtatron en présence de dopants . . . 124

5.3.1 Discussion préliminaire à l'analyse du rayonnement bêtatron 124
5.3.2 Énergie critique et taille de la source lors d'un balayage en densité électronique 125
5.3.3 Corrélation entre la fluence du rayonnement bêtatron et les propriétés des paquets d'électrons 125
5.3.4 Profil longitudinal d'émission bêtatron par méthode ombroscopique . 127
5.3.5 Détermination expérimentale de la durée de l'impulsion X 129
5.4 Simulations PIC et discussion 131
5.4.1 Remarques préliminaires à l'analyse des résultats de simulations . . . 131
5.4.2 Blocage de l'auto-injection par injection induite par ionisation 132
5.4.3 Processus bloquant l'auto-injection 135
5.5 Conclusion 138

Conclusion et perspectives **141**

A Formalisme et constantes physiques **147**
A.1 Définitions 147
A.1.1 Opérateurs d'analyse vectorielle 147
A.1.2 Fonctions de Bessel 148
A.1.3 Changement de référentiel 148
A.2 Constantes physiques 149
A.3 Énergies d'ionisation 150

B Quelques propriétés des faisceaux laser **153**
B.1 Faisceaux gaussiens 153
B.1.1 Champ électrique 153
B.1.2 Intensité moyenne 154
B.1.3 Potentiel vecteur normalisé 154
B.2 Polynômes de Zernike et correction de tache focale 155

C Onde de plasma créée par sillage laser **157**
C.1 Équations fondamentales 157
C.1.1 Équations de Maxwell 157
C.1.2 Équation de Vlasov 158
C.1.3 Mise en forme des équations fondamentales 158
C.1.4 Équations fondamentales normalisées 160
C.2 Résolution 1D et approximation quasi-statique 160
C.2.1 Hypothèses 1D et conséquences 160
C.2.2 Approximation quasi-statique 161
C.3 Résolution 3D en régime linéaire 162
C.3.1 Approximations du régime linéaire et notations 162
C.3.2 Équations de l'onde de plasma 162
C.3.3 Équation de l'enveloppe laser 163
C.3.4 Sillage laser pour une impulsion gaussienne 163

D Grandeurs turbulentes et simulations OpenFOAM **165**
D.1 Grandeurs turbulentes 165
D.2 Conditions limites pour les simulations fluides OpenFOAM 166

D.2.1 Définitions des surfaces . . . 166
D.2.2 Pression P_{H_2} . . . 166
D.2.3 Vitesse $\boldsymbol{U}_{\boldsymbol{H_2}}$ . . . 167
D.2.4 Température T_{H_2} . . . 168
D.2.5 Taux de dissipation ε . . . 168
D.2.6 Énergie de turbulente k . . . 169
D.2.7 Viscosité dynamique de turbulence μ_t . . . 169
D.2.8 Diffusivité thermique de turbulence α_t . . . 170

E Publications et contributions de l'auteur **171**

Liste des notations **173**

Liste des figures **185**

Liste des tableaux **187**

Bibliographie **189**

Introduction

Les accélérateurs conventionnels de particules : enjeux, applications et limites

Les accélérateurs de particules sont des machines qui, grâce à l'utilisation de champs électromagnétiques, accélèrent des particules chargées jusqu'à des énergies allant du MeV au TeV [1]. Le développement de tels instruments a toujours été motivé par des questionnements relevant de la physique fondamentale. En effet, les collisions de particules énergétiques permettent d'étudier les éléments qui les composent. Une telle démarche fut pour la première fois mise en œuvre en 1932, par Cockcroft et Walton, qui étudièrent la structure de la matière en observant les premières désintégrations de noyaux induites par des particules accélérées électriquement (Réf. [1]). Plus récemment, la découverte du boson de Higgs en 2012 par les expériences ATLAS (*A Toroidal LHC ApparatuS*) et CMS (*Compact Muon Solenoid*) du LHC (*Large Hadron Collider*) confirma l'origine de la masse des particules décrites par le modèle standard de la physique des particules (Réf. [2,3]). Malgré les progrès et découvertes réalisés jusqu'à présent, de nombreuses interrogations demeurent et requièrent de nouvelles expériences. Une nouvelle campagne au LHC, prévue pour juin 2015 (Réf. [4]), projette de collisionner des protons à une énergie ($\sim 13\,\mathrm{TeV}$) et avec une luminosité ($10^{34}\,\mathrm{cm}^{-2}.\mathrm{s}^{-1}$) jamais atteintes afin d'examiner des questions fondamentales telles que :

- Pourquoi est-ce que la matière visible ne constitue que $\sim 5\%$ de l'énergie contenue dans l'Univers (Réf. [5])? Quelle est la nature de l'énergie sombre et la matière noire?
- Où est passée l'antimatière? Selon la théorie du *Big Bang*, matière et antimatière existaient en quantité égale aux premiers instants de l'Univers. Par la suite ($10^{-32}\,\mathrm{s} \leq t \leq 10^{-12}\,\mathrm{s}$), un phénomène très mal connu, appelé baryogénèse, a vraisemblablement généré un léger surplus de matière par rapport à l'antimatière.
- Existe-t-il une théorie valide de grande unification (*Grand Unified Theory*) qui étend le modèle standard de la physique des particules à un modèle où toutes les interactions fondamentales, hormis la gravitation, sont décrites avec la même constante de couplage?

Bien que les prochaines expériences avec les machines existantes puissent partiellement répondre à ces questions, une étude approfondie requiert d'ores et déjà la construction de nouveaux collisionneurs afin d'explorer des énergies supérieures à la dizaine de TeV. Or, il existe une énergie maximale au-delà de laquelle les particules ne peuvent plus gagner d'énergie dans un accélérateur circulaire. En effet, des particules chargées relativistes ayant une trajectoire curviligne perdent de l'énergie par rayonnement synchrotron, si bien qu'on atteint un équilibre où le gain en énergie est perdu par rayonnement. Deux solutions sont envisageables pour s'affranchir de cette limitation :

1. L'électron-volt (eV) est une unité d'énergie utilisée en physique des particules. Elle représente l'énergie cinétique acquise par un électron, initialement au repos, soumis à une différence de potentiel d'un volt.

1. Le rayonnement synchrotron n'existant pas dans un accélérateur linéaire puisque la trajectoire des particules est rectiligne, l'énergie maximale atteignable est théoriquement infinie. Cependant, les accélérateurs dits « conventionnels », c'est-à-dire utilisant des cavités RF (radio-fréquences), ont un champ accélérateur limité à $\sim 100\,\mathrm{MV.m^{-1}}$ (Réf. [6]). Par conséquent, accélérer des particules jusqu'à $\sim 10\,\mathrm{TeV}$ nécessiterait de construire une machine de 100 km de long, ce qui est financièrement et technologiquement ambitieux.
2. L'énergie perdue par rayonnement synchrotron pour une particule d'énergie $\mathcal{E}_{particule}$ se mouvant dans un accélérateur circulaire de rayon $R_{machine}$ est $\propto \mathcal{E}^4_{particule}/R_{machine}$. Par conséquent, la stratégie actuelle consiste à construire des accélérateurs circulaires toujours plus grands pour repousser la frontière en énergie (Fig. 0.1(a)). Or, le LHC a déjà atteint une circonférence de 27 km (Fig. 0.1(b)). Il paraît donc technologiquement difficile de construire une machine plus grande, d'autant plus que doubler l'énergie des particules revient à multiplier par 16 la circonférence de l'accélérateur. À cela s'ajoute les difficultés financières qu'engendrent une telle installation : un coût de construction de $\sim 9\,\mathrm{G€}$, un coût d'exploitation de $\sim 1\,\mathrm{G€/an}$, un coût d'arrêt de $\sim 144\,\mathrm{M€}$ (Réf. [7]). Suivre la tendance prédite par Livingston n'est donc plus une stratégie viable, comme l'atteste la position du LHC sur la Fig. 0.1(a).

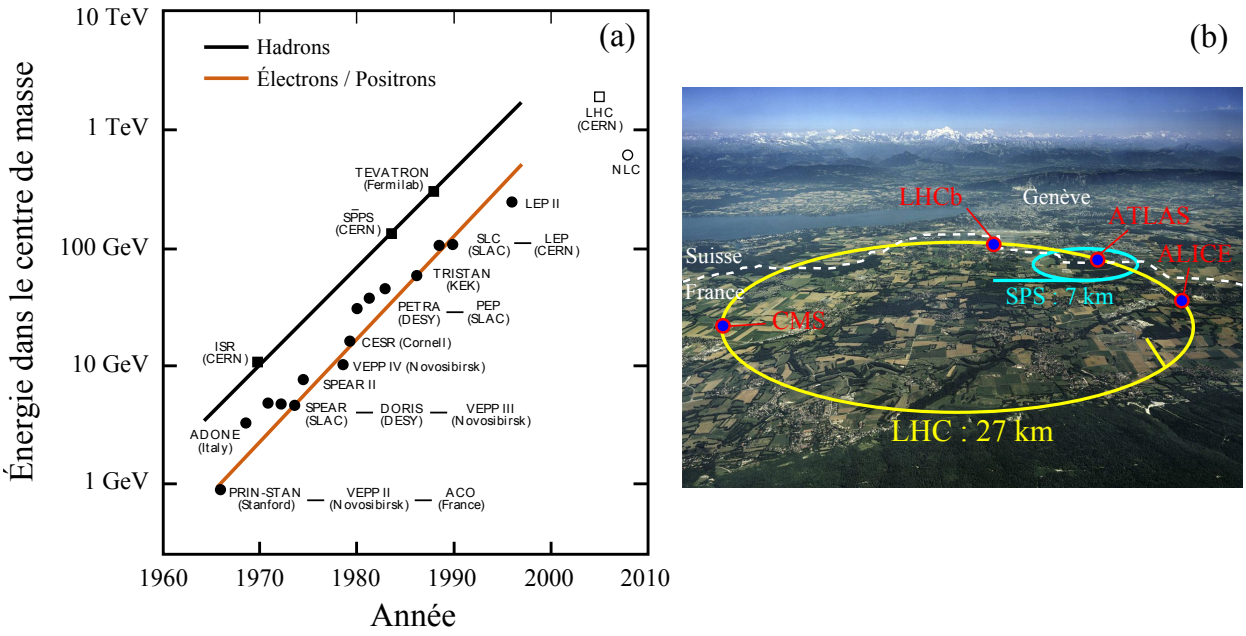


Figure 0.1 : (a) Diagramme de Livingston montrant l'évolution des performances des accélérateurs de particules au fil des ans. (b) Vue aérienne du CERN (Organisation européenne pour la recherche nucléaire) comprenant le LHC (*Large Hadron Collider*), le SPS (*Super Proton Synchrotron*) et les expériences ATLAS (*A Toroidal LHC ApparatuS*), CMS (*Compact Muon Solenoid*), ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) et LHCb (*Large Hadron Collider beauty*).

En parallèle des objectifs académiques des accélérateurs de particules, de nombreuses applications technologiques et sociétales ont été développées : sources de lumière synchrotron, source de spallation nucléaire pour neutronographie, hadronthérapie, création d'isotopes médicaux, dopage de semi-conducteurs, restauration d'œuvres d'art, *etc.* Le déploiement de ces

applications est soumis aux contraintes économiques qui imposent un coût de construction et de fonctionnement raisonnable.

En résumé, la recherche en physique fondamentale et le développement d'applications économiquement viables pour les accélérateurs de particules requièrent l'investigation de mécanismes alternatifs où l'accélération est plus compacte, c'est-à-dire où les champs accélérateurs sont plus intenses. De nombreux concepts ont été étudiés jusqu'à présent tels que, l'accélération dans des structures diélectriques pompées par laser (Réf. [8]), l'accélération directe par laser (Réf. [9]) ou encore l'accélération plasma.

L'accélération plasma, un schéma alternatif aux accélérateurs conventionnels

Tajima et Dawson proposèrent en 1979 d'accélérer des électrons en utilisant les champs électriques de rappel créés par une séparation de charges dans un plasma (Réf. [10]). De manière générale, l'énergie maximale d'accélération dépend, d'une part, de l'intensité du champ, et d'autre part, du temps durant lequel l'électron reste en phase avec la structure accélératrice. Par conséquent, une accélération efficace d'électrons à des énergies relativistes nécessite que les champs électriques du plasma, et donc la séparation de charge, soient capable de « suivre » des électrons se déplacant quasiment à la vitesse de la lumière. Cette propagation de la séparation de charge résulte d'un mouvement collectif des particules du plasma, appelé onde plasma. À ce jour, on distingue trois types de particules permettant d'exciter une onde de plasma capable d'accélérer des électrons à des énergies relativistes : les photons, les électrons et les protons relativistes.

L'accélération plasma dans le sillage de particules chargées relativistes (*PWFA = Plasma WakeField Acceleration*) repose sur la création d'une onde de plasma par interaction coulombienne entre les électrons d'un plasma et des électrons (Réf. [11]), ou des protons ([12]), relativistes fournis par un accélérateur conventionnel de particules. Bien qu'il ait été démontré expérimentalement que cette technique pouvait doubler l'énergie d'un paquet d'électrons, passant de 43 GeV à 85 GeV grâce à des champs accélérateurs de $\sim 52\,\mathrm{GV.m^{-1}}$(Réf. [11]), elle présente le désavantage majeur de continuer à utiliser des accélérateurs conventionnels, ce qui est contradictoire avec les motivations du développement de l'accélération plasma.

L'accélération plasma par sillage laser (*LWFA = Laser WakeField Acceleration*) consiste à utiliser des impulsions laser pour créer une onde de plasma relativiste dans son sillage. Une force, dite pondéromotrice et dépendante du gradient d'intensité laser, perturbe localement le plasma en créant une charge d'espace. Historiquement, les premières expériences d'accélération plasma avec des laser consistèrent à accélérer des électrons, provenant d'une source externe, dans une onde de plasma créée, soit par la force pondéromotrice d'une impulsion laser (Réf. [13]), soit par la force pondéromotrice du battement d'ondes de deux impulsions laser (*PBWA = Plasma Beat Wave Acceleration*, Réf. [14, 15]). En 1994, Everett *et al.* injectèrent puis accélérèrent des paquets d'électrons de $\sim 2\,\mathrm{MeV}$ jusqu'à $\sim 28\,\mathrm{MeV}$, démontrant ainsi des gradients accélérateurs de $\sim 2{,}8\,\mathrm{GV.m^{-1}}$ (Réf. [14]). En 1995, suite à l'avènement des impulsions courtes ($\lesssim 1\,\mathrm{ps}$) et ultra-intenses ($\lesssim 10^{18}\,\mathrm{W.cm^{-2}}$), Modena *et al.* capturèrent puis accélérèrent jusqu'à 44 MeV des électrons d'un plasma en régime automodulé (*SMLWFA = Plasma Beat Wave Acceleration*), où règnent des champs électriques

de $\sim 100\,\mathrm{GV.m^{-1}}$ (Réf. [16]). En 2004, un progrès significatif fut simultanément accompli par Faure *et al.*, Mangles *et al.*, Geddes *et al.* (Réf. [17–19]) grâce à l'utilisation d'impulsions ultra-courtes ($\sim 30\,\mathrm{fs}$) et ultra-intenses ($\sim 10^{19}\,\mathrm{W.cm^{-2}}$). Pour la première fois, une distribution « piquée » en énergie fut observée pour des paquets accélérés avec des charges de $\sim 10 - 100\,\mathrm{pC}$. En 2014, Leemans et *al.* accélérèrent une charge de $\sim 6\,\mathrm{pC}$ à une énergie record de $\sim 4{,}2\,\mathrm{GeV}$ et une dispersion de 6% grâce au guidage d'une impulsion laser de $300\,\mathrm{TW}$ sur une longueur de $9\,\mathrm{cm}$ (Réf [20]). Ces résultats furent obtenus dans le régime de la bulle (*bubble* ou *blown-out regime*) où l'expulsion totale des électrons dans le sillage de l'impulsion laser crée une cavité ionique (Fig. 0.2). Pour des paramètres laser-plasma adéquats, le phénomène d'auto-injection peut injecter des électrons à l'arrière de la bulle, au sein de laquelle ils sont accélérés par des champs électriques de $\sim 100\,\mathrm{GV.m^{-1}}$, soit mille fois plus intensément que dans des cavités RF.

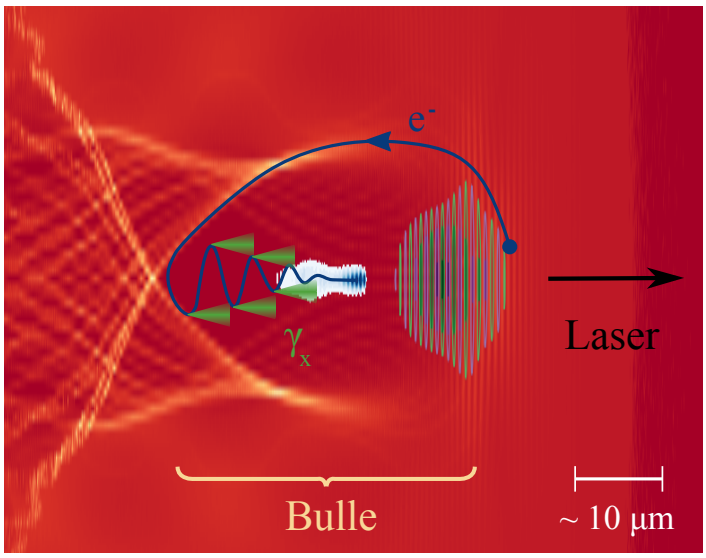


Figure 0.2 : Carte de densité électronique d'un plasma pour le régime de la bulle avec auto-injection. Plus la densité d'électron est importante, et plus la nuance de rouge est claire. La nuance de bleu, au centre de la bulle, représente le paquet d'électrons piégés puis accélérés par la bulle. La trajectoire typique d'un électron piégé à l'arrière de la bulle est représentée par la courbe bleue. Les cônes verts illustrent le rayonnement bêtatron et les contours la position de l'impulsion laser dans le plasma.

Outre les champs accélérateurs longitudinaux, une bulle contient également des champs transverses qui font osciller transversalement les électrons au cours de leur accélération (Fig.0.2). Puisque les électrons sont accélérés et ont une trajectoire curviligne, un rayonnement électromagnétique similaire au rayonnement synchrotron est émis : le rayonnement bêtatron. Ce type de source de lumière est très prometteur en terme d'applications car le rayonnement bêtatron profite des propriétés exceptionnelles des paquets d'électrons accélérés dans le régime de la bulle, à savoir une faible émittance transverse ($1\,\pi$mm.mrad) et une brieveté remarquable ($\leq 10\,\mathrm{fs}$). Typiquement, le rayonnement bêtatron peut produire 10^9 photons par tir, ce qui correspond à des brillances pics de l'ordre de $10^{20} - 10^{22}\,\mathrm{photons/s/mrad^2/mm^2/0{,}1\%}\triangle\lambda$ pour des systèmes laser de puissance $50 - 100\,\mathrm{TW}$.

Stabilité, contrôlabilité et frontière en énergie de l'accélération plasma par sillage laser

L'emploi de l'accélération plasma par sillage laser pour des applications requiert de bonnes stabilité et contrôlabilité des propriétés des paquets d'électrons. Par conséquent, de nombreux efforts ont été déployés pour stabiliser et ajuster les propriétés des paquets d'électrons. Par exemple, Osterhoff *et al.* (resp. Desforges *et al.*) ont montré en Réf. [21] (Réf. [22]) que l'utilisation d'une cellule de gaz (resp. tubes capillaires) améliorent significativement la reproductibilité des paquets d'électrons par rapport aux jets de gaz traditionnels. Des méthodes, découplant injection et accélération, ont également démontré la production plus stable de paquets d'électrons, mais également une meilleure contrôlabilité de leurs propriétés (Réf. [23–25]).

Bien que certains groupes aient réussi à produire de manière reproductible des paquets d'électrons de quelques GeV, l'état de l'art ne permet pas d'affirmer que le prochain collisionneur leptonique à ultra-haute énergie ($\gtrsim$ 1 TeV), dont la recherche fondamentale a besoin, sera basé sur l'accélération plasma par sillage laser. En effet, les énergies atteintes actuellement avec cette méthode ne sont pas suffisantes et plusieurs phénomènes, tels que la diffraction et l'épuisement de l'impulsion laser, empêchent l'accélération des électrons sur des distances plus longues, condition requise pour repousser la limite en énergie. Afin de répondre à cette problématique, un schéma multi-étages d'accélération d'électrons et de positrons a été proposé par Leemans *et al.* (Réf. [26]). Comme illustré en Fig. 0.3, l'accélérateur d'électrons consiste en un premier étage, appelé injecteur laser-plasma, produisant des paquets d'électrons qu'on injecte dans une série d'étages purement accélérateurs. Quant à la partie positrons, la technique d'accélération est similaire à l'exception du premier étage qui contient en plus une feuille de métal pour convertir les paquets d'électrons en paquets de positrons. Au vu des techniques actuellemment maîtrisées, Leemans *et al.* affirment qu'une cascade de cent étages accélérateurs devrait être suffisante pour accélérer des électrons et des

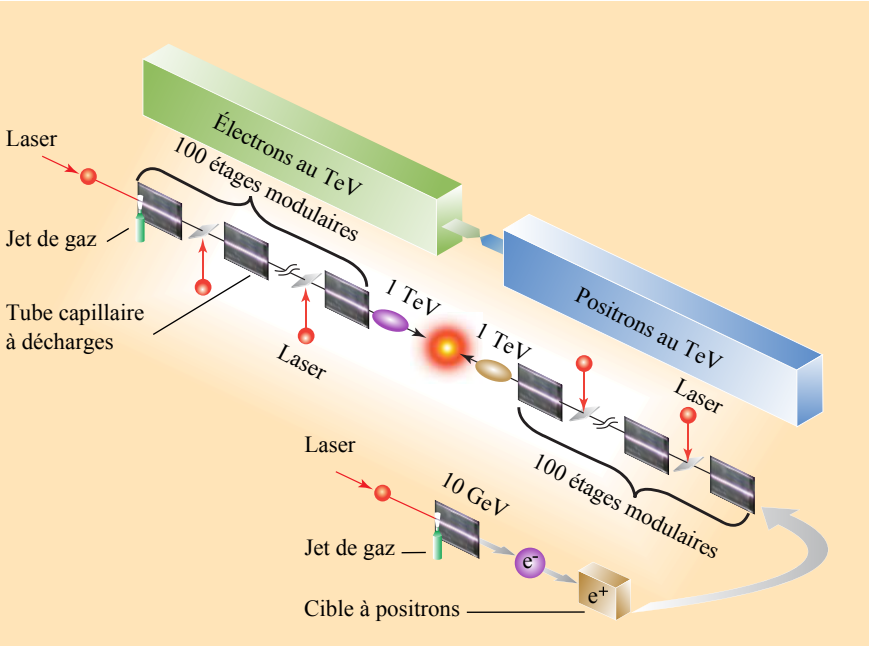


Figure 0.3 : Schéma d'accélération plasma par sillage laser multi-étages (Réf. [26]).

positrons jusqu'au TeV. Il a également été proposé de remplacer le premier étage, l'injecteur laser-plasma, par un injecteur conventionnel, c'est-à-dire un injecteur RF (radio-fréquences) aux propriétés bien maîtrisées (Réf. [27]).

L'accélération plasma par sillage laser multi-étages est une des thématiques scientifiques que CILEX (Centre Interdisciplinaire Lumière Extrême [2]), sur le plateau de Saclay en France, a choisie d'explorer dans le cadre de l'utilisation de la future installation laser de puissance : APOLLON (Réf. [28–30]). D'ici 2017, il est prévu qu'APOLLON soit capable de produire deux faisceaux laser, 10 PW/15 fs et 1 PW/15 fs, pour tester un schéma d'accélération à deux étages : un étage injecteur laser-plasma et un étage purement accélérateur. Afin de préparer cette expérience, le projet ELISA (*ELectron Injector for compact Staged high energy Accelerator*) a été entrepris afin de concevoir un injecteur laser-plasma capable de fournir de manière reproductible des paquets d'électrons relativistes à haute charge et de faible divergence. Le couplage de ces électrons à l'étage accélérateur est également à l'étude *via* le projet DACTOMUS (*Diagnostic And Compact beam Transport fOr MUltiStages laser plasma accelerators*). Deux lignes de transferts ont été proposées pour transporter les électrons de l'injecteur à l'accélérateur en minimisant la dégradation des propriétés des électrons issus du premier étage (Réf. [31]).

Objectifs de la thèse et organisation du manuscrit

L'objectif de cette thèse est d'étudier les mécanismes d'injection d'électrons dans un sillage laser afin de contribuer à la conception de l'injecteur ELISA. On a choisi de se restreindre à l'étude de mécanismes ne nécessitant qu'une seule impulsion laser par soucis de simplicité, robustesse et stabilité. Les mécanismes à une seule impulsion laser les plus utilisées sont l'auto-injection (voir Fig. 0.2) et l'injection induite par ionisation (Sec. 1.3.5), dont les caractéristiques ont été étudiées pour la conception d'ELISA. Cette étude fut réalisée à l'aide de tubes capillaires car (i) les paquets générés dans des tubes capillaires sont plus reproductibles que dans des jets de gaz, (ii) le tube capillaire permet un diagnostic sur la dynamique d'accélération des électrons : l'ombroscopie du rayonnement bêtatron sur les parois des tubes capillaires (Sec. 2.5), (iii) l'équipe ITFIP a développé une expertise dans l'implémentation et l'utilisation des tubes capillaires.

Cette thèse traite essentiellement de l'analyse des résultats expérimentaux obtenus lors de deux campagnes expérimentales menées au Lund Laser Centre, en Suède. Elle comporte également une étude sur la caractérisation de la distribution de gaz dans des tubes capillaires. Des simulations numériques seront présentées pour compléter l'analyse des résultats expérimentaux.

Le manuscrit est organisé comme suit : Le Chap. 1 présente de façon générale les principes de l'accélération plasma par sillage laser, ainsi que les mécanismes de piégeage des électrons dans l'onde de plasma et le rayonnement bêtatron. Le Chap. 2 décrit les tubes capillaires et le diagnostic d'ombroscopie. On présente ensuite au Chap. 3 les techniques expérimentales mises en œuvre au cours de la thèse pour étudier les mécanismes d'injection laser-plasma. Le Chap. 4 discute de la reproductibilité des paquets d'électrons produits et accélérés dans des tubes capillaires. Finalement, le Chap. 5 est dédié à la comparaison des mécanismes d'auto-injection et d'injection induite par ionisation.

2. http://cilexsaclay.fr/index.php

Chapitre 1

Physique de l'accélération plasma par sillage laser

Ce chapitre propose un cadre théorique décrivant l'accélération d'électrons par sillage laser au sein d'un plasma (*Laser Wakefield Acceleration*), ainsi qu'une description non-exhaustive des principaux mécanismes de piégeage des électrons dans une onde de plasma. On décrit également le rayonnement bêtatron résultant de l'oscillation des électrons au cours du processus d'accélération. Bien que ce chapitre se propose d'introduire le formalisme utilisé dans ce manuscrit, il n'a pas vocation à détailler l'intégralité des calculs. On s'attache ici à discuter de la pertinence et des implications des hypothèses et simplifications utilisées. L'ensemble des notations et conventions choisies est résumé par la *Liste des notations* (page 184) et l'Annexe A. Enfin, pour des calculs plus complets, on consultera l'Annexe B et C.

Sommaire

1.1 Introduction : onde de plasma et accélération d'électrons . . . 8
1.1.1 Définitions . . . 8
1.1.2 Description qualitative de l'accélération plasma par sillage laser . . 10
1.2 Théorie de l'accélération plasma par sillage laser . . . 12
1.2.1 Équations fondamentales . . . 12
1.2.2 Modèle 1D : régime linéaire et non-linéaire . . . 16
1.2.3 Sillage laser 3D pour une impulsion gaussienne . . . 18
1.2.4 Effets non-linéaires et limites de l'accélération plasma par sillage laser . . . 22
1.3 Injection d'électrons au sein de l'onde de plasma . . . 27
1.3.1 Modèle 1D : espace des phases et conditions de piégeage . . . 27
1.3.2 Revue de littérature des mécanismes laser-plasma d'injection d'électrons . . . 29
1.3.3 Régime de la bulle . . . 34
1.3.4 Auto-injection . . . 35
1.3.5 Injection induite par ionisation . . . 37
1.4 Rayonnement bêtatron . . . 42
1.4.1 Généralités sur le rayonnement d'un électron relativiste . . . 42
1.4.2 Rayonnement bêtatron d'un électron relativiste . . . 46
1.4.3 Rayonnement bêtatron d'un paquet d'électrons relativistes oscillant selon le régime du tortilleur . . . 50
1.5 Conclusion . . . 51

1.1 Introduction : onde de plasma et accélération d'électrons

1.1.1 Définitions

1.1.1.1 L'état plasma

L'état plasma est l'état de la matière le plus répandu dans l'univers. Il est le résultat de l'ionisation totale ou partielle d'un gaz, et se compose d'électrons et d'ions, voire d'éléments neutres dans le cadre d'une ionisation partielle. La différence significative en masse entre les électrons et les ions permet de décrire séparément ces deux espèces. On considère donc un plasma comme étant la combinaison de deux fluides chargés distincts : un fluide électronique et un fluide ionique, caractérisés par des grandeurs telles que leur densité de porteurs de charge, densité de courant, leur température, les champ électrique et champ magnétique.

Afin de comprendre comment un plasma peut être utilisé pour accélérer des électrons, on se propose d'introduire le concept d'onde de plasma électronique ainsi que ses grandeurs associées (Sec. 1.1.1.2). Finalement, on décrira qualitativement l'accélération plasma par sillage laser en Sec. 1.1.2, avant de développer un formalisme complet en Sec. 1.2.

1.1.1.2 Pulsation plasma et champ électrique accélérateur au sein d'un plasma

Sachant que les ions ont une inertie bien plus élevée que celle des électrons ($m_i \gg m_e$), on suppose que les ions sont, à l'échelle de temps considérée, parfaitement immobiles ($v_{i0} = 0$) et uniformément répartis dans l'espace avec une densité n_{i0}. À l'équilibre, les électrons sont eux aussi immobiles ($v_{e0} = 0$) et uniformément répartis avec une densité $n_{e0} = n_{i0}$. On a donc le champ électrique du plasma au repos $E_0 = 0$. On perturbe cet équilibre si bien que la densité électronique varie en fonction de l'instant t et de la position x : $n_e(x,t) = n_{e0} + \delta n_e(x,t)$. On suppose ici que la perturbation est de faible amplitude devant la valeur de la densité au repos : $\delta n_e \ll n_{e0}$. Dans ce cas, la charge d'espace crée un champ électrique $\delta E(x,t)$ de faible amplitude qui tend à ramener les électrons à l'équilibre, selon un mouvement lent, c'est-à-dire avec une vitesse électronique faible devant la vitesse de la lumière : $\delta v_e(x,t) \ll c$. On suppose également qu'aucun champ électromagnétique extérieur n'est appliqué au système. Par conséquent, la faible vitesse électronique justifie que le champ magnétique total soit considéré comme nul : $B = 0$.

On appelle onde de plasma électronique le mouvement collectif des électrons tendant à la neutralité. Dans le cas où la perturbation électronique est de la forme $\delta n_e(x,t) = \triangle n_e \times \cos(\omega_p t - k_p x)$, les électrons du plasma oscillent autour de leur position d'équilibre à la pulsation ω_p et selon un nombre d'onde k_p, formant ainsi une onde plane avec une vitesse de phase égale à $c = \omega_p/k_p$. La relation de dispersion de l'onde de plasma est (Réf. [32]) :

$$\omega_p^2 = \frac{e^2 n_{e0}}{m_e \varepsilon_0} + \frac{3T_e k_p^2}{m_e} = \omega_{pe}^2 + 3k_p^2 \frac{k_B T_e}{m_e}\,, \tag{1.1}$$

où T_e est la température moyenne des électrons, $k_B = 1{,}381 \times 10^{23}\,\mathrm{J.K^{-1}}$ la constante de Boltzmann, $m_e = 9{,}109 \times 10^{-31}\,\mathrm{kg}$ leur masse, $-e = -1{,}602 \times 10^{-19}\,\mathrm{C}$ leur charge, $\varepsilon_0 =$

$8{,}854 \times 10^{-12}\,\mathrm{F.m^{-1}}$ la permittivité diélectrique du vide et ω_{pe} la pulsation électronique de l'onde de plasma :

$$\omega_{pe}\left[\mathrm{rad.s^{-1}}\right] = \sqrt{\frac{e^2 n_{e0}}{m_e \varepsilon_0}} \approx 5{,}704 \times 10^{13} \times \sqrt{n_{e0}\,[10^{18}\,\mathrm{cm^{-3}}]} \tag{1.2}$$

Les plasmas étudiés dans cette thèse seront considérés comme « froids » car l'énergie thermique des électrons est négligeable devant leur énergie mécanique d'oscillation. En effet, cette dernière est estimée[1] à $\sim 10\,\mathrm{keV}$. Or, Corkum *et al.* (Réf. [33]) ont calculé, selon la théorie classique de l'« ionisation au-dessus du seuil » (*ATI = Above Threshold Ionization*), que l'énergie résiduelle après ionisation, *i.e.* énergie thermique des électrons récemment ionisés, est de $\sim 1\,\mathrm{eV}$ (resp. $\sim 1\,\mathrm{keV}$) pour des impulsions laser polarisées linéairement (resp. circulairement). On considère donc que $T_e = 0$, ce qui implique que $\omega_p \approx \omega_{pe}$. Par ailleurs, on confondra les deux notations tout au long de ce manuscrit. La dépendance de ω_p et de la longueur d'onde plasma $\lambda_p = 2\pi/k_p$ sont illustrées en Fig. 1.1(a) en fonction de la densité électronique n_{e0}. La bande grise représente la gamme de n_{e0} des plasmas utilisés pour des expériences d'accélération plasma par sillage laser.

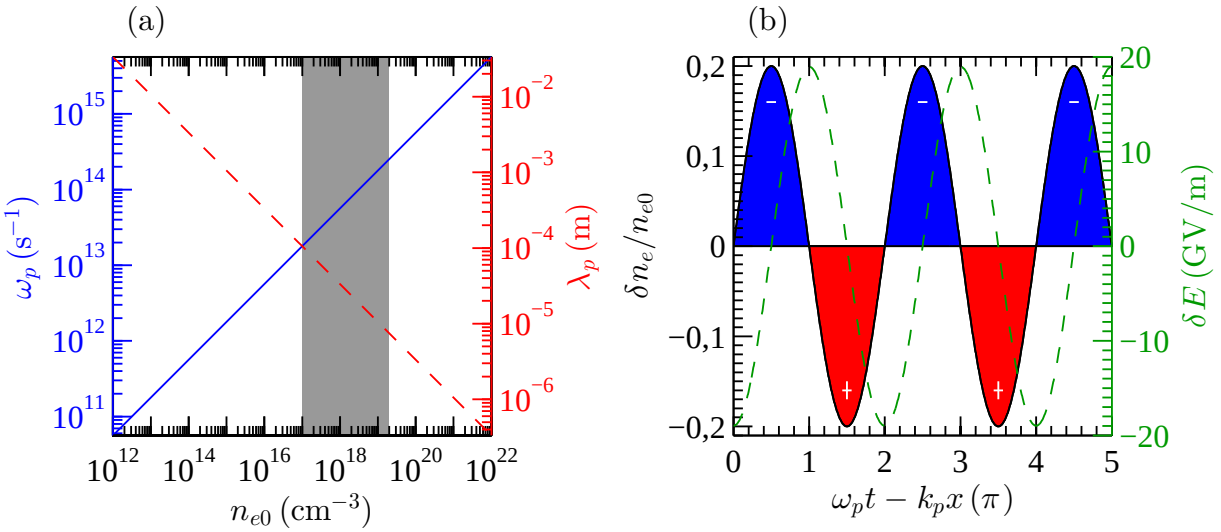


Figure 1.1 : (a) Pulsation ω_p (courbe bleue à trait plein) et longueur d'onde λ_p de l'onde de plasma (courbe rouge à tirets) en fonction de la densité électronique n_{e0} du plasma. La bande grise représente la gamme de n_{e0} des plasmas utilisés pour des expériences d'accélération plasma par sillage laser. (b) Perturbation de la densité électronique normalisée $\delta n_e/n_{e0}$ (courbe noire à trait plein) en fonction de la phase $\omega_p t - k_p x$ pour une perturbation d'amplitude mamximum $\triangle n_e/n_{e0} = 0{,}2$ et une densité électronique à l'équilibre $n_{e0} = 1 \times 10^{18}\,\mathrm{cm^{-3}}$. Les zones bleues (resp. rouges) représentent les phases pour lesquelles le plasma a un excès (resp. déficit) d'électrons par rapport à l'équilibre. Cette charge d'espace est à l'origine d'un champ électrique représenté par la courbe verte à tirets.

À présent, on souhaite démontrer que le champ lié à cette perturbation en densité électronique peut être utilisé pour accélérer des électrons. Sachant que $\delta E\,(x,t) \propto \partial\,(\delta n_e)\,/\partial x$ (Éq.

1. Énergie mécanique d'oscillation : $\mathcal{E}_{osc} = e^2\delta E^2/2m_e\omega_{pe}^2 \sim 10\,\mathrm{keV}$ avec $\delta E \sim 10\,\mathrm{GV/m}$ l'amplitude du champ électrique de l'onde de plasma (Éq. 1.3).

C.1), on en déduit que le $\triangle E$ est proportionnel et déphasé de $\pi/2$ du maximum de perturbation en densité électronique $\triangle n_e$. Les ondes planes de la perturbation électronique et du champ électrique sont illustrées par la Fig. 1.1(b). La perturbation de la densité électronique normalisée $\delta n_e/n_{e0}$, pour une perturbation d'amplitude $\triangle n_e/n_{e0} = 0{,}2$ et une densité électronique à l'équilibre $n_{e0} = 1 \times 10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$, est représentée en fonction de la phase $\omega_p t - k_p x$ par une courbe noire à trait plein. Les zones bleues (resp. rouges) représentent les phases pour lesquelles le plasma a un excès (resp. déficit) d'électrons par rapport à l'équilibre. Cette charge d'espace est à l'origine d'un champ électrique représenté par la courbe verte à tirets et dont la valeur maximale est :

$$\triangle E\,[\mathrm{GV/m}] = c\sqrt{\frac{m_e n_{e0}}{\varepsilon_0}}\frac{\triangle n_e}{n_{e0}} \approx 30 \times \sqrt{n_{e0}\,[10^{17}\,\mathrm{cm}^{-3}]}\,\frac{\triangle n_e}{n_{e0}}\,. \tag{1.3}$$

On constate que l'amplitude de ce champ accélérateur est de l'ordre de la dizaine de gigavolt par mètre pour $n_{e0} = 1 \times 10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$ et $\triangle n_e/n_{e0} = 0{,}2$, soit mille fois les gradients accélérateurs fournis par les cavités radiofréquences des accélérateurs conventionnels. Par conséquent, si on est capable d'injecter un électron dans l'onde de plasma (voir piégeage décrit en Sec. 1.3) en restant en phase accélératrice (voir la longueur de déphasage en Sec. 1.2.4), on peut accélérer cet électron jusqu'au gigaélectron-volt sur une longueur de dix centimètres, réalisant ainsi un accélérateur très compact.

Ce modèle d'accélération d'électrons repose sur l'utilisation d'un champ électrique résultant d'une perturbation en densité électronique d'un plasma. Il existe différentes méthodes pour générer cette perturbation :

1. L'interaction coulombienne entre un paquet de particules chargées et les électrons du plasma peut être utilisée pour perturber le plasma.
2. Le champ électromagnétique d'une impulsion laser se propageant dans un plasma pertube localement la distribution des électrons au sein du plasma. Cela crée une onde de plasma qui peut accélérer des électrons. Ce mécanisme, aussi appelé accélération plasma par sillage laser, est l'objet d'étude de cette thèse.

1.1.2 Description qualitative de l'accélération plasma par sillage laser

L'accélération plasma par sillage laser requiert l'utilisation d'impulsions laser infrarouge ($\lambda_L = 0{,}8\,\mu\mathrm{m}$) multi-térawatt ($P_L \gtrsim 10\,\mathrm{TW}$), ultra-intenses ($I_L \gtrsim 10^{18}\,\mathrm{W/cm}^{-2}$) et ultra-brèves ($\tau_L \sim 10 - 100\,\mathrm{fs}$) se propageant dans des plasmas sous-denses ($n_{e0} \lesssim 10^{19}\,\mathrm{cm}^{-3}$). Avant d'introduire le formalisme utilisé pour décrire l'accélération plasma par sillage laser, on se propose de discuter qualitativement de ce phénomène à l'aide de la Fig. 1.2, résultat de simulations numériques avec le code PIC (*Particle-in-Cell*) nommé WARP (Réf. [34]). On a simulé la propagation d'une impulsion laser selon un axe (Oz), d'intensité dans le vide $I_L = 1\times10^{18}\,\mathrm{W.cm}^{-2}$, dans un gaz d'hydrogène de densité électronique $n_{e0} = 1{,}8\times10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$. La Fig. 1.2(b) représente la distribution spatiale de la densité électronique dans le référentiel de l'impulsion laser (z,x), avec z la position longitudinale et x la coordonnée transverse à la propagation. Le champ électrique normalisé de l'impulsion laser E_L de pulsation ω_L est donné par la courbe violette à trait plein de la Fig. 1.2(c). Sachant que le seuil d'ionisation de l'hydrogène est de l'ordre de $10^{14}\,\mathrm{W.cm}^{-2}$, l'impulsion laser ionise le gaz de telle sorte qu'on peut considérer le plasma comme déjà formé lorsque débute l'interaction entre les électrons

et l'impulsion laser intense. On choisit ici de discuter de la structure du plasma dans le sillage du laser en présentant sur les Fig. 1.2(a),(c) les énergies potentielles $\mathcal{E}_{pz}$ (resp. $\mathcal{E}_{px\pm}$) d'un électron évoluant dans les champs électriques longitudinaux (resp. transverses) du plasma.

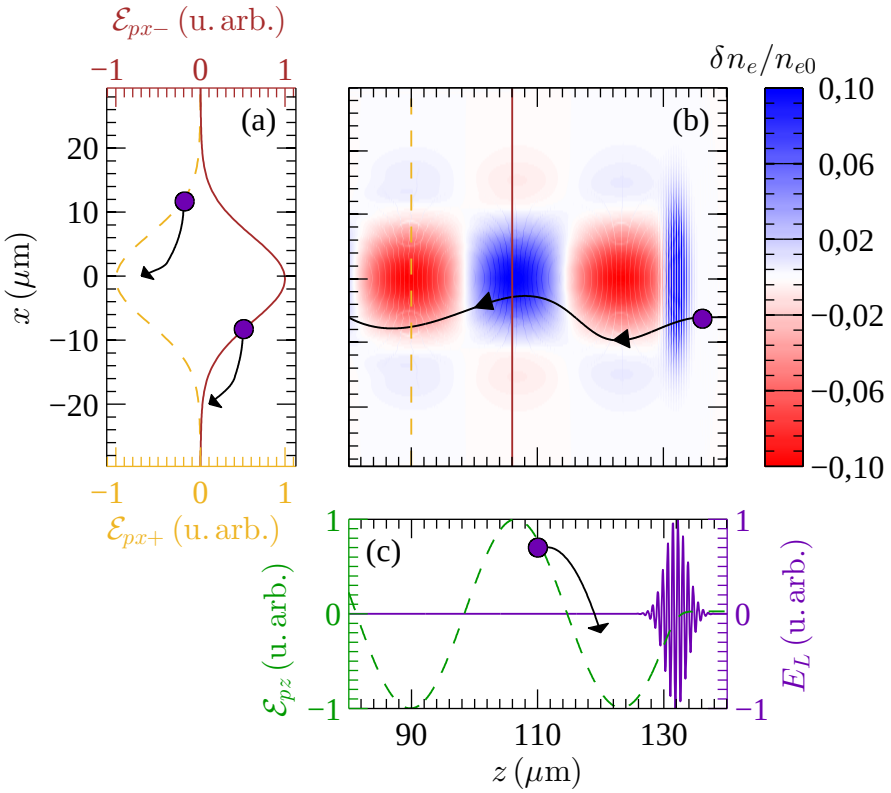


Figure 1.2 : (a) Énergies potentielles $\mathcal{E}_{px+}$ (courbe bleue à tirets) et $\mathcal{E}_{px-}$ (courbe rouge à trait plein) d'un électron (disque violet) dans les champs électriques transverses de l'onde de plasma en fonction de sa position transverse x. (b) Distribution spatiale de la densité électronique dans le référentiel du laser. (c) Champ électrique E_L de l'impulsion laser (courbe violette à trait plein) et énergie potentielle $\mathcal{E}_{pz}$ (courbe verte à tirets) d'un électron dans le champ électrique longitudinal du plasma en fonction de sa position longitudinale z. Les flèches indiquent la direction du mouvement des électrons.

Le mouvement des électrons au sein de l'impulsion laser se décompose en deux dynamiques évoluant à des échelles de temps différentes. Premièrement, sous l'influence du champ électromagnétique de l'impulsion laser, les électrons oscillent à la fréquence du laser $\omega_L \gg \omega_p$. Secondement, en considérant le déplacement des électrons sur la durée de l'impulsion laser $\tau_L \gg 2\pi/\omega_L$, on observe qu'ils sont expulsés du centre l'impulsion par une force appelée force pondéromotrice. Dans le cas du régime linéaire (voir Sec. 1.2.3), c'est-à-dire d'un faible écart à l'équilibre, cette force est proportionnelle au gradient de l'intensité de l'impulsion. Elle dépend linéairement de la masse des particules sur lesquelles elle agit, si bien qu'on considère que les ions du plasma ne bougent pas sur les échelles de temps étudiées. La force pondéromotrice crée immédiatement dans son sillage un déficit d'électrons comme observé en Fig. 1.2(b) pour $116 \leq z \leq 130\,\mu$m. Cette charge d'espace crée une force de rappel du plasma tendant à recouvrer sa neutralité. Dans le cas d'une impulsion ultra-courte ($\lambda_p \gtrsim c\tau_L$), cette force de rappel ramène sur l'axe des électrons et conduit à un excès d'électrons en $z = 106\,\mu$m.

La distribution des charges dans le sillage conduit à l'apparition de champs électriques lon-

gitudinaux et transverses. L'énergie potentielle $\mathcal{E}_{pz}$ d'un électron dans le champ électrique longitudinal du plasma en fonction de sa position longitudinale z est représentée par la courbe verte à tirets sur la Fig. 1.2(c). On constate qu'il existe des minima, c'est-à-dire des positions de stabilité pour l'électron, correspondant aux centres des déficits en électrons. Par conséquent, un électron injecté dans l'onde de plasma, au repos dans le référentiel de l'impulsion laser, réduira son énergie potentielle soit en étant accéléré ($d\mathcal{E}_{pz}/dz \leq 0$) soit en étant décéléré ($d\mathcal{E}_{pz}/dz \geq 0$) par l'onde. Similairement, on trace sur la Fig. 1.2(c) les énergies potentielles $\mathcal{E}_{px+}$ et $\mathcal{E}_{px-}$ d'un électron dans les champs électriques transverses de l'onde de plasma, situé respectivement à $z = 90\,\mu\text{m}$ (courbe bleu à tirets) et à $z = 106\,\mu\text{m}$ (courbe rouge à trait plein). La minimisation de ces énergies potentielles indique que les champs électriques transverses sont focalisant à $z = 90\,\mu\text{m}$ et défocalisant à $z = 106\,\mu\text{m}$, ce qui est un effet important pour le transport d'électrons lors de leur accélération.

En résumé, on a observé qu'une impulsion laser multi-térawatt, ultra-intense et ultra-brève se propageant dans un plasma sous-dense crée une onde de plasma dans son sillage, pouvant accélérer, décélérer, focaliser et défocaliser des particules chargées tels que les électrons. La prochaine section se propose maintenant d'établir un formalisme décrivant le phénomène d'accélération plasma par sillage laser.

1.2 Théorie de l'accélération plasma par sillage laser

1.2.1 Équations fondamentales

Le plasma est un gaz chargé, il convient donc de décrire une onde de plasma comme étant conjointement une onde électromagnétique et une onde de matière. Par conséquent, cela nécessite de développer un double système d'équations :

1. Les équations de Maxwell.
2. Les équations dérivées de l'équation de Vlasov. On suppose ici qu'on est en présence de plasmas non-collisionnels car les collisions électrons-électrons et électrons-ions sont rares. On utilise donc l'équation de Vlasov plutôt que l'équation de Boltzmann.

1.2.1.1 Équations de Maxwell

Le champ électrique [2] $\boldsymbol{E}$ et le champ d'induction magnétique $\boldsymbol{B}$ d'une onde électromagnétique sont régis par les équations de Maxwell :

$$\boldsymbol{\nabla} \cdot \boldsymbol{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \,, \tag{1.4}$$

$$\boldsymbol{\nabla} \cdot \boldsymbol{B} = 0 \,, \tag{1.5}$$

$$\boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{E} = -\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} \,, \tag{1.6}$$

$$\boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{B} = \mu_0 \left(\boldsymbol{j} + \varepsilon_0 \frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t} \right) \,, \tag{1.7}$$

2. On représente les vecteurs par des symboles en caractère gras.

avec ρ la densité volumique de charge et $\boldsymbol{j}$ le vecteur densité de courant. Sachant que la divergence d'un rotationel est nulle (Éq. A.2), l'Éq. 1.5 permet de définir un potentiel vecteur $\boldsymbol{A}$:

$$\boldsymbol{B} = \boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{A} \ . \tag{1.8}$$

De plus, puisque le rotationel d'un gradient est toujours nul (Éq. A.3), on définit également un potentiel scalaire Φ qui satisfait l'Éq. 1.6 :

$$\boldsymbol{E} = -\boldsymbol{\nabla}\Phi - \frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial t} \ . \tag{1.9}$$

Afin de simplifier les développements théoriques présentés lors de cette thèse, on proposera une description du problème *via* l'utilisation des potentiels (Φ,$\boldsymbol{A}$) et de la jauge de Coulomb ($\boldsymbol{\nabla} \cdot \boldsymbol{A} = 0$). On note dès à présent que Φ ne peut provenir que du plasma puisque pour une impulsion laser dans le vide : $\triangle \Phi = 0$.

1.2.1.2 Équations dérivées de l'équation de Vlasov

En intégrant l'équation de Vlasov (Éq. C.9) sur l'espace des vitesses et en appliquant l'approximation des plasmas froids, on obtient la conservation de la charge électrique et celle du bilan de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \boldsymbol{\nabla} \cdot (n_e \overline{\boldsymbol{v}}_{\boldsymbol{e}}) = 0 \ , \tag{1.10}$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \overline{\boldsymbol{v}}_{\boldsymbol{e}} \cdot \boldsymbol{\nabla} \right) \overline{\boldsymbol{p}}_{\boldsymbol{e}} = -e \left(\boldsymbol{E} + \overline{\boldsymbol{v}}_{\boldsymbol{e}} \times \boldsymbol{B} \right) \ , \tag{1.11}$$

avec $\bar{\boldsymbol{v}}_{\boldsymbol{e}}$ la vitesse moyenne et $\bar{\boldsymbol{p}}_{\boldsymbol{e}}$ le moment moyen des électrons [3].

1.2.1.3 Mise en forme des équations fondamentales

On définit la densité volumique de charge par $\rho = -e\,(n_e - n_{e0})$, le vecteur densité de courant par $\boldsymbol{j} = -e n_e \boldsymbol{v}_{\boldsymbol{e}}$ et le facteur de Lorentz des électrons par $\gamma_e = \sqrt{1 + \boldsymbol{p}_{\boldsymbol{e}}{}^2/m_e^2 c^2}$. On combine à présent ces notations et les équations présentées en Sec. 1.2.1.1 et 1.2.1.2, selon une méthode détaillée en Annexe C. Cela permet de déterminer un ensemble de quatre équations fondamentales régissant la physique de l'accélération plasma par sillage laser, décrite par les paramètres de la distribution électronique (n_e,$\boldsymbol{v}_{\boldsymbol{e}}$,$\gamma_e$), le potentiel électrostatique Φ de l'onde de plasma et le potentiel vecteur de l'impulsion laser $\boldsymbol{A}$ [4].

La première équation fondamentale se nomme l'équation de Poisson et montre que le lapacien, *i.e.* la forme, du potentiel électrostatique de l'onde de plasma ne dépend que de la

3. On abandonne à présent la notation « $\overline{\boldsymbol{v}}_{\boldsymbol{e}}$ » au profit de « $\boldsymbol{v}_{\boldsymbol{e}}$ » afin de simplifier l'écriture mais il faut garder à l'esprit que ce terme renvoit à une vitesse moyenne de la distribution électronique dans l'espace des phases. Idem pour $\bar{\boldsymbol{p}}_{\boldsymbol{e}}$.

4. Rigoureusement, il convient de préciser que le potentiel vecteur $\boldsymbol{A}$ est également composé d'un terme provenant du champ magnétique de l'onde de plasma. Ce terme est négligeable pour l'accélération plasma par sillage laser en régimes linéaire (Sec. 1.2.3) et faiblement non-linéaire (Sec. 1.2.2), mais ne l'est plus pour le régime de la bulle (Sec. 1.3.3).

distribution des électrons au sein du plasma :

$$\triangle \Phi = \frac{e}{\varepsilon_0}(n_e - n_{e0}) \ . \tag{1.12}$$

La seconde équation est appelée équation de conservation de la charge.

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \boldsymbol{\nabla} \cdot (n_e \boldsymbol{v_e}) = 0 \ . \tag{1.13}$$

La troisième équation fondamentale est l'équation d'onde de l'impulsion laser. On constate que l'opérateur d'alembertien du potentiel vecteur $\boldsymbol{A}$, c'est-à-dire l'évolution et propagation de l'impulsion électromagnétique du laser, dépend de deux termes distincts : la densité de courant au sein du plasma (terme en bleu) et la variation temporelle de la forme du potentiel électrostatique de l'onde de plasma (terme en rouge), soit la distribution spatiale des électrons et donc l'indice optique du milieu au sein duquel l'impulsion se propage.

$$\Box \boldsymbol{A} = \frac{n_e e}{\varepsilon_0 c^2} \boldsymbol{v_e} + \frac{1}{c^2}\frac{\partial}{\partial t} \boldsymbol{\nabla} \Phi \ . \tag{1.14}$$

Finalement, la quatrième équation fondamentale est l'équation du mouvement « lent » des électrons du plasma, car on soustrait au moment total $\boldsymbol{p_e}$ des électrons le moment d'oscillation rapide $e\boldsymbol{A}$ induit par le laser. On remarque que la dynamique lente des électrons dépend, d'une part, du gradient d'énergie potentielle de l'onde de plasma (terme en bleu), et d'autre part, du gradient d'énergie des électrons (terme en rouge), aussi appelé force pondéromotrice. Elle ne dépend pas du signe de la charge de la particule mais seulement de sa masse.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\boldsymbol{p_e} - e\boldsymbol{A}) = \boldsymbol{\nabla}\left(e\Phi\right) + \boldsymbol{\nabla}\left(-m_e c^2 \gamma_e\right) \ . \tag{1.15}$$

Discussion sur la force pondéromotrice :
La force pondéromotrice est également appelée pression de radiation car un électron, initialement au repos, acquiert une énergie cinétique résiduelle après passage d'une onde électromagnétique de dimension spatio-temporelle finie, ici une impulsion laser ($\boldsymbol{E_L}$,$\boldsymbol{B_L}$) se propageant selon $\boldsymbol{k_L}$. Puisque que ce mécanisme a été rigoureusement examiné pour des électrons relativistes par la Réf. [35], on se propose ici de décrire qualitativement l'origine de cette force en discutant du mouvement d'un électron, au sein d'une impulsion laser dans le vide, soumis à la force de Lorentz $\boldsymbol{F} = -e\left(\boldsymbol{E_L} + \boldsymbol{v_e} \times \boldsymbol{B_L}\right)$:

1. Le premier terme, le champ électrique $\boldsymbol{E_L}$, impose à l'électron d'osciller à la fréquence du laser. Dans le cas d'une onde plane ($\boldsymbol{E_L}(\boldsymbol{r},t) = \widetilde{\boldsymbol{E_L}}\exp(i\varphi_L)$ où $\varphi_L = \omega_L t - \boldsymbol{k_L}\cdot\boldsymbol{r}$), l'électron est écarté de sa position d'origine, puis rappelé avec une force d'amplitude constante durant l'oscillation. Sa position moyenne transverse est donc nulle. Cependant, dans le cas des impulsions ne pouvant être considérées comme onde plane ($\widetilde{\boldsymbol{E_L}} = \widetilde{\boldsymbol{E_L}}(\boldsymbol{r})$), l'amplitude de la force de rappel/poussée dépend de la position transverse de l'électron, entrainant ainsi une dérive transverse de l'électron après chaque oscillation dans le champ électrique laser. Ce mécanisme est illustré par la Fig. 1.3(b) pour une impulsion laser de forme gaussienne dont la distribution transverse d'intensité laser $I_L \propto |\boldsymbol{E_L}|^2$ est donnée sur la Fig. 1.3(a). Les flèches rouges illustrent la force de Lorentz transverse, provenant de $\boldsymbol{E_L}$, qui régit le mouvement de l'électron.

2. Le second terme $\boldsymbol{v_e} \times \boldsymbol{B_L} \propto -\boldsymbol{E_L} \times \boldsymbol{B_L} \propto \boldsymbol{k_L}$ pousse toujours l'électron vers l'avant de l'impulsion [5]. On constate donc qu'une onde plane électromagnétique pourrait potentiellement accélérer un électron vers des énergies infinies (Réf. [36]). En pratique, les ondes utilisées ne sont pas planes et la dérive transverse mentionée dans le premier point conduit à une énergie limite d'accélération. On souligne que la force pondéromotrice ne sera utilisée que pour créer la structure accélératrice du plasma, et non pas pour accélérer les électrons aux énergies recherchées.

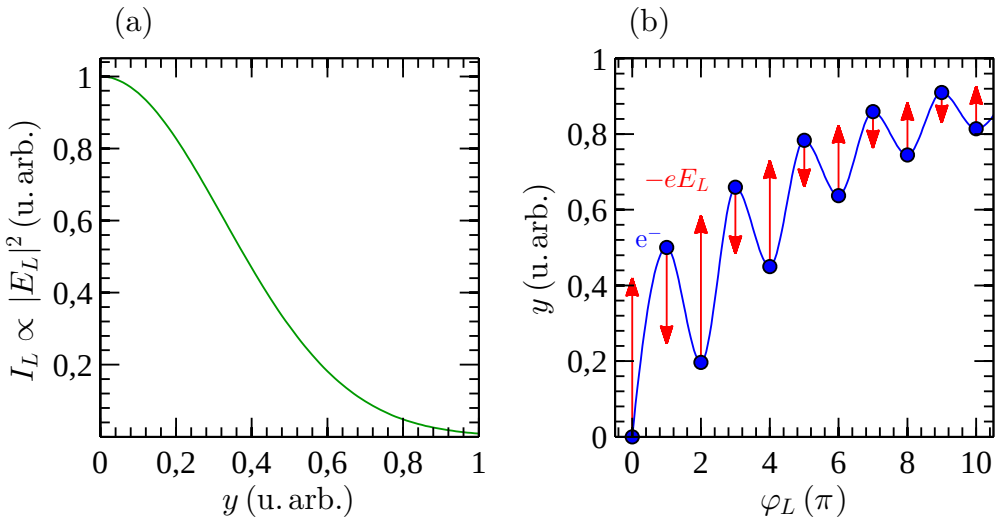


Figure 1.3 : Description qualitative de l'origine de la force pondéromotrice radiale induite par le passage d'une impulsion laser ne pouvant être considérée comme une onde plane. (a) Distribution transverse de l'intensité I_L de l'impulsion laser. (b) Position transverse y d'un électron en fonction de la phase $\varphi_L = \omega_L t - \boldsymbol{k_L} \cdot \boldsymbol{r}$ de l'impulsion représentée par une courbe bleue. Les flèches rouges indiquent la force de Lorentz transverse provenant du champ électrique $\boldsymbol{E_L}$.

Sachant que la dynamique transverse (resp. longitudinale) est gouvernée par $I_L \propto |\boldsymbol{E_L}|^2 \propto |\boldsymbol{A}|^2$ (resp. et $|\boldsymbol{E_L} \times \boldsymbol{B_L}| \propto |\boldsymbol{A}|^2$), on en déduit que l'amplitude de la force pondéromotrice $F_P \propto |\boldsymbol{A}|^2$. Le phénomène décrit ci-dessus dispose de deux appellations, pression de radiation et force pondéromotrice, car il renvoie à deux interprétations différentes :

1. Une interprétation particulaire décrit le phénomène comme suit : une particule chargée, ici un électron, subit la pression d'une impulsion aux dimensions spatiales finies, chassant l'électron hors de l'impulsion électromagnétique.

2. D'un point de vue fluide explicité par le terme en rouge de l'Éq. 1.15, les électrons énergétiques se déplacent vers des électrons au repos, satisfaisant le second principe de la thermodynamique.

5. Le sens de l'accélération longitudinale est déterminée en utilisant l'Éq. A.7.

1.2.1.4 Équations fondamentales normalisées

On utilise désormais des variables normalisées afin de simplifier l'écriture des équations fondamentales. On définit ainsi le potentiel électrostatique normalisé ϕ , le potentiel vecteur normalisé $\boldsymbol{a}$ et le vecteur moment normalisé $\boldsymbol{u_e}$ tels que :

$$\phi = \frac{e\Phi}{m_e c^2} ,$$
$$\boldsymbol{a} = \frac{e\boldsymbol{A}}{m_e c} ,$$
$$\boldsymbol{u_e} = \frac{\boldsymbol{p_e}}{m_e c} = \frac{\gamma_e \boldsymbol{v_e}}{c} = \gamma_e \boldsymbol{\beta_e} ,$$

où $\boldsymbol{\beta_e}$ est le vecteur vitesse normalisée des électrons. Les équations fondamentales (Éq. 1.12, 1.13, 1.14, 1.15) deviennent :

$$\triangle\phi + k_p^2 \left(1 - \frac{n_e}{n_{e0}}\right) = 0 , \tag{1.16}$$
$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + c\boldsymbol{\nabla} \cdot \left(\frac{n_e \boldsymbol{u_e}}{\gamma_e}\right) = 0 , \tag{1.17}$$
$$\Box \boldsymbol{a} - k_p^2 \frac{n_e}{n_{e0}} \frac{\boldsymbol{u_e}}{\gamma_e} - \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{\nabla}\phi = \boldsymbol{0} , \tag{1.18}$$
$$\frac{\partial}{\partial t}(\boldsymbol{u_e} - \boldsymbol{a}) + c\boldsymbol{\nabla}(\gamma_e - \phi) = \boldsymbol{0} . \tag{1.19}$$

avec $k_p = \sqrt{e^2 n_{e0}/\varepsilon_0 m_e c^2}$ le nombre d'onde de l'onde de plasma. On rappelle également la pulsation plasma correspondante comme étant $\omega_p = ck_p$.

1.2.2 Modèle 1D : régime linéaire et non-linéaire

1.2.2.1 Hypothèses 1D et conséquences

On se propose maintenant de résoudre les équations fondamentales normalisées ci-dessus dans le cas d'une impulsion très large : $k_p w_0 \gg 1$ avec w_0 une dimension transverse caractéristique du faisceau laser. On peut réduire le système à une dimension, c'est à dire que les paramètres laser-plasma ne dépendent que de (z,t), et que $\boldsymbol{\nabla} = \boldsymbol{u_z}\partial/\partial z$. La jauge de Coulomb ($\boldsymbol{\nabla}.\boldsymbol{A} = \partial A_z/\partial z = 0$) et les conditions aux limites permettent de conclure que $A_z = 0$ et donc que le potentiel vecteur est un champ transverse : $\boldsymbol{a} = \boldsymbol{a}_\perp$. Par conséquent, la partie transverse de l'Éq. 1.19 et les conditions initiales permettent également d'affirmer que le mouvement transverse des électrons est uniquement régi par le potentiel vecteur : $\boldsymbol{u}_{e,\perp} = \boldsymbol{a}$. Grâce à ce résultat, on peut réexprimer le facteur de Lorentz comme étant :

$$\gamma_e = \sqrt{\frac{1 + \boldsymbol{a}^2}{1 - \boldsymbol{\beta}_{e,\parallel}{}^2}} . \tag{1.20}$$

En adoptant le référentiel de l'impulsion laser voyageant à la vitesse c, on a $(z,t) \longrightarrow (\zeta = z - ct, \tau = t)$ (*cf.* Sec. A.1.3). Les équations fondamentales normalisées 1D sont donc :

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial \zeta^2} + k_p^2 \left(1 - \frac{n_e}{n_{e0}}\right) = 0 \ , \tag{1.21}$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial \tau} - c\frac{\partial}{\partial \zeta}\left[n_e \left(1 - \beta_{e,\parallel}\right)\right] = 0 \ , \tag{1.22}$$

$$\left(\frac{2}{c}\frac{\partial^2}{\partial \zeta \partial \tau} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial \tau^2} - \frac{n_e}{n_{e0}}\frac{k_p^2}{\gamma_e}\right)\boldsymbol{a} = \boldsymbol{0} \ , \tag{1.23}$$

$$\frac{\partial}{\partial \tau}\left(\gamma_e \beta_{e,\parallel}\right) - c\frac{\partial}{\partial \zeta}\left[\phi - \gamma_e \left(1 - \beta_{e,\parallel}\right)\right] = 0 \ . \tag{1.24}$$

1.2.2.2 Approximation quasi-statique

L'approximation quasi-statique consiste à négliger les dérivées temporelles devant les dérivées spatiales dans le référentiel se propageant avec l'impulsion laser : $\partial/\partial\tau \ll c\partial/\partial\zeta$. Cette hypothèse repose sur le fait que l'échelle temporelle $\partial\tau$ d'évolution de l'enveloppe laser (de l'ordre du temps de Rayleigh t_R, voir Sec. 1.2.4.2) est très longue devant le temps de transit d'un électron au voisinage de l'impulsion laser : $t_R \gg \tau_L$. Par conséquent, les Éq. 1.22 et 1.24 deviennent après intégration :

$$n_e \left(1 - \beta_{e,\parallel}\right) = n_{e0} \ , \tag{1.25}$$

$$\gamma_e \left(1 - \beta_{e,\parallel}\right) = \phi + 1 \ . \tag{1.26}$$

L'utilisation conjointe des Éq. 1.25 et 1.26 dans les Éq. 1.21 et 1.23 permet d'écrire les équations différentielles couplées régissant l'évolution des potentiels ϕ et $\boldsymbol{a}$ le long de l'axe de l'impulsion laser :

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial \zeta^2} - \frac{k_p^2}{2}\left[\frac{1 + \boldsymbol{a}^2}{\left(1 + \phi\right)^2} - 1\right] = 0 \ , \tag{1.27}$$

$$\left[\frac{2}{c}\frac{\partial^2}{\partial \zeta \partial \tau} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial \tau^2}\right]\boldsymbol{a} - k_p^2 \frac{\boldsymbol{a}}{1 + \phi} = 0 \ . \tag{1.28}$$

On résout numériquement l'Éq. 1.27 par la méthode des différences finies pour une impulsion gaussienne polarisée linéairement (Sec. B.1) où la norme du potentiel vecteur est :

$$a\left(r,\zeta\right) = \left|\boldsymbol{a}\left(r,\zeta\right)\right| = a_0 \exp\left(-\frac{k_p^2 \zeta^2}{4}\right)\cos\left(k_p \zeta\right) \tag{1.29}$$

où $k_p\zeta$ est la position longitudinale normalisée. Les Fig. 1.4(a) et (b) représentent le sillage laser d'une impulsion gaussienne respectivement en régime linéaire ($a \ll 1$) et régime non-linéaire ($a \gg 1$). On trace le potentiel électrostatique ϕ (courbe bleue), la perturbation en densité électronique $\delta n_e/n_{e0}$ (courbe noire) et le champ électrique longitudinal $E_z/E_0 = -k_p^{-1}\partial\phi/\partial\zeta$ (courbe verte), normalisé par $E_0 = m_e c\omega_p/e$ le champ électrique limite de déferlement non-relativiste des plasmas froids (voir Sec. 1.3 sur le piégeage).

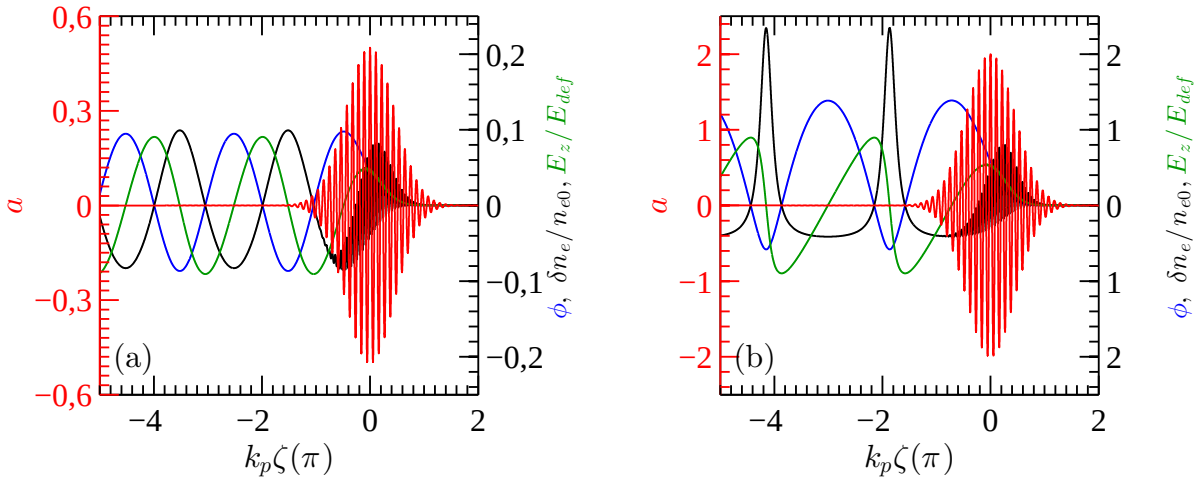


Figure 1.4 : Potentiel vecteur laser a d'une impulsion gaussienne polarisée linéairement (courbe rouge), potentiel électrostatique ϕ (courbe bleu), perturbation en densité électronique $\delta n_e/n_{e0}$ (courbe noire) et champ électrique longitudinal E_z/E_0 (courbe verte) en fonction de la position longitudinale normalisée $k_p\zeta$ pour (a) $a_0 = 0{,}5$ (régime linéaire) et (b) $a_0 = 2$ (régime non-linéaire) dans un plasma de densité électronique $n_{e0} = 5 \times 10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$.

On remarque que, pour le cas linéaire, les paramètres du plasma sont des fonctions sinusoïdales en ζ, comme cela peut-être démontré analytiquement à partir de l'Éq. 1.27. Quand $a \to 1$, l'onde n'est plus sinusoïdale. Le champ électrique longitudinal se raidit conduisant à une concentration très localisée des électrons au sein de l'onde de plasma, si bien que la période spatiale de l'onde de plasma augmente avec a_0. On constate également que la distribution en électrons au sein de l'impulsion laser est modulée par le champ électrique de cette dernière.

Ce développement théorique est limité par sa principale hypothèse : la modélisation du problème à une dimension. Or, du fait de la force pondéromotrice, l'accélération plasma par sillage laser est intrinsèquement un phénomène se déroulant sur un espace à trois dimensions. Il convient donc de développer une théorie rendant compte de cet aspect. Cependant, les équations fondamentales ne sont analytiquement pas solubles en 3D. Par conséquent, une partie de cette thèse s'appuiera sur des simulations numériques utilisant un code PIC (*Particle-In-Cell*), nommé WARP, pour discuter des résultats expérimentaux. On peut toutefois proposer une théorie pour le régime linéaire ($a \ll 1$) décrivant l'accélération d'électrons par une onde de plasma, sillage d'une impulsion gaussienne.

1.2.3 Sillage laser 3D pour une impulsion gaussienne

1.2.3.1 Hypothèse de l'approximation linéaire

Le régime est dit linéaire ($a \ll 1$) quand le plasma est faiblement perturbé par le passage d'une impulsion laser, où chaque paramètre plasma $X = (n_e, \phi, \boldsymbol{u_e}, \gamma_e)$ s'écrit comme étant $X = X_0 + \delta X$ avec X_0 sa valeur à l'équilibre et $\delta X \ll X_0$ sa perturbation. Cette dernière est composée de deux termes évoluant sur des échelles de temps différentes : la période d'un cycle optique et le temps de réponse du plasma soumis à la force pondéromotrice. Puisque

$\omega_L \gg \omega_p$, on note la perturbation variant sur une période de cycle optique $\delta_{HF}X$ (HF pour haute fréquence) et celle variant sur le temps de réponse du plasma $\delta_{BF}X$ (BF pour basse fréquence). La perturbation totale s'écrit donc : $\delta X = \delta_{HF}X + \delta_{BF}X$. Les perturbations à haute fréquence sont entrainées par l'oscillation du champ électrique de l'impulsion laser, on peut donc estimer que $\delta_{HF}X \propto a$. Ensuite, on a démontré qualitativement au cours de la discussion sur la force pondéromotrice que $F_P \propto a^2$, on a donc [6] $\delta_{BF}X \propto a^2$.

Les conditions initiales sont $\phi_0 = 0$, $\boldsymbol{u_{e0}} = \boldsymbol{0}$ et $\gamma_{e0} = 1$. n_e et ϕ étant des paramètres du plasma, on a $\delta_{HF}\phi = \delta_{HF}n_e = 0$, *i.e.* leur perturbation est en moyenne nulle sur un cycle optique. En approximant γ_e par $\sqrt{1+\delta\boldsymbol{u_e}^2} \approx 1 + \delta_{HF}\boldsymbol{u_e}^2/2$ et sachant que $\delta_{HF}\boldsymbol{u_e}^2 \propto a^2$, on en déduit que $\delta_{HF}\gamma_e = 0$. Ensuite, en sélectionnant la composante haute fréquence de l'équation Éq. 1.19, on remarque que $\delta_{HF}\boldsymbol{u_e} = \boldsymbol{a}$, ce qui confirme bien que le mouvement rapide des électrons est induit par le champ électrique de l'impulsion électromagnétique. On peut réécrire maintenant le facteur de Lorentz comme étant $\gamma_e \approx 1 + \boldsymbol{a}^2/2$.

1.2.3.2 Équations fondamentales en régime linéaire

On développe à présent les Éq. 1.19, 1.17 et 1.19 pour la dynamique de basse fréquence. Elles permettent de formuler les équations de l'onde de plasma, c'est-à-dire l'équation de la pertubation en densité électronique du plasma et celle du potentiel électrostatique résultant. En faisant l'approximation quasi-statique dans le référentiel de l'impulsion laser (voir Sec. 1.2.2.2), ces équations sont :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial\zeta^2} + k_p^2\right)(\delta_{BF}\phi) = k_p^2\frac{\boldsymbol{a}^2}{2}\ , \tag{1.30}$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial\zeta^2} + k_p^2\right)\left(\frac{\delta_{BF}n_e}{n_{e0}}\right) = \triangle\left(\frac{\boldsymbol{a}^2}{2}\right)\ . \tag{1.31}$$

On constate que la perturbation électronique et le potentiel électrostatique sont bien de l'ordre de a^2, ce qui confirme les arguments avancés lors de la discussion en Sec. 1.2.3.1. On remarque également que ces deux équations sont celles d'un oscillateur harmonique en régime d'oscillations forcées par la pression de radiation de l'impulsion laser.

Afin de déterminer l'évolution de l'enveloppe de l'impulsion laser, on développe l'Éq. 1.18 aux basses fréquences. Les conditions aux limites (plasma au repos loin de l'impulsion laser) et l'approximation quasi-statique dans le référentiel de l'impulsion laser conduisent à la formulation suivante :

$$\left(\triangle_\perp + \frac{2}{c}\frac{\partial^2}{\partial\tau\partial\zeta} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial\tau^2}\right)\boldsymbol{a} = k_p^2\left(1 - \frac{\boldsymbol{a}^2}{2} + \frac{\delta_{BF}n_e}{n_{e0}}\right)\boldsymbol{a}\ , \tag{1.32}$$

avec $\triangle_\perp$ l'opérateur laplacien transverse.

6. Une démonstration plus rigoureuse utilisant un développement de Taylor en a a été proposée par la Réf. [37] et est reprise en Annexe C.3.

1.2.3.3 Sillage laser pour une impulsion gaussienne

Afin de simplifier les calculs, on choisit d'étudier ici le sillage laser créé par une impulsion gaussienne polarisée circulairement en régime linéaire. On rappelle que l'approximation des plasmas froids reste valide pour ce type de polarisation (*cf.* discussion en Sec. 1.1.1.2). La norme du potentiel vecteur est de la forme (Sec. B.1) :

$$a\left(r,\zeta\right) = a_0 \exp\left(-\frac{r^2}{w_0^2} - \frac{\zeta^2}{L_L^2}\right) \tag{1.33}$$

avec r est la coordonnée transverse à la propagation, w_0 la dimension transverse du faisceau laser au *waist*, *i.e.* la position pour laquelle l'intensité vaut e^{-2} de l'intensité maximum. $L_L = c\tau_L/\sqrt{2\ln 2}$ est la longueur de l'impulsion laser et τ_L sa durée à mi-hauteur.

L'expression du potentiel électrostatique, dans le sillage d'une impulsion laser gaussienne, est obtenue par méthode de variation des constantes appliquée à l'Éq. 1.30 et en prenant en compte les conditions aux limites du problème (Réf. [38]) :

$$\phi\left(r,\zeta\right) = -\frac{a_0^2\,\omega_p\tau_L}{8\sqrt{\ln 2/\pi}} \exp\left(-\frac{\omega_p^2\tau_L^2}{16\ln 2}\right) \exp\left(-\frac{2r^2}{w_0^2}\right) \sin\left(k_p\zeta\right) \ . \tag{1.34}$$

Connaissant l'expression du potentiel électrostatique, on peut désormais déterminer les champs électrostatiques longitudinal et transverse, ainsi que la perturbation en densité électronique de l'onde de plasma :

$$\frac{E_z}{E_0} = \frac{a_0^2\,\omega_p\tau_L}{8\sqrt{\ln 2/\pi}} \exp\left(-\frac{\omega_p^2\tau_L^2}{16\ln 2}\right) \exp\left(-\frac{2r^2}{w_0^2}\right) \cos\left(k_p\zeta\right) \ , \tag{1.35}$$

$$\frac{E_r}{E_0} = -\frac{a_0^2\,c\tau_L}{2w_0^2\sqrt{\ln 2/\pi}} \exp\left(-\frac{\omega_p^2\tau_L^2}{16\ln 2}\right) r \exp\left(-\frac{2r^2}{w_0^2}\right) \sin\left(k_p\zeta\right) \ , \tag{1.36}$$

$$\frac{\delta_{BF} n_e}{n_{e0}} = \frac{a_0^2\,\omega_p\tau_L}{8\sqrt{\ln 2/\pi}} \exp\left(-\frac{\omega_p^2\tau_L^2}{16\ln 2}\right) \exp\left(-\frac{2r^2}{w_0^2}\right) \sin\left(k_p\zeta\right) \left\{1 + \frac{8}{w_0^2 k_p^2}\left(1 - \frac{2r^2}{w_0^2}\right)\right\} \ . \tag{1.37}$$

Les Éq. 1.35 et 1.36 conduisent à deux conclusions concernant les propriétés accélératrices et focalisantes de l'onde de plasma. Premièrement, on retrouve que le champ électrostatique longitudinal E_z/E_0 est bien une fonction sinusoïdale de $k_p\zeta$, conformément au modèle 1D dans la limite linéaire (Sec. 1.2.2.) Par conséquent, ce champ peut être accélérateur ou décélérateur. Secondement, cette analyse 3D permet de déterminer que le champ électrostatique transverse E_r/E_0 est également une fonction sinusoïdale de $k_p\zeta$, il peut être focalisant ou défocalisant. On remarque également qu'il est en retard de phase de $\pi/2$ par rapport à la composante longitudinale. Cela restreint le domaine, en phase, utile à l'accélération plasma par sillage laser où on recherche une onde accélératrice et focalisante. La Tab. 1.1 résume ces propriétés en fonction de $k_p\zeta$ pour une particule chargée négativement.

L'amplitude $E_{z,max}/E_0$ du champ électrostatique longitudinal sur l'axe ($r = 0$) est représentée sur la Fig. 1.5(a) en fonction de $\omega_p\tau_L$, une grandeur adimensionnelle caractérisant le couplage entre la période d'oscillation de l'onde de plasma et la durée de l'impulsion laser. On a choisi à titre d'exemple une impulsion de forme gaussienne avec $a_0 = 0{,}5$, $w_0 = 17\,\mu\text{m}$ et

$k_p\zeta$	$0 \to \pi/2$	$\pi/2 \to \pi$	$\pi \to 3\pi/2$	$3\pi/2 \to 2\pi$
E_z	Décélérateur	Accélérateur	Accélérateur	Décélérateur
E_r	Focalisant	Focalisant	Défocalisant	Défocalisant

Table 1.1: Propriétés du champ longitudinal (resp. transverse) E_z (resp. E_r) en fonction de la position longitudinale normalisée $k_p\zeta$ dans le référentiel de l'impulsion laser.

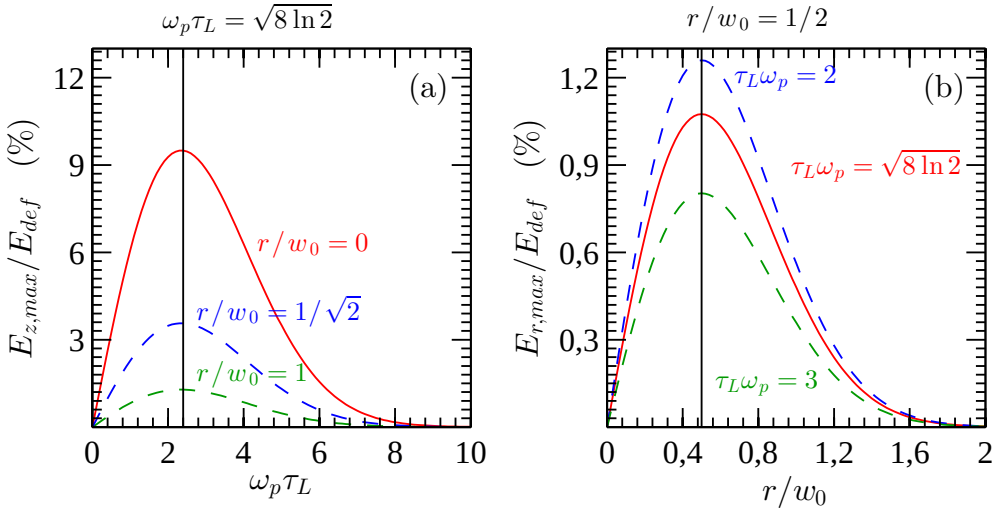


Figure 1.5 : (a) Amplitude normalisée $E_{z,max}/E_0$ du champ électrostatique longitudinal de l'onde de plasma en fonction de $\omega_p\tau_L$ et pour $r = 0$ (courbe rouge à trait plein), $r = w_0/\sqrt{2}$ (courbe bleue à tirets) et $r = w_0$ (courbe verte à tirets). Ce sillage est créé par le passage d'une impulsion gaussienne avec $a_0 = 0{,}5$, $w_0 = 17\,\mu\text{m}$ et $\tau_L = 40\,\text{fs}$. La condition de résonance $\omega_p\tau_L = \sqrt{8\ln 2}$ est indiquée par la ligne noire verticale. (b) Amplitude normalisée $E_{r,max}/E_0$ du champ électrostatique radial de l'onde de plasma en fonction de r/w_0 pour la résonance $\omega_p\tau_L = \sqrt{8\ln 2}$ (courbe rouge à trait plein), et hors-résonance $\omega_p\tau_L = 2$ (courbe bleue à tirets) et $\omega_p\tau_L = 3$ (courbe verte à tirets). Les propriétés laser sont identiques à celles utilisées en Fig. 1.5(a).

$\tau_L = 40\,\text{fs}$. On remarque que $E_{z,max}/E_0$ est maximum, quelle que soit la position transverse r/w_0 pour $\omega_p\tau_L = \sqrt{8\ln 2}$. La densité électronique correspondante à ce couplage optimal, appelé résonance, est :

$$n_{rés}\left[10^{18}\,\text{cm}^{-3}\right] = 8\ln 2\frac{m_e\varepsilon_0}{e^2\tau_L^2} \approx \frac{1{,}743\times 10^3}{\tau_L^2\,[\text{fs}^2]}\,. \tag{1.38}$$

L'amplitude $E_{r,max}/E_0$ du champ électrostatique transverse est représentée sur la Fig. 1.5(b) en fonction de la position transverse r/w_0. On note que :

1. L'intensité du champ électrostatique transverse est dix fois plus faible que celle du champ longitudinal : $E_{r,max}/E_{z,max} \approx 0{,}1$, pour les paramètres laser choisis.
2. À τ_L constant, l'intensité des champs transverses augmente lorsque la densité électronique décroît. Ce résultat indique qu'il est crucial de bien contrôler la distribution de gaz tout au long de l'accélération, au risque de modifier les propriétés de focalisation

du plasma, et donc celle du paquet accéléré. Par exemple, Sears *et al.* (Réf. [39]) ont montré la réduction de la divergence et l'augmentation de la taille d'un paquet d'électrons traversant une transition plasma-vide de dimension finie, c'est-à-dire un gradient de densité électronique.

3. Il est possible de réduire les champs transverses, sans réduire le champ accélérateur, en augmentant la taille w_0 du faisceau laser au waist. *A contrario*, on peut volontairement utiliser des faisceaux laser avec de faibles w_0 afin de préférentiellement agir transversalement sur le paquet d'électrons. Ce schéma d'interaction laser-plasma, également appelé lentille laser-plasma (Réf. [40]), est actuellement envisagé pour le transport de paquets d'électrons entre deux étages laser-plasma. Une lentille laser-plasma a également pour objectif d'améliorer et/ou conserver la qualité intrinsèque des paquets d'électrons générés/accélérés par méthode laser-plasma, sans sacrifier l'un des avantages majeurs de cette technique : la compacité.

Finalement, la perturbation en densité électronique $\delta_{BF} n_e/n_{e0}$ est donnée par l'Éq. 1.37. La distribution des électrons se compose de deux termes, une perturbation longitudinale (terme en bleu) et une perturbation transverse (terme en rouge) : $\delta n_e = \delta_{\parallel} n_e + \delta_{\perp} n_e$. Sachant que l'indice optique du plasma dépend de sa densité électronique, on peut affirmer que la répartition des électrons affecte ensuite la propagation de l'impulsion laser, ce qui n'a pas été discuté jusqu'à présent dans ce manuscrit. En effet, la forme de l'impulsion laser pour les Fig. 1.4 et 1.5 a été supposée constante. Par ailleurs, ni la diffraction d'une impulsion laser non-collimatée, ni la perte d'énergie de l'impulsion dans le plasma n'ont été abordées. Par conséquent, afin d'apprécier les limites du régime décrit ci-dessus, il est nécessaire de discuter de l'indice optique associé à un plasma, mais aussi de la diffraction et de l'atténuation d'une impulsion laser se propageant au sein d'un plasma.

1.2.4 Effets non-linéaires et limites de l'accélération plasma par sillage laser

1.2.4.1 Indice de réfraction et densité critique d'un plasma

Sachant que l'impulsion laser et l'onde de plasma sont respectivement une onde transverse et longitudinale, on montre que la relation de dispersion d'une impulsion laser se propageant au sein d'un plasma s'écrit :

$$\omega_L^2 = \omega_p^2 + c^2 k_L^2 \ . \tag{1.39}$$

Cette équation est obtenue en combinant puis projetant les Éq. 1.7 et 1.6 sur le vecteur d'onde $\boldsymbol{k_L}$ de l'impulsion laser au sein du plasma. On a également supposé ici l'impulsion laser comme étant une onde plane progressive monochromatique. L'Éq. 1.39 indique qu'il existe une densité électronique au-delà de laquelle $k_L^2 \leq 0$, *i.e.* l'impulsion électromagnétique est partiellement réfléchie et l'onde transmise est évanescente. Cette densité, appelée densité électronique critique pour une impulsion électromagnétique de longueur d'onde λ_L, s'exprime :

$$n_c \left[\mathrm{cm}^{-3}\right] = \frac{m_e \varepsilon_0 \omega_L^2}{e^2} \approx \frac{1{,}109 \times 10^{21}}{\lambda_L^2 \left[\mu\mathrm{m}^2\right]} \ . \tag{1.40}$$

Afin de décrire l'évolution de l'impulsion lors de sa propagation, on définit sa vitesse de

phase $v_{\varphi,L}$ et sa vitesse de groupe $v_{g,L}$ comme étant :

$$v_{\varphi,L} = \frac{\omega_L}{k_L} = c\sqrt{1 + \frac{\omega_p^2}{c^2 k_L^2}}\,, \tag{1.41}$$

$$v_{g,L} = \frac{d\omega_L}{dk_L} = \frac{c}{\sqrt{1 + \frac{\omega_p^2}{c^2 k_L^2}}}\,. \tag{1.42}$$

L'indice optique d'un milieu pour l'impulsion laser est défini par $\eta_p = c/v_{\varphi,L} = v_{g,L}/c$. Esarey *et al.* (Réf. [41]) ont montré que, en régime linéaire ($a^2 \ll 1$), l'indice optique d'un plasma sous-dense ($\omega_p \ll \omega_L$) s'écrit :

$$\eta_p \simeq 1 - \frac{\omega_p^2}{2\omega_L^2}\left(1 - \frac{a^2}{2} + \frac{\delta_{||} n_e}{n_{e0}} + \frac{\delta_{\perp} n_e}{n_{e0}} + \frac{\triangle n_p}{n_{e0}}\right)\,, \tag{1.43}$$

avec $\triangle n_p = \triangle n\,(r/r_0)^2$ la distribution électronique d'un canal préformé à la forme parabolique de taille r_0 et d'amplitude $\triangle n$. Cette expression suppose que la perturbation électronique est petite ($|\triangle n/n_{e0}| \ll 1$ et $|\delta n_e/n_{e0}| \ll 1$), et illustre les différentes contributions du plasma lors de son interaction avec une impulsion laser en régime linéaire. On constate que l'expression de l'indice optique η_p est similaire au terme de droite de l'équation d'onde en régime linéaire (Éq. 1.32). Le terme additionnel $\triangle n_p/n_{e0}$ décrit un canal plasma préformé permettant de guider les impulsions laser, contrant ainsi la diffraction naturelle de l'impulsion laser qui est une des limitations de l'accélération plasma par sillage laser.

Afin de discuter de l'Éq. 1.43 et de ses conséquences pour la propagation de l'impulsion, on étudie quantitativement la distribution spatiale des vitesse de groupe et de phase d'une impulsion laser gaussienne polarisée linéairement avec $a_0 = 0{,}5$, $w_0 = 17\,\mu\text{m}$ et $\tau_L = 40\,\text{fs}$ pour $n_{e0} = 5 \times 10^{18}\,\text{cm}^{-3}$. On représente sur la Fig. 1.6(a) la vitesse de groupe normalisée $\delta v_{g,L}/c = (v_{g,L} - v_{g,\infty})/c$ en fonction de $k_p\zeta$, sur l'axe ($r/w_0 = 0$), où $v_{g,\infty}$ est la vitesse de groupe de l'impulsion laser pour $k_p\zeta \to +\infty$. On trace également sur la Fig. 1.6(b) la vitesse de phase normalisée $\delta v_\varphi/c = (v_{\varphi,L} - v_{\varphi,0})/c$ en fonction de r/w_0, au centre de l'impulsion ($k_p\zeta = 0$), avec $v_{\varphi,0}$ la vitesse de phase de l'impulsion laser pour $r/w_0 = 0$. On souligne que les courbes de la Fig. 1.6 ont été tracées dans le cadre de l'hypothèse quasi-statique.

- Auto-compression (*Self-compression*) :
  Comme observé sur la Fig.1.6(a), le front arrière ($k_p\zeta \leq 0$) de l'impulsion laser se déplace plus rapidement que le front avant ($k_p\zeta \geq 0$). L'accumulation de cet effet conduit à comprimer longitudinalement l'impulsion laser. L'auto-compression peut ainsi optimiser le couplage entre l'impulsion laser et l'onde de plasma. En effet, une impulsion légèrement trop longue avant interaction ($L_L \gtrsim \lambda_p$), et donc hors-résonance, sera comprimée par le plasma jusqu'à atteindre la résonance (Réf. [42, 43]). Une compression temporelle de l'impulsion est équivalente à un élargissement en longueur d'onde, décalant le front avant de l'impulsion vers le bleu et le front arrière vers le rouge. Ceci a été utilisé pour diagnostiquer l'interaction laser-plasma (Réf. [44, 45]).

- Auto-focalisation (*Self-focusing*) :
  Lorsque $|\delta n_e/n_{e0}| \ll a$, le terme dominant de l'indice optique est $1 + a^2/2$. Il provient

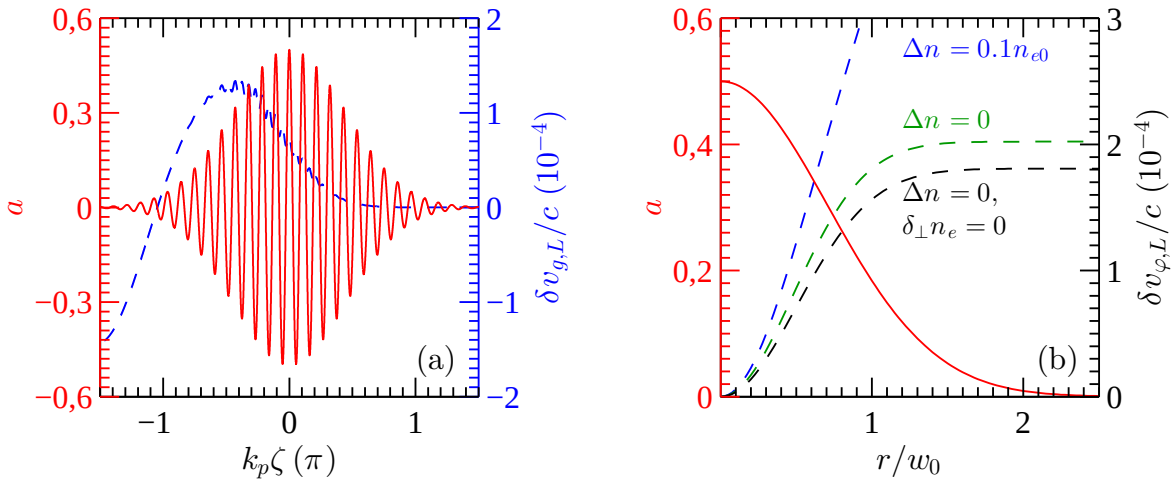


Figure 1.6 : (a) Potentiel vecteur normalisé a (courbe rouge à trait plein) et vitesse de groupe normalisée $\delta v_{g,L}/c$ (courbe bleue à tirets) en fonction de la dimension longitudinale normalisée $k_p\zeta$, sur axe $(r/w_0 = 0)$, pour une impulsion gaussienne polarisée linéairement avec $a_0 = 0{,}5$, $w_0 = 17\,\mu\text{m}$ et $\tau_L = 40\,\text{fs}$ dans un plasma de densité électronique $n_{e0} = 5 \times 10^{18}\,\text{cm}^{-3}$. (b) Potentiel vecteur normalisé a (courbe rouge à trait plein) et vitesse de phase normalisée $\delta v_{\varphi,L}/c$, au centre de l'impulsion laser $(k_p\zeta = 0)$, en fonction de la dimension transverse normalisée r/w_0, en présence seulement d'auto-focalisation (courbe bleue à tirets), puis en présence d'auto-focalisation et d'auto-guidage (courbe verte à tirets), enfin enprésence d'auto-focalisation, d'auto-guidage et d'un canal plasma préformé d'amplitude $\Delta n = 0{,}1 n_{e0}$ et idéalement couplé à l'impulsion laser (courbe noire à tirets).

de l'oscillation relativiste des électrons au sein de l'impulsion laser dont la dynamique a été décrite par les Réf. [46–49]. On définit usuellement une puissance laser critique P_c au-delà de laquelle ce mécanisme devient non-négligeable devant la diffraction naturelle de l'impulsion. Elle s'exprime comme étant :

$$P_c = 2c \left(\frac{e}{r_e}\right)^2 \left(\frac{\omega_L}{\omega_p}\right)^2 , \tag{1.44}$$

avec r_e le rayon classique de l'électron (Réf. [50]). Pratiquement, on écrit que $P_c\,[\text{GW}] \approx 17\omega_L^2/\omega_p^2$, ce qui donne une puissance critique de 3 TW pour les expériences réalisées au cours de cette thèse. Les résultats décrits aux Chap. 4 et 5 ont été obtenus avec une impulsion laser de puissance $P_L \gg P_c$. Par conséquent, l'auto-focalisation est un phénomène clé à prendre en compte pour l'interprétation des résultats expérimentaux. Elle est illustrée sur la Fig. 1.6(b) par la courbe bleue à tirets représentant $\delta v_{\varphi,L}/c = f\,(r/w_0)$. On constate que la vitesse de phase augmente avec la distance transverse, ce qui induit un front d'onde incurvé. Le plasma agit donc comme une lentille convergente luttant contre la diffraction naturelle de l'impulsion laser. Il se peut même que l'action du plasma soit si prononcée que l'auto-focalisation refocalise une impulsion divergente (Réf. [51]). Néanmoins, cet effet s'arrête lorsque l'impulsion est suffisamment focalisée pour que des effets très non-linéaires, c'est-à-dire d'ordre supérieur en a, défocalisent l'impulsion (Réf. [48, 52, 53]).

- Auto-guidage (*Self-channeling*) :
  L'impulsion laser crée, dans son front descendant, un déficit d'électrons dont la distribution

est donnée par l'Éq. 1.37. Ceci équivaut localement à un canal plasma de densité électronique $\delta_\perp n_e/n_{e0}$ qui tend à limiter la diffraction naturelle de l'impulsion (Réf. [49,51,54,55]). Ce phénomène est illustré par la courbe verte à tirets de la Fig. 1.6(b) représentant $\delta v_{\varphi,L}/c = f\,(r/w_0)$ en présence d'auto-focalisation et d'auto-guidage.

- Guidage par canal plasma préformé (*Preformed density channel guiding*) :
  On peut également préformer un canal plasma, grâce à des décharges électriques par exemple, afin de renforcer le guidage intrinsèque du plasma sur l'impulsion laser (Réf. [19,51,56–63]). $\delta v_\varphi/c = f\,(r/w_0)$ est donnée par la courbe noire à tirets de la Fig. 1.6(b) pour une combinaison des trois méthodes de guidage lorsqu'un canal préformé, d'amplitude $\Delta n = 0{,}1 n_{e0}$ et idéalement couplé avec l'impulsion laser ($r_0 = w_0$), est utilisé.

1.2.4.2 Limites de l'accélération par sillage laser

Les propriétés d'une impulsion laser évoluent au cours de sa propagation au sein d'un plasma. Par conséquent, le sillage laser est également modifié, impactant ainsi la capacité de ce dernier à accélérer des électrons. Ces limitations ont des origines diverses et sont quantifiées par des longueurs caractéristiques suivantes :

1. Longueur de déphasage des électrons :
   Les électrons accélérés par le sillage sont relativistes ($v_e \approx c$) alors que l'impulsion laser, et donc la phase de l'onde de plasma, se déplace à la vitesse $v_{g,L} \leq c$. Les électrons se déphasent donc progressivement de l'onde de plasma jusqu'à atteindre une phase décélératrice, ce qui limite leur gain maximal d'énergie ΔW_{max}. On appelle longueur de déphasage L_φ la longueur maximale qu'un électron peut parcourir avant d'être en phase décélératrice (Réf. [64]). En régime linéaire, on estime qu'un électron est en phase accélératrice durant un temps $\lambda_p/2\,(c - v_{g,L})$ après son piégeage au sein de l'onde de plasma. La distance parcourue, par les électrons, durant ce temps est $L_\varphi = c\lambda_p/2\,(c - v_{g,L}) \approx \lambda_p/2\gamma_p^2$ pour des électrons relativistes, avec $\gamma_p = 1/\sqrt{1-\beta_p^2}$ le facteur de Lorentz de l'onde de plasma et $\beta_p = v_{g,L}/c$ la vitesse de phase normalisée de l'onde de plasma.
2. Longueur de diffraction de l'impulsion laser :
   L'accélération plasma par sillage laser requiert l'utilisation d'impulsions laser à ultra-haute intensité. Elles sont obtenues en focalisant très fortement des faisceaux laser sur un point d'interaction. Cependant, la focalisation de la lumière implique également la diffraction de cette dernière après passage du point focal. Dans le cadre des faisceaux gaussiens, l'évolution de l'enveloppe est quantifiée par une longueur de diffraction $L_{diff} = \pi z_R$ avec $z_R = \pi w_0^2/\lambda_L$ la longueur de Rayleigh définie comme étant la distance longitudinale, à partir du foyer, au bout de laquelle l'intensité de l'impulsion laser est égale à la moitié de l'intensité maximale (Réf. [65]). On définit le temps de Rayleigh comme étant $t_R = z_R/c$. On rappelle que la diffraction peut-être limitée, voire contrée, par l'auto-focalisation ou le guidage par canal plasma préformé présentés en Sec. 1.2.4.1.
3. Longueur d'épuisement laser :
   L'excitation du plasma par l'impulsion laser résulte d'un transfert d'énergie de l'impulsion vers le milieu *via* la force pondéromotrice (Réf. [66, 67]). L'énergie contenue dans l'impulsion diminue donc au cours de la propagation afin d'entretenir l'onde de

plasma. La dynamique de cet amortissement est caractérisée par une longueur d'épuisement laser $L_{ép}$.

Une formulation générale semi-phénoménologique de ces longueurs, écrite dans la Tab. 1.2, a été proposé par Lu *et al.* (Réf. [64]) pour le régime linéaire et non-linéaire. Ces paramètres sont représentés en fonction de la densité électronique n_{e0} sur la Fig. 1.7 en régime linéaire et non-linéaire. Pour les paramètres expérimentaux donnés aux Chap. 4 et 5 à savoir $a_0 = 1{,}3$, $w_0 = 17\,\mu\text{m}$, $\tau_L = 40\,\text{fs}$ et $n_{e0} = 10^{19}\,\text{cm}^{-3}$, on estime que $\gamma_p \approx 8$, $L_\varphi \approx 400\,\mu\text{m}$, $L_{diff} \approx 4\,\text{mm}$, $L_{ép} \approx 2\,\text{mm}$ et $\Delta W_{max} \approx 200\,\text{MeV}$. On constate donc que le facteur limitant, pour le régime étudié, est la longueur de déphasage des électrons. On a également un ordre de grandeur sur les énergies des électrons, ce qui a permis de définir le dispositif expérimental présenté au Chap. 3.

Régime	γ_p	λ_S	L_φ	L_{diff}*	$L_{ép}$	ΔW_{max} $[/m_e c^2]$
Linéaire	$\frac{\omega_L}{\omega_p}$	$\frac{2\pi}{k_p}$	$\frac{1}{k_p}\gamma_p^2$	$\frac{\pi w_0^2}{2c}\omega_L$	$\frac{c\tau_L}{a_0^2}\gamma_p^2$	$a_0^2\gamma_p^2$
Non-linéaire	$\frac{1}{\sqrt{3}}\frac{\omega_L}{\omega_p}$	$\frac{2\pi\sqrt{a_0}}{k_p}$	$4\frac{\sqrt{a_0}}{k_p}\gamma_p^2$		$3c\tau_L\gamma_p^2$	$2a_0^2\gamma_p^2$

Table 1.2: Variables du modèle semi-phénoménologique de l'accélération plasma par sillage laser, proposé par Lu *et al.* (Réf. [64]) pour le régime linéaire et non-linéaire (3D). Ce tableau résume les formulations du facteur de Lorentz γ_p de l'onde de plasma, de la longueur d'onde du sillage λ_S, de la longueur de déphasage L_φ des électrons, de la longueur de diffraction (resp. d'épuisement) L_{diff} (resp. $L_{ép}$) de l'impulsion laser, et le gain d'énergie maximal ΔW_{max} des électrons. *On rappelle que la longueur de diffraction n'est pertinente qu'en absence de guidage (auto-focalisation, auto-canalisation, *etc.*).

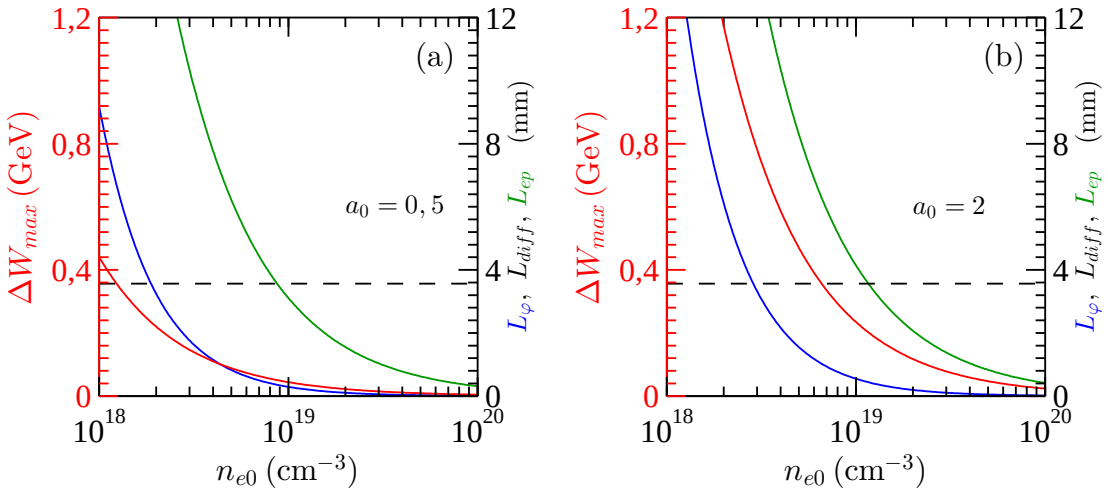


Figure 1.7 : Gain maximal d'énergie ΔW_{max} des électrons (courbe rouge à trait plein), longueur de déphasage L_φ des électrons (courbe bleue à trait plein), longueur d'épuisement laser $L_{ép}$ (courbe verte à trait plein) et longueur de diffraction L_{diff} (ligne à tirets) en fonction de la densité électronique n_{e0} pour une impulsion laser avec $w_0 = 17\,\mu\text{m}$, $\tau_L = 40\,\text{fs}$, en régime linéaire $a_0 = 0{,}5$ (a) et en régime non-linéaire $a_0 = 2$ (b).

Le modèle mentionné ci-dessus a été établi pour un mécanisme particulier d'injection d'électrons au sein de l'onde de plasma : l'auto-injection. Or, il existe actuellement de nombreuses techniques d'injection d'électrons au sein de l'onde de plasma. Puisque les propriétés des électrons dépendent du mécanisme d'injection utilisé, il convient de discuter de la dynamique et des conditions de piégeage d'électrons afin de mieux appréhender les opportunités qu'offrirait un accélérateur laser-plasma.

1.3 Injection d'électrons au sein de l'onde de plasma

1.3.1 Modèle 1D : espace des phases et conditions de piégeage

Le piégeage des électrons au sein de l'onde de plasma peut être décrit en utilisant le formalisme de la mécanique hamiltonienne où l'espace des phases longitudinal normalisé $(\zeta,u = \boldsymbol{u_e}\cdot\boldsymbol{u_z})$ est utilisé. On rappelle que ζ (resp. $u-1$) est la position (resp. moment normalisé) longitudinale de l'électron dans le référentiel se propageant avec l'impulsion laser (Sec. 1.2.1.4 et 1.2.2.1). Esarey *et al.* ont montré que l'hamiltonien $\mathcal{H}$ d'un électron dans une onde de plasma s'écrit (Réf. [68, 69]) :

$$\mathcal{H}(\zeta,u) = \gamma_e - \beta_p u - \phi \ , \tag{1.45}$$

avec β_p la vitesse de phase normalisée de l'onde de plasma et ϕ le potentiel électrostatique de l'onde de plasma, solution de l'Éq. 1.27. Le formalisme développé en Sec. 1.2.2 permet d'écrire le facteur de Lorentz des électrons comme étant $\gamma_e = \sqrt{\gamma_{e,\perp}^2 + u^2}$, avec $\gamma_{e,\perp} = \sqrt{1+a^2}$ le facteur de Lorentz transverse à la propagation de l'impulsion laser. Sachant que l'Éq. 1.45 peut-être réécrite en un polynôme d'ordre 2 en u, on détermine que le moment longitudinal normalisé des électrons, paramétré par $\mathcal{H}$, en fonction de la position ζ au sein de l'onde de plasma :

$$u(\zeta) = \beta_p\gamma_p^2(\mathcal{H}+\phi) \pm \gamma_p\sqrt{\gamma_p^2(\mathcal{H}+\phi)^2 - \gamma_{e,\perp}^2} \ . \tag{1.46}$$

On trace maintenant le portait de phase sur la Fig. 1.8(a) pour des électrons de différentes énergies, c'est-à-dire d'hamiltoniens différents. Le potentiel électrostatique ϕ utilisé est celui obtenu pour la modélisation 1D du régime non-linéaire $a_0 = 2$ (voir Fig. 1.4(b)). On constate qu'il existe deux [7] familles de trajectoires : les états libres et les états piégés, *i.e.* périodiques, correspondant respectivement aux courbes ouvertes (courbes bleues à trait plein) et aux courbes fermées (courbes rouges à trait plein). Les états libres sont les cas où les électrons sont trop lents ou trop rapides pour être capturés par l'onde de plasma. Les zones de piégeage sont délimitées par des courbes singulières (courbes vertes à trait plein) appelées séparatrices, dont l'hamiltonien est :

$$\mathcal{H}_s = \gamma_{e,\perp}/\gamma_p - \phi_{min} \ , \tag{1.47}$$

où ϕ_{min} est la valeur minimale du potentiel électrostatique de l'onde de plasma. Un électron est dans un état lié si, et seulement si, $\mathcal{H} - \mathcal{H}_s \leq 0$. Sachant que l'hamiltonien ne dépend pas explicitement du temps, on peut affirmer que $\mathcal{H} = \mathcal{H}_0$ avec $\mathcal{H}_0$ l'hamiltonien d'un électron du plasma avant interaction laser-plasma. Pour un électron au repos, $\mathcal{H}_0 = 1$, alors que

7. Pour classifier les courbes en deux familles de trajectoires, on ne considère pas la présence de structures variant à haute fréquence qui résultent du champ électrique transverse de l'impulsion laser.

$\mathcal{H}_0 = \sqrt{1+u_0^2} - \beta_p u_0$ pour un électron ayant une vitesse initiale non-nulle, *e.g.* électron d'un plasma chaud ou d'une source externe au plasma. Résoudre $\mathcal{H} - \mathcal{H}_s = 0$ en u conduit à deux résultats importants (Réf. [69]) :

1. Un électron initialement au repos peut-être piégé par l'onde de plasma si $\gamma_{e,\perp}/\gamma_p - \phi_{min} \geq 1$. Par exemple, pour le cas discuté en Fig. 1.4(a), $\gamma_\perp/\gamma_p - \phi_{min} \approx 0{,}8 \leq 1$. Les électrons initialement au repos ne peuvent donc pas être injectés dans l'onde de plasma, comme le montre la trajectoire ($k_p\zeta$,u_{froid}) d'un électron au repos dans l'espace des phases (courbe noire, Fig. 1.8(a)).
2. Les électrons peuvent être capturés par l'onde de plasma s'ils ont un moment initial u_i supérieur à :

$$u_{min} = \gamma_p\beta_p\left(\gamma_{e,\perp} - \gamma_p\phi_{min}\right) - \gamma_p\sqrt{\left(\gamma_{e,\perp} - \gamma_p\phi_{min}\right)^2 - 1}\ , \tag{1.48}$$

avec ϕ_{min} la valeur minimale du potentiel électrostatique du sillage.

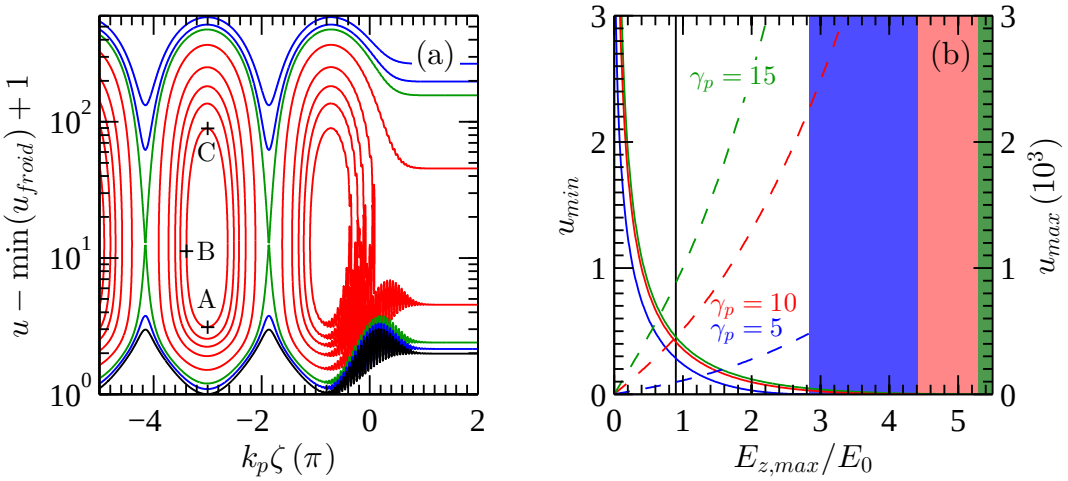


Figure 1.8 : (a) Espace des phases d'un électron au sein de l'onde de plasma décrite en Fig. 1.4(b). Les trajectoires sont normalisées par celle d'un électron initialement au repos (courbe noire). Les trajectoires fermées (courbes rouges) et ouvertes (courbes bleues) correspondent respectivement aux états piégés et libres. La séparatrice (courbe verte) délimite ces deux états. (b) Conditions de piégeage sur u_{min} (courbes à trait plein) et gain maximal u_{max} (courbes à tirets) des électrons au sein de l'onde de plasma pour différentes vitesses de phase : $\gamma_p = 5$ (courbes vertes), $\gamma_p = 10$ (courbes rouges) et $\gamma_p = 15$ (courbes bleues). Le régime dépeint en Fig. 1.8(a) correspond à l'intersection de la ligne verticale noire et des courbes rouges. Les zones de couleurs indiquent les régimes pour lesquels l'onde de plasma ne peut exister sans déferler.

Après avoir été piégé, un électron décrit une trajectoire oscillante au sein de la structure de l'onde de plasma. Par exemple, on suppose qu'un électron est capturé au point A de la Fig.1.8(a), situé à $k_p\zeta \approx -3\pi$ avec $\beta_e \leq \beta_p$. Puisque l'électron est plus lent que l'onde de plasma et que le champ électrostatique du sillage est nul à cette position (voir Fig. 1.4(b)), l'électron s'éloigne de l'impulsion laser en se déplaçant vers les $k_p\zeta$ négatifs. Le champ électrostatique subi par l'électron devient alors accélérateur, augmentant ainsi le moment de l'électron. L'électron gagne donc progressivement en vitesse (transition A→B), si bien qu'il finit par se mouvoir plus rapidement (transition B→C) que la phase de l'onde de plasma,

i.e. l'impulsion laser. Il atteint ensuite une région du sillage où le champ électrostatique est décélérateur (transition C→A) et perd ainsi l'énergie gagnée : on retrouve ici la notion de déphasage abordée précédemment (voir Sec. 1.2.4.1).

Dans le cadre des plasmas froids, il a été montré que les extrema du potentiel électrostatique $\phi_m = \{\phi_{min}; \phi_{max}\}$ dépendent du champ électrostatique maximal $E_{z,max}$ de l'onde de plasma tels que (Réf. [68]) :

$$\phi_m = \frac{1}{2}\left(\frac{E_{z,max}}{E_0}\right)^2 \pm \beta_p \sqrt{\left[1+\frac{1}{2}\left(\frac{E_{z,max}}{E_0}\right)^2\right]^2 - 1}\ . \tag{1.49}$$

Cette équation permet d'illustrer sur la Fig. 1.8(b), d'une part, la condition de piégeage en u_{min} en fonction du champ électrostatique maximal normalisé $E_{z,max}/E_0$ de l'onde de plasma (courbes à trait plein) et, d'autre part, de déterminer le moment maximal u_{max} (courbes à tirets) qu'une onde de plasma peut transmettre à un électron. En effet, Esarey *et al.* (Réf. [68]) ont montré que pour le régime étudié, c'est-à-dire $\gamma_p \Delta\phi \gg 1$ et $\gamma_p^2 \gg 1$, on a : $u_{max} \simeq 2\gamma_p^2 (\phi_{max} - \phi_{min})$.

On constate que le moment minimum u_{min} requis pour qu'un électron soit piégé décroît avec l'amplitude du champ électrique $E_{z,max}/E_0$ jusqu'à s'annuler [8] en $E_{déf}/E_0 = \sqrt{2(\gamma_p - 1)}$ (Réf. [70]). $E_{déf}$ représente le champ électrique au-delà duquel, en régime relativiste, les électrons déferlent, c'est-à-dire lorsqu'ils se libèrent de leur mouvement collectif au sein du plasma, endommageant ainsi l'onde de plasma. Le déferlement se produit lorsque les électrons du plasma, au cours de leur oscillation, acquièrent une vitesse s'approchant de la vitesse de phase de l'onde. Les trajectoires des électrons du plasma se croisent et donc leur vitesse moyenne sur une oscillation n'est plus nulle. Ce gain de moment leur permet de se libérer du mouvement collectif et, pour certains, d'être piégés puis accélérés au sein de l'onde de plasma. La capacité d'une onde de plasma à piéger des électrons dépend également de sa vitesse de phase, comme en témoigne la Fig. 1.8(b). En effet, on note que plus la vitesse de phase est faible ($\gamma_p \searrow$) moins la condition de piégeage est restrictive ($u_{min} \searrow$). En revanche, on remarque également que le moment maximum décroît avec la vitesse de phase, réduisant ainsi l'efficacité de l'accélérateur laser-plasma.

1.3.2 Revue de littérature des mécanismes laser-plasma d'injection d'électrons

1.3.2.1 Courant d'obscurité et sillage laser auto-modulé

Pour un plasma chaud, certains électrons peuvent avoir une vitesse suffisante pour satisfaire la condition de piégeage (Éq. 1.48), et ainsi être capturés par l'onde de plasma. Esarey *et al.* (Réf. [71]) ont estimé qu'on peut piéger $\sim 100\,\mathrm{pC}$ pour un plasma de longueur 1 mm avec $n_{e0} = 10^{19}\,\mathrm{cm}^{-3}$ ($\gamma_p = 10$), $E_{def}/E_0 = 2$ et $\beta_{th}^2 = k_B T_e/m_e c^2 = 10^{-3}$, soit une température $T_e \sim 500\,\mathrm{eV}$. Cette valeur [9] peut être atteinte lorsqu'on utilise des impulsions longues ($\sim 1\,\mathrm{ps}$)

8. On peut montrer qu'il faut $E_{z,max}/E_0 = \sqrt{2(\gamma_p - 1)}$ pour que $u_{min} = 0$. Par ailleurs, on a supposé que $\gamma_\perp = 1$, ce qui est valide dans le sillage. On ne discute pas ici du cas de l'auto-modulation et des instabilités Raman, car le plasma est supposé en résonance avec l'impulsion laser : $\omega_p \tau_L \sim \sqrt{8 \ln 2}$.

9. On rappelle que cette température électronique relativement élevée n'est nullement en contradiction avec l'hypothèse des plasmas froids utilisée pour décrire le sillage laser (voir Sec. 1.1.1.2).

chauffant le plasma (Réf. [33]). Cette injection, due à un effet thermique, est connue comme étant le courant d'obscurité (*dark current*).

De plus, pour une impulsion longue devant la longueur d'onde ($L_L \gg \lambda_p$), on dit que le sillage est auto-modulé (Réf. [51, 72–74]). Il se décompose longitudinalement en une multitude d'impulsions de longueur $\sim \lambda_p$ car l'indice optique η_p oscille longitudinalement à cause de la perturbation longitudinale en densité électronique $\delta_{||} n_e/n_{e0}$. Ce régime est également propice à l'apparition d'instabilités Raman chauffant le plasma, ce qui est favorable au piégeage d'électrons au sein de l'onde de plasma. Cela a conduit à la production de paquets d'électrons contenant $\sim 1\,\mathrm{nC}$ selon une distribution électronique de Boltzmann de température $\sim 10\,\mathrm{MeV}$ (Réf. [16, 75, 76]). Bien que cette méthode d'injection d'électrons du plasma offre une solution compacte, ce type d'accélérateur d'électrons, également appelé accélérateur plasma par sillage laser auto-modulé (*self-modulated LWFA*), a trois inconvénients majeurs.

1. Le gain en énergie est faible ($\sim 10\,\mathrm{MeV}$) car la longueur de déphasage est courte ($L_\varphi \sim 50\,\mu\mathrm{m}$).
2. Les paquets d'électrons ont une importante dispersion en énergie (distribution exponentielle) due à une injection continue.
3. Le régime de fonctionnement d'un tel accélérateur est fortement hors-résonance, ce qui réduit l'effacité énergétique de l'interaction.

Ces limitations réduisent ainsi les applications d'une telle source d'électrons. Par conséquent, on préférera des techniques d'injection faisant appel à des impulsions plus courtes ($\tau_L \sim 10\,\mathrm{fs}$), proches de l'optimum de couplage laser-plasma ($\lambda_p \sim c\tau_L$) et à basses densités ($n_{e0} \sim 10^{18} - 10^{19}\,\mathrm{cm}^{-3} \Rightarrow L_\varphi \sim 1\,\mathrm{mm}$). On se propose à présent de brièvement résumer les schémas d'injection qui ont été étudiés à ce jour. On distingue deux types d'injection ayant pour origine :

1. Une perturbation locale d'un sillage laser stationnaire quasi-linéaire (Sec. 1.3.2.2).
2. Une évolution globale et non-linéaire de la structure du sillage laser (Sec. 1.3.2.3).

1.3.2.2 Injection optique: perturbation locale d'un sillage laser stationnaire

L'injection optique (*Optical injection techniques*) regroupe un ensemble de techniques consistant à déclencher, très localement, le processus d'injection au passage d'une impulsion laser. En pratique, les propriétés d'une impulsion laser sont plus facilement ajustables que celles d'un plasma. Par conséquent, la principale motivation de l"injection optique est d'assurer un meilleur controle de l'étendue spatio-temporelle et de l'intensité de l'injection d'électrons dans l'onde de plasma. Cela conduit *de facto* à une amélioration de la qualité et de la contrôlabilité des propriétés des paquets d'électrons. La plupart de ces mécanismes reposent sur l'utilisation d'au moins deux impulsions laser. On appelle impulsion pompe et impulsions d'injection, respectivement, l'impulsion laser créant le sillage laser et celles déclenchant l'injection d'électrons. On qualifie une impulsion (resp. injection) de copropageante et de contrapropageante (resp. longitudinale et transverse) par rapport au sens de déplacement de l'impulsion pompe. On indicera par 1 (resp. 2 et 3) les variables laser faisant référence à l'impulsion laser de pompe (resp. d'injection). Pour cette discussion, on rappelle que la force pondéromotrice d'une impulsion laser est de l'ordre de $F_P \sim (m_e c^2/\gamma_e)\,(a_0^2/r_L)$ avec $r_L = w_0$ (resp. $r_L = c\tau_L$) la taille transverse (resp. longitudinale) de l'impulsion laser. On peut distinguer plusieurs types d'injection, différant fondamentalement par leur principe physique et schématisés par la Fig. 1.9 :

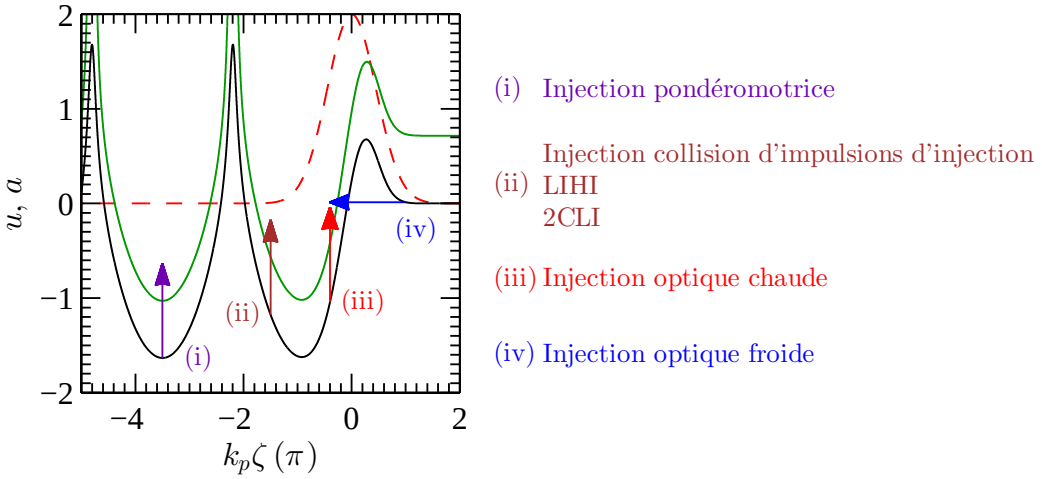


Figure 1.9 : Vue schématique d'un espace des phases pour un électron dans le sillage laser d'une impulsion laser gaussienne polarisée circulairement d'intensité pic $a_0 = 2$. La trajectoire d'un électron initialement au repos est représentée par la courbe noire. La séparatrice est réprésentée par la courbe verte. Les flèches de différentes couleurs indiquent le mouvement des électrons pour différentes injections dites « optiques ».

- Injection pondéromotrice (*Ponderomotive injection*) :
  Ce type d'injection utilise la force pondéromotrice d'une impulsion d'injection pour « pousser » les électrons dans le sillage créé par l'impulsion pompe, sans que les deux impulsions interférent. Ce processus d'injection est optimum quand $a_{0,1} \simeq a_{0,2} \simeq 2$ et $r_L \ll \lambda_p$. Plusieurs configurations ont été proposées et étudiées, notamment en Réf. [77] :

  ➢ Injection pondéromotrice tranverse :
  L'impulsion d'injection intersecte le sillage avec un angle de 90° pour déclencher localement l'injection. L'impulsion d'injection fournit aux électrons un moment supérieur au moment minimum requis pour le piégeage (Éq. 1.48).

  ➢ Injection pondéromotrice longitudinale :
  L'impulsion pompe et celle d'injection sont parallèles. Dans le cas où les impulsions laser sont contrapropageantes, il est nécessaire que leurs polarisations soient croisées afin d'éviter le battement d'onde. Dans le cas où elles sont copropageantes, l'impulsion d'injection est focalisée derrière l'impulsion pompe, c'est-à-dire dans l'onde de plasma, avec une longueur de Rayleigh plus petite que celle de l'impulsion pompe afin d'injecter localement les électrons.

- Injection induite par ionisation et assistée par accélération pondéromotrice (*Injection by Laser-induced Ionization and Ponderomotive Acceleration = LIPA*) :
  Ce mécanisme est une injection optique ne faisant appel qu'à une seule impulsion laser. Si cette dernière est suffisamment intense et focalisée ($w_0 \leq 10\,\mu\text{m}$), elle ionise les couches profondes d'éléments lourds, *e.g.* krypton ou azote, et accélèrent les électrons libres jusqu'au $\sim$ MeV *via* sa force pondéromotrice. Ce mécanisme a été observé à basse densité électronique $n_{e0} \sim 10^{16}\,\text{cm}^{-3}$ pour du krypton pur (*LD-LIPA*, Réf. [78]), puis à haute densité électronique $n_{e0} \sim 10^{19}\,\text{cm}^{-3}$ pour de l'azote pur (*HD-LIPA*, Réf. [79]) où l'accélération pondéromotrice est couplée à une accélération par sillage laser auto-modulé.

- Injection induite par ionisation de couches profondes (*Laser Injection by High-order Ionization = LIHI*) :
  Cette technique, proposée par Chen *et al.* (Réf. [80]), injecte les électrons dans le sillage laser grâce au moment résiduel issu de la photo-ionisation des couches profondes d'un gaz lourd. L'impulsion d'injection intersecte orthogonalement le sillage laser, créé par l'impulsion pompe, afin de photo-ioniser les couches restantes à ioniser. Au cours de ce processus, les électrons acquièrent un moment $u_\perp = a_0$ (voir Sec. 1.3.5), qu'on ajuste pour qu'il soit supérieur au moment minimum requis pour le piégeage. Chen *et al.* ont étudié ce mécanisme, à l'aide de simulations PIC, dans un gaz de néon et des impulsions telles que $a_{0,1} \simeq 2$ et $a_{0,2} \simeq 5$.

- Injection induite par ionisation utilisant deux impulsions de longueurs d'onde différentes (*Two-Color Laser-Ionization Injection = 2CLI*) :
  Yu *et al.* (Réf. [81]) ont récemment proposé un mécanisme, proche de la LIHI mais où l'impulsion pompe et l'impulsion d'injection ont deux longueurs d'onde différentes. Cette technique vise à réduire l'émittance et la dispersion en énergie des paquets d'électrons. En effet, photo-ioniser des couches profondes nécessite une forte intensité laser. L'impulsion d'injection crée donc également un sillage laser, ce qui n'est pas souhaité pour bien découpler l'excitation plasma de l'injection d'électrons. Sachant que la force pondéromotrice $F_P \propto a_0^2/r_L$ et que le taux d'ionisation des couches profondes croît avec $E_L \propto a_0/\lambda_L$, on peut choisir $a_{0,1}$, $a_{0,2}$, $r_{L,1}$, $r_{L,2}$, $\lambda_{L,1}$ et $\lambda_{L,2}$ tels que l'excitation du plasma par l'impulsion d'injection et l'ionisation des couches profondes par l'impulsion pompe soient négligeables. En pratique, on prend $a_{0,2} \ll 1 \leq a_{0,1} \leq 2$, $a_{0,2}^2/r_{L,2} \ll a_{0,1}^2/r_{L,1}$ et $a_{0,2}/\lambda_{L,2} \gg a_{0,1}/\lambda_{L,1}$. À l'instar des mécanismes discutés ci-dessus, des schémas d'injection longitudinale (une impulsion pompe et une impulsion d'injection) et d'injection transverse (une impulsion pompe et deux impulsions d'injection) ont été discutés par Xu *et al* (Réf. [82]).

- L'injection par collision d'impulsions (*Colliding pulse injection*) résulte d'une interférence entre deux impulsions laser de même longueur d'onde $\lambda_{L,2} = \lambda_{L,3}$. Plusieurs configurations ont été proposées et étudiées :

  ➢ Injection longitudinale par collision d'impulsions d'injection :
  Esarey *et al.* (Réf. [83,84]) ont proposé qu'un battement d'onde soit généré localement dans le sillage laser en collisionnant une impulsion d'injection copropageante avec une impulsion d'injection contrapropageante. La force pondéromotrice en résultant est utilisée pour injecter les électrons dans l'onde de plasma créée par l'impulsion pompe. Son intensité est de l'ordre de $F_{P,b} \sim (m_e c^2/\gamma_e)\,(2k_L a_{0,2} a_{0,3})$. Pour des intensités laser égales, on en déduit que $F_{P,b}/F_P \sim 4\pi r_L/\lambda_L \gg 1$ ce qui signifie que le battement d'onde peut produire une force pondéromotrice intense même pour de faibles intensités laser, minimisant ainsi l'excitation du plasma.

  ➢ Injection par collision d'impulsions pompe et d'injection :
  La manipulation de trois impulsions laser et leur synchronisation est très difficile à mettre en œuvre expérimentalement. Par conséquent, des schémas de collision d'une seule impulsion d'injection avec l'impulsion pompe ont été proposés :

    ❖ Injection longitudinale chaude par collision d'impulsions d'injection et pompe :
    Le battement d'onde entre l'impulsion pompe et l'impulsion d'injection contrapropageante crée une force pondéromotrice qui chauffe les électrons. Il en résulte une injection longitudinale des électrons dans le premier creux de l'onde de plasma

(Réf. [23, 85–88]).

❖ Injection longitudinale froide par collision d'impulsions d'injection et pompe :
Cette injection résulte du déphasage de certains électrons du mouvement collectif du plasma durant la collision entre l'impulsion pompe et l'impulsion d'injection contrapropageante. Concrètement, les électrons au repos dans le référentiel du laboratoire voyagent à la vitesse $-c$ dans le référentiel du laser, tout comme l'impulsion d'injection contrapropageante. Par conséquent, au moment de la collision, certains électrons ne voient aucun champ électrique laser dans le battement d'onde. Ils ne sont donc pas chauffés et dérivent simplement vers l'onde de plasma au sein de laquelle ils peuvent être piégés (Réf. [89, 90]).

❖ Injection transverse par collision d'impulsions d'injection et pompe :
Ce mécanisme est fondamentalement différent des autres processus d'injection par collision d'impulsions. Ici, l'impulsion d'injection entre en collision avec l'impulsion pompe transversalement. Cela déclenche temporairement une déformation du sillage laser dont la séparatrice est modifiée, conduisant *in fine* à une injection transverse des électrons dans l'onde de plasma (Réf. [40, 91]).

1.3.2.3 Évolution du sillage conduisant au piégeage d'électrons dans l'onde de plasma

Les mécanismes d'injection décrits précédemment résultent de la perturbation locale et temporaire d'un sillage laser stationnaire quasi-linéaire. On envisage à présent le cas où le sillage n'est pas stationnaire, et dont l'évolution peut conduire à l'injection d'électrons du plasma. On a vu en Sec. 1.3.1 que les électrons du plasma, initiallement au repos, ne peuvent pas être capturés par l'onde de plasma. Dans le référentiel de l'impulsion, un électron test traverse l'onde de plasma, en étant alternativement accéléré puis décéléré, et a un moment nul en moyenne. Une évolution du sillage laser, telle qu'une élongation de la structure périodique du plasma, déséquilibre ce processus. Certains électrons voyagent plus longtemps dans des champs accélérateurs si bien qu'ils acquièrent un moment suffisant pour être piégés (Éq. 1.48). La modification de la période plasma peut-être obtenue expérimentalement de différentes manières :

- Injection par variation de densité plasma (*Density transition injection*):
Sachant que $\lambda_p \propto 1/n_{e0}$, la structure périodique du plasma peut-être allongée lorsque l'impulsion laser se propage au sein d'une rampe décroissante de densité électronique (Réf. [92]). Bien que ce type de profil de densité soit naturellement présent sur des cibles gazeuses telles que le jet de gaz (Réf. [24, 93]), des travaux ont montré qu'il était possible de déclencher l'injection d'électrons en créant une rampe de densité par l'introduction d'une lame de métal (Réf. [94]) ou d'un fil (Réf. [95]) dans un jet de gaz. Il a également été montré qu'une dilatation thermique induite par une seconde impulsion laser se propageant transversalement pouvait déclencher l'injection d'électron (Réf. [96, 97]).

- Injection induite par un gradient magnétique (*Magnetic gradient injection*):
À l'instar d'un gradient de densité, la présence d'un gradient magnétique externe au plasma peut déclencher l'injection d'électrons (Réf. [98, 99]).

- Auto-injection (*Self-injection*):
En régime non-linéaire ($a_0 \gg 1$), l'intensité a_0 de l'impulsion laser croit au cours de sa propagation *via* auto-focalisation ($P_L \geq P_c$, voir Sec. 1.2.4.1). Sachant que la longueur

d'onde du sillage $\lambda_S \propto \sqrt{a_0}$, on en déduit que la structure de l'onde de plasma s'allongera au cours de la propagation, déclenchant ainsi l'injection d'électrons. Corde *et al.* (Réf. [100]) ont montré, qu'au cours d'une même interaction, les électrons pouvaient être injectés longitudinalement puis transversalement.

- Injection induite par ionisation (*Ionization-induced injection*):
  L'injection induite par ionisation consiste à ioniser une partie des électrons au voisinage du maximum d'intensité d'une impulsion laser polarisée linéairement. Ainsi, les électrons peuvent acquérir un moment longitudinal suffisamment important pour être piégés avec un moment transverse nul lors de leur dérive vers le minimum du potentiel électrostatique. Pour les densités électroniques couramment employées, ce mécanisme nécessite que l'onde de plasma soit non-linéaire ($a_0 \gg 1$), ce qui peut-être réalisé grâce à l'auto-focalisation de l'impulsion laser. Par ailleurs, il est également nécessaire d'utiliser des atomes dont une partie des électrons a une intensité d'ionisation correspondant à a_0. En effet, les électrons avec une faible énergie de liaison sont ionisés rapidement et contribuent au mouvement collectif de l'onde de plasma, alors que les électrons avec des énergies d'ionisation importantes sont ionisés au maximum du potentiel électrostatique de l'onde de plasma. Il a également été montré que l'injection induite par ionisation pouvait être transverse (Réf. [101]) et longitudinale (Réf. [102, 103]).

Parmi toutes les techniques d'injection étudiées à ce jour, on choisit d'étudier l'auto-injection (Sec. 1.3.4) et l'injection induite par ionisation (Sec. 1.3.5) pour les raisons suivantes :

1. Simplicité de mise en œuvre : une seule impulsion laser et profil de densité homogène.
2. Production plus importante de charges.
3. Compacité préservée du schéma d'accélération laser-plasma.
4. Absence de désynchronisation entre deux impulsions et de gigue (*jitter*).

Puisque ces deux mécanismes requièrent un sillage non-linéaire ($a_0 \gg 1$) favorable à l'auto-focalisation, il convient de discuter du cas où la taille de l'impulsion laser au *waist* est de l'ordre de la dimension transverse de l'onde de plasma.

1.3.3 Régime de la bulle

Contrairement au régime linéaire ($a_0 \ll 1$), les équations fondamentales 3D ne sont pas solubles analytiquement en régime non-linéaire ($a_0 \gg 1$). On a donc discuté précédemment, en Sec. 1.2.2, d'un modèle 1D simplifié décrivant analytiquement le régime non-linéaire pour des impulsions laser larges $k_p w_0 \gg 1$. Cette approximation n'est plus valide si l'impulsion laser est très focalisée : $k_p w_0 \lesssim 1$. La description d'un tel régime d'interaction nécessite le développement de codes numériques PIC. De nombreux travaux (Réf. [104–106]) ont montré une augmentation de la période du sillage λ_S, similaire au modèle 1D, mais également l'apparition de non-linéarités radiales et l'expulsion complète des électrons hors de l'axe laser. Une bulle d'ions, vide en électrons, résultant d'un équilibre entre la force pondéromotrice de l'impulsion laser et la force de rappel de la charge d'espace, se forme dans le sillage de l'impulsion laser : on parle alors de régime de la bulle (Réf. [105]). Lu *et al.* (Réf. [64]) ont montré que pour $a_0 \geq 4$ la bulle est une sphère parfaite de rayon $r_B = 2\sqrt{a_0}/k_p$. Les champs électromagnétiques $\boldsymbol{E} = (E_r, E_\theta, E_z)$ et $\boldsymbol{B} = (B_r, B_\theta, B_z)$ en son sein sont donnés par les

Réf. [106, 107] :

$$E_z \simeq \frac{k_p \zeta}{2} E_0 \ , \tag{1.50}$$

$$E_r \simeq \frac{k_p r}{4} E_0 \ , \tag{1.51}$$

$$B_\theta \simeq -\frac{k_p r}{4c} E_0 \ , \tag{1.52}$$

Ce régime a été également étudié dans le cas où la bulle est produite par la propagation d'un paquet de particules dans un plasma (Réf. [11]). Expérimentalement, l'accélération par la bulle d'électrons, provenant d'une source externe, a été démontrée au *Stanford Linear Accelerator Center* (SLAC) où un gain en énergie de $\sim 40\,\mathrm{GeV}$ a été mesuré (Réf. [108]). La bulle est une structure accélératrice de qualité car elle conserve l'émittance transverse $\epsilon_\perp$ des électrons au cours de leur accélération. En effet, le force radiale de la bulle agissant sur les électrons $F_{B,\perp} \simeq e\,(E_r - cB_\theta) \simeq ek_p r E_0/2$ est proportionnelle à r, compensant ainsi la diffraction naturelle des paquets d'électrons. On choisit donc d'étudier les mécanismes d'auto-injection et d'injection induite par ionisation dans le régime de la bulle : $a_0 \gtrsim 2$.

1.3.4 Auto-injection

Dans le cadre du régime de la bulle, l'augmentation de λ_S conduisant au piégeage d'électrons dans l'onde de plasma correspond à un allongement de la bulle. La relation entre la dynamique d'injection d'électrons dans la bulle et la vitesse d'expansion de cette dernière a été étudiée en Réf. [109–111] *via* une analyse de mécanique hamiltonienne transitoire. Il a été montré que le changement d'hamiltonien dû à l'expansion rapide de la bulle $\triangle\mathcal{H} \leq -1$ est une condition suffisante pour l'auto-injection. Malheureusement, cette condition n'est pas aisément traduisible en terme de paramètres laser-plasma expérimentaux, *e.g.* densité électronique, taille, puissance et intensité de l'impulsion laser.

Déterminer théoriquement les paramètres expérimentaux du seuil d'auto-injection d'électrons dans une bulle est très difficile car on doit rendre compte de phénomènes fortement non-linéaire : auto-focalisation, formation et évolution de la bulle, *etc.* Plusieurs approches ont été proposées pour déterminer la taille de bulle minimum requise pour piéger des électrons. Sachant que pour une bulle parfaitement sphérique $r_B \propto \sqrt{a_0}$, une condition sur r_B donne *de facto* une estimation du seuil en puissance laser P_L pour l'auto-injection. Un modèle, proposé par Kostyukov *et al.* (Réf. [112]) et supposant un hamiltonien constant, *i.e.* taille de la bulle constante, estime qu'il faut $k_p r_B \gtrsim \sqrt{2}\gamma_p$ pour que l'auto-injection d'électrons dans la bulle de plasma soit possible. Partant du constat que les résulats expérimentaux et numériques divergeaient de ce modèle[10], Thomas proposa un modèle *ad hoc* (Réf. [114]), approximant la trajectoire des électrons dans une bulle idéale par une ellipse, ce qui conduisit à déterminer la condition de piégeage suivante :

$$k_p r_B \geq 2\sqrt{\ln\left(2\gamma_p^2\right) - 1} \tag{1.53}$$

10. Thomas mentionne dans la Réf. [113] que pour $n_{e0} \sim 10^{19}\,\mathrm{cm}^{-3}$, soit $\gamma_p \sim 8$, il faut $a_0 \sim 30$ pour auto-injecter des électrons dans une bulle de plasma, ce que démentent tous les résultats publiés jusqu'à présent.

Bien que ce modèle apporte une estimation plus précise du seuil d'auto-injection, son bien-fondé quant à son origine physique a été sujet à controverse (voir les Réf. [113,115]). Sachant que, d'une part, $k_p r_B = 2\sqrt{a_0}$ pour une bulle sphérique et, d'autre part, $a_0 = 2\left(P_L/P_c\right)^{1/3}$ (Réf. [64]), on en déduit une condition d'auto-injection en terme de puissance laser :

$$P_L \geq \frac{P_c}{8}\left[\ln\left(2\gamma_p^2\right) - 1\right]^3 \tag{1.54}$$

Cette condition ne prend pas en compte la compression de l'impulsion laser, et donc l'augmentation de P_L, par le plasma au cours de l'interaction. En effet, on peut imaginer qu'une impulsion, ayant une puissance initialement inférieure à la valeur seuil, soit suffisamment comprimée pour déclencher l'auto-injection après une certaine distance de propagation. Le taux de compression d'impulsion laser se propageant sur une distance L_{prop} et de durée, dans le vide, τ_L (Réf. [43]) :

$$\frac{\triangle\tau}{\tau} = 1 - \frac{n_{e0}}{2cn_c}\frac{L_{prop}}{\tau_L} \tag{1.55}$$

On peut estimer le cas ultime, où une compression suffisante n'est atteinte qu'en fin d'interaction, c'est-à-dire après que l'impulsion ait parcouru une distance de l'ordre de la longueur d'épuisement laser $L_{dépl} \sim c\tau_L n_c/n_{e0}$ dans un milieu long. En utilisant cette correction de compression d'impulsion (facteur 1/2), l'expression de P_c (Éq. 1.44) et $\gamma_p = \sqrt{n_c/3n_{e0}}$ (Réf. [116]) où n_c est la densité critique de l'impulsion laser (voir Éq. 1.40), on peut exprimer la condition précédente en fonction de n_{e0}/n_c comme étant :

$$P_L \geq \frac{\pi\varepsilon_0 m_e^2 c^5}{2e^2}\frac{n_c}{n_{e0}}\left[\ln\left(\frac{2n_c}{3n_{e0}}\right) - 1\right]^3 . \tag{1.56}$$

Il convient de noter qu'aucun des modèles mentionnés ci-dessus ne prend en compte l'évolution de la bulle : son expansion et/ou sa déformation. Il serait donc intéressant de comparer ce modèle à des résultats expérimentaux mettant en évidence une relation empirique entre P_L et une densité n_{e0} seuil :

1. Froula *et al.* (Réf. [117]) ont estimé qu'il faut que $P_L \geq 3P_c$ pour que l'auto-injection soit possible pour $P_L = 5 - 100\,\mathrm{TW}$ et $n_{e0} = 3 - 9 \times 10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$.
2. Mangles *et al.* montrent qu'il est plus pertinent de discuter du seuil d'auto-injection en terme de $\alpha_L P_L/P_c$ où α_L est la proportion d'énergie de l'impulsion laser comprise dans un cercle de diamètre égal à la largeur à mi-hauteur (Réf. [118]). Ils rapportent également le seuil d'auto-injection, pour $P_L = 4 - 18\,\mathrm{TW}$ et $n_{e0} = 3 - 9 \times 10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$, de $\alpha_L P_L/P_c \geq 1{,}2$, soit $P_L \geq 4P_c$ pour un $\alpha_L = 0{,}3$.
3. Ces deux seuils en puissance laser ont été déterminés en supposant une absence de guidage externe, *e.g.* canal plasma préformé. Dans le cas contraire, Lu *et al.* affirme que la condition d'auto-injection peut-être réduite à $a_0 \gtrsim 2$, soit $P_L \geq P_c$ (Réf. [64]). En effet, en présence de guidage, l'énergie laser est mieux confinée si bien qu'il y a plus d'énergie utile au déclenchement de l'auto-injection.

Ces valeurs seuil peuvent être également exprimées en terme de n_{e0} :

$$P_L \geq C_{seuil}\frac{\pi\varepsilon_0 m_e^2 c^5}{e^2}\frac{n_c}{n_{e0}} , \tag{1.57}$$

avec C_{seuil} une constante numérique égale à $24, 32, 8$ pour les résultats de Froula *et al.*, Mangles *et al.* et Lu *et al.*, respectivement. On représente les seuils d'auto-injection (Éq. 1.56 et 1.57) en traçant sur la Fig. 1.10(a) la densité électronique seuil en fonction de la puissance laser. On montre également la quantité de charge accélérée en fonction de la puissance laser réduite $\alpha_L P_L/P_c$ obtenue dans la Réf. [118] sur la Fig. 1.10(b). On remarque une saturation de la quantité de charge accélérée pour $\alpha_L P_L/P_c \geq 4$. Cela est attribué à un effet de charge d'espace (*beam loading*), où la force du champ électrostatique du sillage est comparable à la force de répulsion coulombienne du paquet injecté (Réf. [119]). On note que les modèles décrits ci-dessus négligent cet effet de charge d'espace pour estimer le seuil de l'auto-injection. Bien que cela ne soit pas gênant pour décrire le début de l'auto-injection, il est clair qu'ils ne peuvent rendre compte d'une éventuelle fin d'injection due à une modification de la bulle par les électrons auto-injectés. Ce mécanisme stoppant l'injection a été observé simultanément par plusieurs groupes (Réf. [17–19]) et a conduit à la production de paquets d'électrons quasi-monoénergétique ($\triangle E_e/E_e \sim 1\%$), à haute énergie ($E_e \sim 100\,\mathrm{MeV}$) et haute charge ($Q_e \sim 10 - 100\,\mathrm{pC}$).

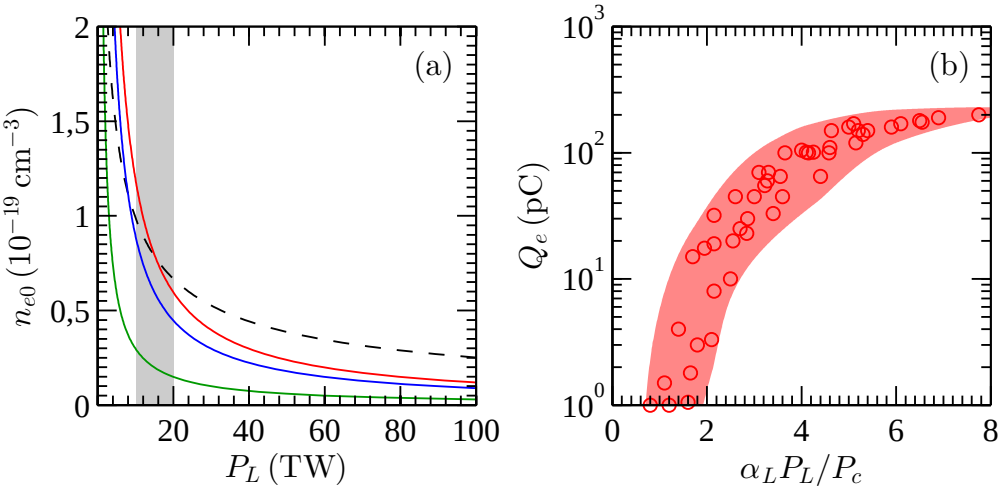


Figure 1.10 : (a) Seuil d'auto-injection en densité électronique n_{e0} en fonction de la puissance laser P_L pour les travaux de Thomas (courbe noire à tirets), Froula *et al.* (courbe bleue à trait plein), Mangles *et al.* (courbe rouge à trait plein) et Lu *et al* (courbe verte à trait plein). La partie grisée correspond à la gamme de puissance laser explorée au cours de cette thèse. (b) Charge accélérée avec une énergie supérieure à 4 MeV en fonction de la puissance laser réduite $\alpha_L P_L/P_c$ (Réf. [118]). Les cercles rouges correspondent aux mesures expérimentales dont les incertitudes sont représentées à l'aide la zone rouge.

1.3.5 Injection induite par ionisation

1.3.5.1 Un piégeage au pic d'intensité de l'impulsion laser

L'injection induite par ionisation consiste à ioniser une partie des électrons au voisinage du maximum de l'intensité d'une impulsion laser polarisée linéairement. Ainsi, les électrons peuvent acquérir un moment longitudinal suffisamment important pour être piégés avec un moment traverse nul lors de leur dérive vers le minimum du potentiel électrostatique ϕ_{min}.

On se propose de brièvement illustrer cette assertion en utilisant un modèle 1D ($k_p w_0 \gg 1$) stationnaire, proposé dans la Réf. [120] et proche de l'analyse de la Sec. 1.3.1. En d'autres termes, on utilise la conservation de l'hamiltonien pour prédire si les électrons sont susceptibles d'être piégés dans l'onde de plasma.

Des impulsions laser de forme gaussienne, polarisées linéairement et circulairement, sont utilisées pour discuter de l'injection induite par ionisation. On rappelle que l'expression de la norme du potentiel vecteur normalisé $\boldsymbol{a}$ est :

$$a\left(\zeta\right) = \left|\boldsymbol{a}\right| = a_0 \times \begin{cases} \exp\left(-\dfrac{k_p^2\zeta^2}{4}\right)\cos\left(k_p\zeta\right) & \text{(polarisation linéaire)}, \\ \exp\left(-\dfrac{k_p^2\zeta^2}{4}\right) & \text{(polarisation circulaire)}, \end{cases} \tag{1.58}$$

avec a_0 le maximum du potentiel vecteur normalisé et $k_p\zeta$ la position normalisée, dans le référentiel de l'impulsion laser, telle que $k_p = 1/L_L$ (Éq. 1.33). On dénote par un indice « i » (resp. « c ») les variables relatives à un électron tout juste ionisé (resp. capturé). L'hamiltonien d'un électron ionisé au repos ($u_{\perp,i} = 0$, $\gamma_{e,i} = 1$) en ζ_i est $\mathcal{H}_i = 1 - \phi_i$. De plus, en intégrant $\partial\left(a_\perp - u_\perp\right)/\partial\zeta = 0$ (modèle 1D, voir Sec. 1.2.2.1) entre sa position d'ionisation ζ_i et sa position de capture ζ_c, on a : $u_{\perp,c} - u_{\perp,i} = a_c - a_i \Leftrightarrow u_{\perp,c} = -a_i$, car $a_c \simeq 0$ dans l'onde de plasma. Ces résultats conduisent aux deux conclusions suivantes :

1. Le moment transverse $u_{\perp,c}$ de l'électron provient du potentiel vecteur de l'impulsion laser lors qu'il est ionisé. Sachant que $a_i = 0$ au maximum d'intensité d'une impulsion laser polarisée linéairement (Fig. B.1(a)), une telle technique d'injection produit des paquets d'électrons avec une divergence faible. Puisque la taille du paquet est également très petite ($\lesssim 5\,\mu\text{m}$), les paquets produits ont donc une émittance transverse faible.
2. L'hamiltonien de la séparatrice (Éq. 1.47) s'écrit :

$$\mathcal{H}_s = \frac{\sqrt{1+a_i^2}}{\gamma_p} - \phi_{min} \tag{1.59}$$

La condition de piégeage $\mathcal{H} = \mathcal{H}_i \leq \mathcal{H}_s$, en terme de $\triangle\phi_i = \phi_i - \phi_{min}$, équivaut donc à :

$$\triangle\phi_i \geq 1 - \sqrt{\frac{1+a_i^2}{\gamma_p^2}}\,, \tag{1.60}$$

Chen *et al.* (Réf. [120]) montrent qu'une telle condition ne peut-être atteinte pour les expériences d'accélération plasma en régime linéaire pour les densités électroniques couramment utilisées, il faut donc une interaction non-linéaire $a_0 \geq 1$.

Le piégeage d'injection induite par ionisation est analysé à l'aide la Fig. 1.11 décrivant les conditions de piégeage dans le plan de paramètres (a_0,ζ_i,γ_p,L_L). On trace sur la Fig. 1.11(a) a_0 en fonction de la position $k_p\zeta_i$ du premier électron à être ionisé et capturé par l'onde de plasma créée par une impulsion polarisée linéairement (courbes à trait plein) ou circulairement (courbe à tirets). Bien qu'une impulsion polarisée circulairement abaisse le seuil de piégeage comparée à une impulsion polarisée linéairement, cette solution ne sera pas retenue car $u_{\perp,c} = a_i \neq 0$ (Fig. B.1(b)). On remarque que, à $k_p\zeta_i$ fixé, plus l'onde de plasma est relativiste ($\gamma_p \nearrow$) et plus le seuil de piégeage augmente. On retrouve par ailleurs le seuil de $a_0 = 1{,}7$, publié dans la Réf. [120], pour une première ionisation au pic d'intensité

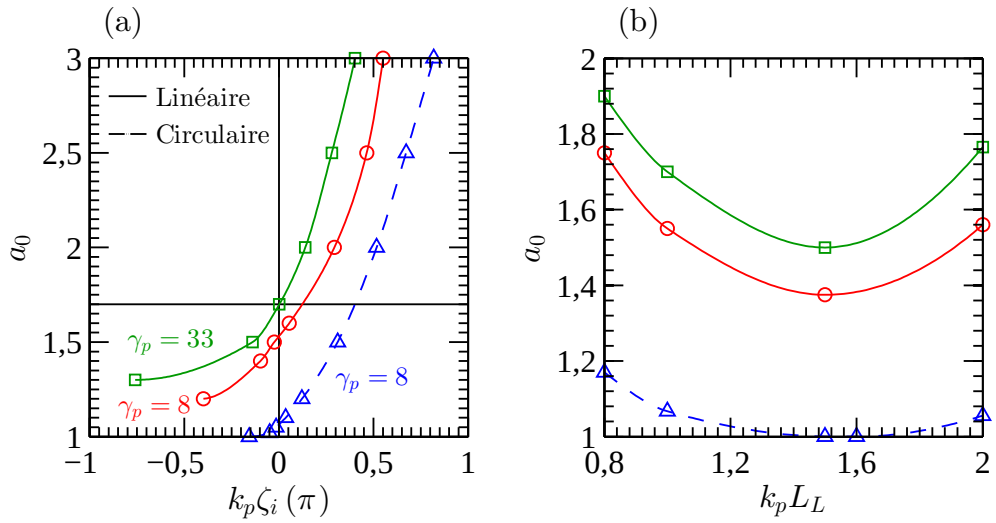


Figure 1.11 : Conditions de piégeage des électrons par injection induite par ionisation dans le plan de paramètres (a_0,ζ_i,γ_p,L_L). (a) a_0 seuil requis pour piéger un électron ionisé à la position $k_p\zeta_i$. Chaque symbole illustre le résultat d'une simulation numérique utilisant l'Éq. 1.27 pour $\gamma_p = 8$ (cercles rouges et triangles bleus) et $\gamma_p = 33$ (carrés verts, *idem* Réf. [120]). Les courbes à trait plein (resp. tirets) représentent le cas d'une impulsion polarisée linéairement (resp. circulairement). La ligne noire verticale indique la position du pic d'intensité laser et la ligne noire horizontale le seuil $a_0 = 1{,}7$ publié en Réf. [120]. (b) a_0 seuil, pour une ionisation au pic d'intensité laser ($k_p\zeta_i = 0$), en fonction de la longueur d'impulsion laser k_pL_L .

($k_p\zeta_i = 0$) conduisant au piégeage. On représente sur la Fig. 1.11(b) le a_0 seuil en fonction de la longueur de l'impulsion laser k_pL_L. On constate qu'une impulsion légèrement plus longue ($k_pL_L \simeq 1{,}6$) abaisse le seuil de l'injection induite par ionisation. Chen *et al.* (Réf. [120]) affirment également qu'une impulsion asymétrique pourrait favoriser le piégeage et améliorer la qualité des propriétés des paquets d'électrons accélérés.

On rappelle que ce modèle n'est qu'une estimation du régime étudié au cours de cet thèse. En effet, il ne prend pas en compte l'apparition d'une bulle au cours de l'interaction, et d'une éventuelle auto-injection entrant en compétition avec l'injection induite par ionisation. Cependant, en se basant sur les résultats expérimentaux et numériques obtenus en Réf. [102] pour $\gamma_p \approx 8$, on considèrera que le seuil d'injection induite par ionisation est $a_0 = 1{,}7$ pour discuter des travaux présentés dans cette thèse. De plus, on considèrera que les lois d'échelles (Tab. 1.2, Réf. [64]) de l'onde de plasma sont valides dans le cadre de l'injection induite par ionisation car elles ne dépendent que des propriétés de la bulle, et non des méthodes d'injection.

1.3.5.2 L'ionisation des atomes

Puisque l'injection induite par ionisation fait appel à des plasmas partiellement ionisés, il convient de brièvement décrire la dynamique de photo-ionisation des atomes. Il existe principalement trois mécanismes de photo-ionisation, dont le régime est déterminé par le paramètre de Keldysh $\kappa = \sqrt{\mathcal{E}_i/2\mathcal{E}_{pond}}$ avec $\mathcal{E}_i$ l'énergie d'ionisation du i$^{\text{ème}}$ électron d'un atome et $\mathcal{E}_{pond}$ l'énergie fournie à un électron *via* la force pondéromotrice d'une impulsion

laser. Dans le cadre d'un champ électrostatique [11], les trois mécanismes de photo-ionisation sont :

1. Photo-ionisation multiple ($\kappa \gg 1$) : Plusieurs photons doivent être absorbés pour que l'électron ait une énergie supérieure au potentiel électrostatique du noyau, et donc être photo-ionisé.

2. Photo-ionisation par suppression de barrière ($\kappa \ll 1$) : La barrière de potentiel électrostatique du noyau est complètement supprimée par le champ électrique de l'impulsion laser. L'électron est alors libre. Les intensités d'ionisation I_i seuil pour différents atomes sont données dans la Tab. A.3.

3. Photo-ionisation tunnel ($\kappa \sim 1$) : Pour ce régime intermédiaire, le potentiel électrostatique du noyau est suffisamment déformé pour que l'électron traverse la barrière de potentiel par effet tunnel. Le taux d'ionisation $\mathcal{T}_i$, en s^{-1}, pour la photo-ionisation tunnel, a été décrit par Keldysh (Réf. [122]) pour des atomes hydrogénoïdes :

$$\mathcal{T}_i = 4\omega_a \left(\frac{\mathcal{E}_i}{\mathcal{E}_H}\right)^{5/2} \frac{E_a}{E_L} \exp\left[-\frac{2}{3}\frac{E_a}{E_L}\left(\frac{\mathcal{E}_i}{\mathcal{E}_H}\right)^{3/2}\right] , \tag{1.61}$$

avec la pulsation atomique $\omega_a = 4{,}139 \times 10^{-16}\,\mathrm{s}^{-1}$, le rayon de Bohr $a_B = 4\pi\varepsilon_0\hbar^2/m_e e^2 = 5{,}292 \times 10^{-11}\,\mathrm{m}$, le champ électrique atomique $E_a = e/4\pi\varepsilon_0 a_B^2 = 5{,}150 \times 10^{-11}\,\mathrm{V.m}^{-1}$, l'énergie d'ionisation de l'atome d'hydrogène $\mathcal{E}_H = 13{,}6\,\mathrm{eV}$. Un modèle plus compliqué pour les atomes non-hydrogènoïdes, le modèle Ammosov-Delone-Krainov (ADK), est détaillé en Réf. [123] et est utilisé dans les simulations PIC effectuées au cours de cette thèse.

L'injection induite par ionisation nécessite l'utilisation d'un milieu gazeux contenant une fraction d'atomes ayant des électrons dont l'intensité d'ionisation I_i est de l'ordre de l'intensité pic $I_{L,max}$ de l'impulsion laser. Afin de séparer spatialement et temporellement l'injection d'électrons de la création de l'onde de plasma, on choisit des atomes dont la structure électronique comporte un trou (*gap*) en $\mathcal{E}_i$. Parmi les atomes du tableau périodique des éléments pour lesquels cette condition est satisfaite, ceux examinés dans la littérature sont le carbone (C), l'azote (N), l'oxygène (O), l'argon (Ar) et le néon (Ne). Les énergies de liaison de ces atomes sont données par la Tab. A.2. La fraction d'ionisation ξ_i de ces atomes utilisant l'Éq. 1.61 est représentée pour une impulsion laser polarisée circulairement, de durée $\tau_L = 40\,\mathrm{fs}$, d'intensité $a_0 = 3$ (Fig. 1.12(a)) et $a_0 = 1{,}3$ (Fig. 1.12(b)). En pratique, la majorité des expériences utilisent des mélanges gazeux composés principalement d'hydrogène (H) ou d'hélium (He) auquel on ajoute une fraction de C, N, O, Ar ou Ne, qu'on appelera dopants par la suite.

11. Bien qu'on ne puisse considérer une impulsion laser comme un champ électrostatique (réf. [121]), on choisit ici cette représentation pour une discussion qualitative de l'ionisation en champ fort.

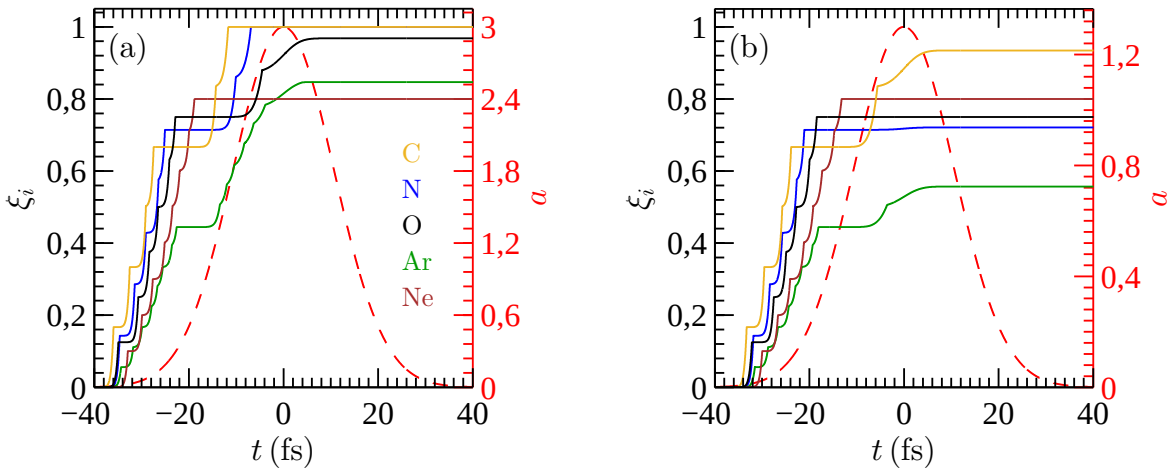


Figure 1.12 : Fraction d'ionisation ξ_i pour un atome de carbone (jaune), d'azote (bleu), d'oxygène (noir), d'argon (vert) et de néon (marron) pour une impulsion laser polarisée circulairement, de durée $\tau_L = 40\,\text{fs}$, d'intensité $a_0 = 3$ (a) et $a_0 = 1{,}3$ (b). L'intensité de l'impulsion laser en fonction du temps t est représentée par les courbes rouges à tirets.

1.3.5.3 Effets de l'ionisation sur le sillage laser

Outre la défocalisation d'une impulsion laser dûe à l'ionisation (Réf. [124–127]), il convient de vérifier que l'ionisation n'affecte pas significativement le sillage laser et ses propriétés.

Pour cela, on trace le potentiel (resp. champ) électrostatique sur la Fig. 1.13(a) (resp. (b)) à partir de l'équation du sillage non-linaire (Éq. 1.27) en prenant en compte l'ionisation à la position $k_p\zeta_i$ d'un dopant en proportion χ_i relative au composant principal. On trace pour une impulsion gaussienne polarisée circulairement, d'intensité $a_0 = 1{,}3$ et de longueur $k_pL_L = 1$, les propriétés du sillage laser sans ionisation (courbe noire), avec ionisation à partir du pic d'intensité ($k_p\zeta_i = 0$) et $\chi_i = 0{,}5$ (courbe verte), avec ionisation à partir de $k_p\zeta_i = 0{,}5$ et $\chi_i = 0{,}1$ (courbe dorée), avec ionisation à partir de $k_p\zeta_i = -0{,}5$ et $\chi_i = 0{,}1$ (courbe bleue). On constate que, d'une part, la concentration de dopants affecte peu la dynamique d'injection et d'accélération, et que, d'autre part, l'influence de la position d'ionisation n'est pas symétrique. En effet, sachant que $F_P \propto a^2$, un électron ionisé tardivement recevra peu d'énergie et est déphasé du mouvement collectif des électrons du plasma.

Contrairement à l'auto-injection qui nécessite une élongation de la bulle pour piéger des électrons, l'injection induite par ionisation ne s'arrête que lorsque l'énergie laser devient insuffisante pour entretenir un sillage non-linéaire, ou lorsqu'il n'y a plus d'ionisation. Par conséquent, l'injection induite par ionisation est en théorie continue, ce qui est une entrave à la production de paquets d'électrons mono-énergétiques. Cependant, des schémas ont été proposés pour surmonter cette limitation : création de plasmas ultra-courts (Réf. [120, 128]), utilisation de l'auto-focalisation pour stopper le piégeage (Réf. [129, 130]).

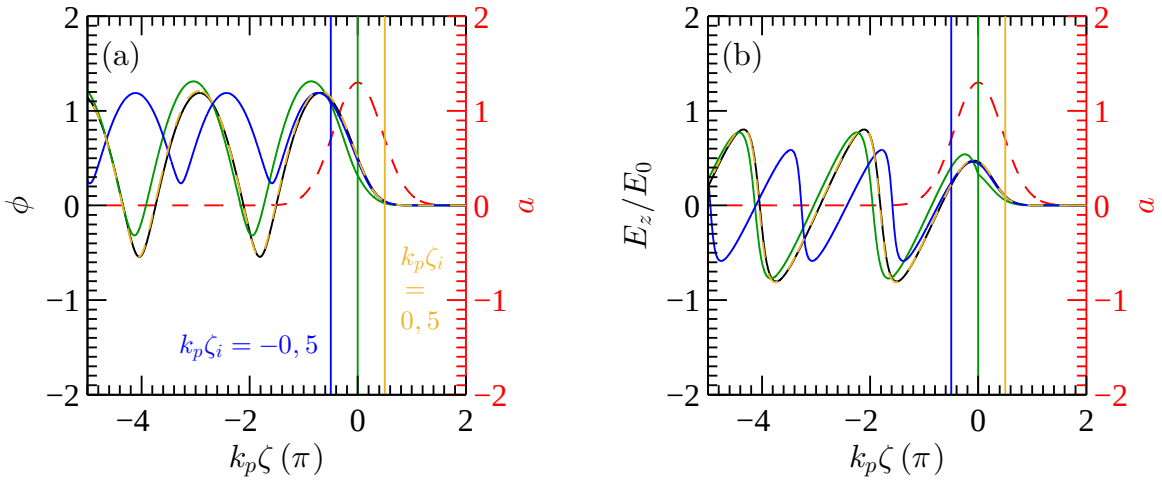


Figure 1.13 : Influence de l'ionisation des atomes sur la forme du sillage laser. On représente sur la Fig. 1.13(a) (resp. 1.13(b)) le potentiel électrostatique (resp. champ électrostatique longitudinal) de l'onde de plasma pour une impulsion gaussienne polarisée circulairement, d'intensité $a_0 = 1{,}3$ et de longueur $k_pL_L = 1$. L'intensité de l'impulsion laser en fonction de la position $k_p\zeta_i$ est représentée par les courbes rouges à tirets. Les propriétés du sillage pour un plasma pré-ionisé sont données par les courbes noires, confondues avec les courbes jaunes. Ces dernières représentent le cas où l'ionisation commence à partir de $k_p\zeta_i = 0{,}5$ pour $\chi_i = 0{,}1$. Les courbes bleues (resp. vertes) illustrent le cas où $k_p\zeta_i = -0{,}5$ et $\chi_i = 0{,}1$ (resp. $k_p\zeta_i = 0$ et $\chi_i = 0{,}5$).

1.4 Rayonnement bêtatron

Lors de l'accélération plasma par sillage laser, les électrons oscillent transversalement et génèrent un rayonnement électromagnétique dans le domaine X : le rayonnement bêtatron. Afin de discuter de ce phénomène, on donnera le formalisme utilisé pour décrire tout rayonnement émis un électron relativiste accéléré (Sec. 1.4.1), puis on utilisera le modèle de la bulle de plasma pour déterminer les caractéristiques spectrales et spatiales du rayonnement bêtatron émis par un électron (Sec. 1.4.2) et un paquet d'électrons (Sec. 1.4.3).

1.4.1 Généralités sur le rayonnement d'un électron relativiste

1.4.1.1 Rayonnement d'un électron relativiste

En électromagnétique classique, les potentiels retardés de Liénard-Wiechert, satisfaisant la jauge de Lorenz (Éq. C.8), décrivent les effets électromagnétiques créés par une charge ponctuelle en mouvement. Une particule de charge q et de vitesse $\boldsymbol{\beta_e}$, se trouvant à l'origine d'un repère à l'instant t, génère un potentiel scalaire ϕ_{ret} et un potentiel vecteur $\boldsymbol{A_{ret}}$ en un point M de l'espace repéré par le vecteur $\boldsymbol{r}$:

$$\phi_{ret} = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0}\frac{1}{r - \boldsymbol{\beta_e}\cdot\boldsymbol{r}}\,, \tag{1.62}$$

$$\boldsymbol{A_{ret}} = \frac{q\mu_0}{4\pi}\frac{\boldsymbol{\beta_e}}{r - \boldsymbol{\beta_e}\cdot\boldsymbol{r}}\,. \tag{1.63}$$

À l'aide de ces potentiels, on démontre que l'énergie rayonnée par un électron, dans la direction d'observation $\boldsymbol{n}$, par bande spectrale de largeur $d\omega$ et centrée sur une pulsation ω, pour un angle solide $d\Omega = \sin\theta d\theta d\psi$, est (Réf. [131]) :

$$\frac{d^3I}{d\omega d^2\Omega} = \frac{e^2}{16\pi^3\varepsilon_0 c}\left|\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\boldsymbol{n}\times\left[(\boldsymbol{n}-\boldsymbol{\beta_e})\times\dot{\boldsymbol{\beta}}_{\boldsymbol{e}}\right]}{(1-\boldsymbol{\beta_e}\cdot\boldsymbol{n})^2}\exp\left\{i\omega\left[t-\frac{\boldsymbol{n}\cdot\boldsymbol{r}(t)}{c}\right]\right\}dt\right|^2 . \tag{1.64}$$

On peut décomposer cette équation en plusieurs termes pour en extraire les propriétés (Réf. [132]):

1. Le terme $\dot{\boldsymbol{\beta}}_{\boldsymbol{e}}$ indique qu'il n'y pas de photons émis sans accélération/décélération de l'électron. On note $\boldsymbol{\mathcal{F}}$ la force responsable de l'accélération de ce dernier.
2. Le produit $\boldsymbol{n}\times\left[(\boldsymbol{n}-\boldsymbol{\beta}_e)\times\dot{\boldsymbol{\beta}}_{\boldsymbol{e}}\right]$ se décompose en deux termes : longitudinal et transverse. En notant $\boldsymbol{\mathcal{F}}_\perp$ (resp. $\boldsymbol{\mathcal{F}}_\parallel$) la composante de $\boldsymbol{\mathcal{F}}$ transverse (resp. parallèle) à $\boldsymbol{\beta_e}$ telle que $\boldsymbol{\mathcal{F}} = \boldsymbol{\mathcal{F}}_\perp + \boldsymbol{\mathcal{F}}_\parallel$, on a $\dot{\boldsymbol{\beta}}_{\boldsymbol{e},\parallel} \propto \boldsymbol{\mathcal{F}}_\parallel/\gamma_e^3$ et $\dot{\boldsymbol{\beta}}_{\boldsymbol{e},\perp} \propto \boldsymbol{\mathcal{F}}_\perp/\gamma_e$. On en déduit que l'émission de photons est plus efficace, *i.e.* énergie rayonnée optimale à $|\boldsymbol{\mathcal{F}}|$ fixée, si la force agissant sur les électrons est transverse à leur propagation.
3. Le facteur $(1-\boldsymbol{\beta_e}\cdot\boldsymbol{n})^{-2}$ révèle que l'énergie rayonnée est maximale quand $\boldsymbol{\beta_e}\cdot\boldsymbol{n}\to 1$, *i.e.* l'électron est relativiste ($\beta_e \simeq 1$) et se déplace vers l'observateur ($\boldsymbol{\beta_e} \parallel \boldsymbol{n}$). Cette caractéristique provient de la transformation de Lorentz. En effet, un rayonnement émis isotropiquement dans le référentiel de la particule est confiné dans un cône d'ouverture $\Theta_0 = 1/\gamma_e$ dans le référentiel du laboratoire ($\Theta_0 \sim 10\,\text{mrad}$ pour $\gamma_e \sim 100$).
4. Pour $\boldsymbol{\beta_e}\cdot\boldsymbol{n}\to 1$, on a localement $\exp\left\{i\omega\left[t-\frac{\boldsymbol{n}\cdot\boldsymbol{r}(t)}{c}\right]\right\} \simeq \exp(i\omega_\varphi t)$ avec $\omega_\varphi = \omega(1-\beta_e)$ la pulsation de la phase. L'intégration en Éq. 1.64 est non-nulle si, et seulement si, le reste de l'intégrande varie à la même fréquence que $\exp(i\omega_\varphi t)$. En notant la pulsation (resp. période) d'oscillation ω_u (resp. λ_u) des électrons, la condition en pulsation est $\omega_\varphi \sim \omega_u$. On en déduit que le rayonnement émis par l'électron a une longueur d'onde $\lambda \sim \lambda_u/2\gamma_e^2$. Ce décalage en longueur d'onde (effet Doppler) permet de produire, dans le référentiel du laboratoire, un rayonnement nanométrique (rayons X) à partir d'électrons relativistes ($\gamma_e \sim 100$) oscillant dans une structure micrométrique.

En résumé, un électron relativiste oscillant transversalement dans une structure micrométrique produit un rayonnement X anisotrope, voire collimaté, et tangentiel à la trajectoire de l'électron. Les caractéristiques spatiales et spectrales de ce rayonnement dépendent du régime d'oscillation de l'électron.

1.4.1.2 Régimes de rayonnement d'un électron relativiste oscillant dans un onduleur

On considère qu'un électron oscille dans une structure périodique nommé onduleur. On note sa période (resp. norme de vecteur d'onde, pulsation) λ_u (resp. k_u, ω_u). On suppose que la trajectoire (r,$\zeta = ct$) des électrons au sein de cet onduleur suit la loi :

$$r(\zeta) = r_u \sin(k_u\zeta) , \tag{1.65}$$

avec r_u l'amplitude d'oscillation de l'électron dans l'onduleur. On définit la « force » de l'onduleur par le paramètre K_u, comparant l'amplitude de l'excursion transverse avec la

période longitudinale d'oscillations :

$$K_u = \gamma_e r_u k_u \ . \tag{1.66}$$

Comme illustré en Fig. 1.14(a), on distingue deux régimes de mouvement d'un électron dans un onduleur :

1. Le tortilleur (*Wiggler*) :
   Si $K_u \gg 1$, l'amplitude des oscillations dans l'onduleur est grande devant la période de ce dernier, *i.e.* la période des oscillations. Le rayonnement total, compris dans un cône d'ouverture Θ_u, est une somme incohérente des impulsions émises au cours de l'oscillation.
2. L'onduleur (*Undulator*) :
   Si $K_u \ll 1$, l'amplitude des oscillations dans l'onduleur est petite devant la période de ce dernier. Le rayonnement total, compris dans un cône d'ouverture $\Theta_0 \sim 1/\gamma_e$, est le résultat d'une interférence entre toutes les impulsions émises au cours de l'oscillation.

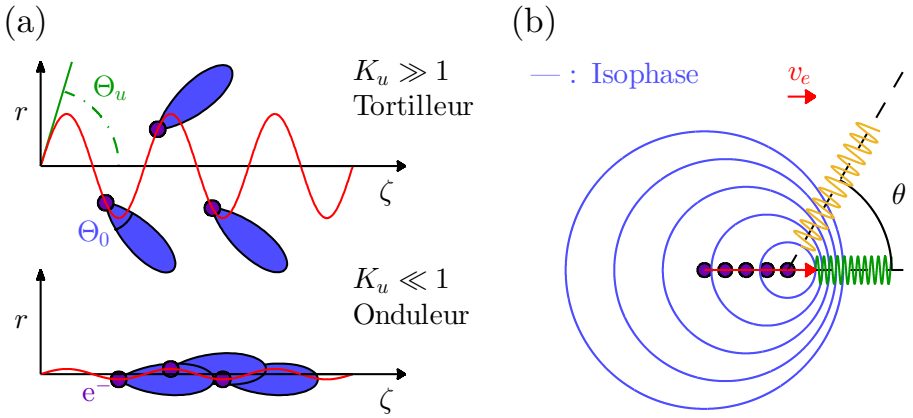


Figure 1.14 : (a) Illustration du régime du tortilleur ($K_u \gg 1$) et de l'onduleur ($K_u \ll 1$), (b) schéma de l'effet Doppler. La trajectoire d'un électron (resp. l'électron) est représentée par la courbe rouge (resp. disques violets). (a) Les lobes bleus illustrent les impulsions rayonnées au cours de l'oscillation. (b) Les isophases du rayonnement émis par l'électron sont représentées par les cercles bleus. Le rayonnement émis à $\theta = 0$ (resp. $\pi/4$) est schématisée par une sinusoïde verte (resp. jaune).

La Fig. 1.14(b) schématise l'effet Doppler présenté lors la discussion de l'Éq. 1.64. On a tracé les isophases (courbes bleues) du rayonnement émis par un électron relativiste lors de son oscillation. On constate que l'espacement entre les isophases, *i.e.* la longueur d'onde, dépend de l'angle d'observation θ. Cet effet, pour de faibles angles (Réf. [133]), se quantifie ainsi :

$$\lambda \simeq \frac{\lambda_u}{2\gamma_e^2}\left(1 + \frac{K_u^2}{2} + \gamma_e^2\theta^2\right) \ . \tag{1.67}$$

Cette formule indique que le spectre du rayonnement ne dépend pas de l'angle d'observation θ dans le cas du tortilleur ($K_u \gg 1$), contrairement à l'onduleur.

Plusieurs techniques ont été développées pour « forcer » l'oscillation d'un électron dans une structure périodique :

- Onduleur magnétique :
  Abordé par Ginzburg en 1947, Motz *et al.* proposèrent en 1951 (Réf. [134]) puis démontrèrent expérimentalement en 1953 (Réf. [135]) la production d'un rayonnement infrarouge cohérent émis par un paquet d'électrons relativistes dont l'oscillation était induite par une association d'aimants permanents centimétriques. En notant B_u (resp. λ_u, N_u) le champ magnétique (resp. la longueur, le nombre de pôles) des aimants permanents, on a $K_u = eB_u\lambda_u/2\pi m_e c$ (Réf. [133]). Sachant que les électrons proviennent en général d'un accélérateur conventionnel, et donc que leur énergie et leur courant sont relativement fixes, B_u et λ_u sont les seuls paramètres pouvant être ajustés pour satisfaire le cahier des charges lors de la conception d'une ligne de lumière. Sachant que λ_u (resp. B_u) est technologiquement limitée à $\sim 10\,\mathrm{mm}$ (resp. $\sim 1\,\mathrm{T}$, Réf. [136]), la production d'un rayonnement nanométrique nécessite des électrons avec une énergie de l'ordre du giga-électronvolt.

- Onduleur optique :
  L'utilisation d'une impulsion laser comme onduleur de période $\lambda_u = \lambda_L$ a été étudiée selon deux configurations :

  ➢ La diffusion Thomson non-linéaire est l'émission de paquets femtosecondes de photons X-UV lors de l'interaction d'électrons, initialement au repos, avec une impulsion laser ultra-intense (Réf. [137–139]). Observée pour la première fois par Chen *et al.* (Réf. [140]), ce mécanisme a depuis été étudié pour des puissances laser multi-térawatt (Réf. [141, 142]).

  ➢ La rétrodiffusion Thomson est l'émission de photons par un paquet d'électrons relativistes traversant une impulsion laser contrapropageante (Réf. [143, 144]). Plusieurs expériences ont démontré l'existence d'un tel mécanisme (Réf. [145]), avant que la production de rayonnements femtosecondes n'ait été démontrée par l'interaction d'une impulsion laser femtoseconde avec des électrons provenant d'un accélérateur conventionnel (Réf. [146]). Ta Phuoc et *al.* proposèrent un schéma n'utilisant qu'une seule impulsion laser pour produire un paquet d'électrons et les rétrodiffuser (Réf. [147]).

- Onduleur plasma :

  ➢ Le piégeage puis l'accélération d'électrons par une bulle de plasma (voir Sec. 1.3.3) peut conduire à la production de photons X (Réf. [148, 149]). Sachant qu'une bulle de plasma contient des champs électromagnétiques radiaux, une injection hors-axe, ou avec un moment transverse résiduel, des électrons dans une bulle conduit à leur oscillation transverse, nommée oscillation bêtatron. Ce mécanisme fut observé pour une bulle créée dans le sillage d'un paquets d'électrons (Réf. [150]) et d'une impulsion laser (Réf. [151]). Puisque les propriétés des photons dépendent de celles des électrons, l'observation du rayonnement bêtatron est une méthode non-instrusive pour diagnostiquer l'accélération plasma par sillage laser.

  ➢ Rykovanov *et al.* ont proposé d'accélérer des électrons dans un « sillage laser oscillant », c'est-à-dire un sillage laser généré par une impulsion laser dont le centroïde oscille autour d'une position transverse moyenne (Réf. [152]). Un tel sillage peut-être obtenu avec l'injection désaxée d'une impulsion laser dans un canal de plasma préformé.

1.4.2 Rayonnement bêtatron d'un électron relativiste

1.4.2.1 Bulle de plasma : un onduleur plasma d'électrons

La trajectoire[12] des électrons dans une bulle de plasma peut être décrite qualitativement en assimilant cette dernière à un canal ionique de rayon r_B de densité $n_{i0} = n_{e0}$. Le champ électrique en son sein est radial et s'exprime $E_r = en_{e0}r/2\varepsilon_0$. Le mouvement d'un électron dans ce canal ionique est régi par l'équation de Lorentz (Éq. 1.11) :

$$\frac{d\left(\gamma_e\beta_e\right)}{dt} = -\frac{e^2 n_{e0}}{2\varepsilon_0 m_e c} r \ . \tag{1.68}$$

Si on suppose que, d'une part, l'énergie de l'oscillation transverse est petite devant l'énergie totale et que, d'autre part, les électrons sont relativistes, on obtient que γ_e est constant et que $d\left(\gamma_e\beta_{e,r}\right)/dt \approx \gamma_e d\beta_{e,r}/dt = \gamma_e d^2r/cdt^2$. L'Éq. 1.68 devient donc :

$$\frac{d^2r}{dt^2} = -\frac{1}{2\gamma_e}\frac{e^2 n_{e0}}{\varepsilon_0 m_e c} r = -\frac{\omega_p^2}{2\gamma_e} r = -\omega_\beta^2 r \ , \tag{1.69}$$

où $\omega_\beta = \omega_p/\sqrt{2\gamma_e}$ est la pulsation bêtatron. On définit $k_\beta = k_p/\sqrt{2\gamma_e}$ (resp. $\lambda_\beta = \sqrt{2\gamma_e}\lambda_p$) le nombre (resp. longueur) d'onde de l'oscillation bêtatron. Le nombre d'oscillations bêtatron accompli par un électron dans un canal ionique est noté N_β. À tout instant t, l'électron lors d'une oscillation bêtatron est caractérisé par sa position r et sa vitesse normalisée $\beta_{e,r}$:

$$\begin{aligned} r &= r_\beta \sin\left(\omega_\beta t\right) \ , \\ \beta_{e,r} &= r_\beta k_\beta \cos\left(\omega_\beta t\right) \ , \end{aligned} \tag{1.70}$$

avec r_β l'amplitude d'oscillation bêtatron, aussi appelée taille de la source bêtatron. La capacité, ou la « force », de la bulle de plasma à faire osciller les électrons est donc (Éq. 1.66) :

$$K_\beta = \gamma_e r_\beta k_\beta = \max\left(\gamma_e\beta_{e,r}\right) = \max\left(u_\perp\right) \ . \tag{1.71}$$

On en déduit que le paramètre K_β de l'onduleur plasma est équivalent au moment normalisé radial maximum que peut acquérir un électron au cours d'une oscillation bêtatron .

1.4.2.2 Distribution spectrale du rayonnement bêtatron d'un électron relativiste

Le spectre du rayonnement bêtatron d'un électron relativiste peut-être déterminé à partir de l'Éq. 1.64 dès que la trajectoire de l'électron est connue. Dans le cas du canal d'ionique présenté en Sec. 1.4.2.1, Esarey *et. al* ont déterminé que le spectre sur axe ($\theta = 0$) est (Réf. [153]) :

$$\left.\frac{d^3I}{d\omega d^2\Omega}\right|_{\theta=0} = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{e^2}{\pi\varepsilon_0 c} \frac{\gamma_{e,\parallel}^2 N_\beta}{1 + K_\beta^2/2} \widetilde{\omega}_m \mathcal{A}_m \mathcal{S}_m \ , \tag{1.72}$$

en supposant que $\gamma_{e,\parallel}^2 \gg 1$ et $K_\beta^2/\gamma_{e,\parallel}^2 \ll 1$ où $\gamma_{e,\parallel} = \gamma_e/\sqrt{1 + K_\beta^2/2}$ est le facteur de Lorentz parallèle à la propagation de l'électron. On note $\widetilde{\omega}_m = \omega/\omega_m$ où ω_m est la pulsation de la

12. On remarque ici qu'on fait appel à un troisième référentiel, celui de la bulle se déplaçant à $v_{g,L} \approx c$, pour décrire le rayonnement bêtatron. Il convient donc de bien différencier les trois référentiels pour la suite : le référentiel du laboratoire, celui de l'électron et celui de la bulle.

m$^{\text{ème}}$ harmonique du rayonnement :

$$\omega_m = 2m\omega_\beta \frac{\gamma_{e,\parallel}^2}{1 + K_\beta^2/2} \,. \tag{1.73}$$

Le spectre de la m$^{\text{ème}}$ harmonique d'un rayonnement bêtatron est $\mathcal{S}_m = \text{sinc}^2\left[m\pi N_\beta \left(\widetilde{\omega}_m - 1\right)\right]$ et son amplitude :

$$\mathcal{A}_m = m\alpha_m \left[\mathcal{J}_{\frac{m-1}{2}}\left(\alpha_m\right) - \mathcal{J}_{\frac{m+1}{2}}\left(\alpha_m\right)\right]^2 \,, \tag{1.74}$$

où $\mathcal{J}_i$ est la fonction de Bessel de premier espèce à l'ordre i, et α_m le paramètre de la m$^{\text{ème}}$ harmonique s'exprimant :

$$\alpha_m = \frac{m\widetilde{\omega}_m K_\beta^2}{4\left(1 + K_\beta^2/2\right)} \,. \tag{1.75}$$

On remarque que, sur l'axe, seules les harmoniques impaires sont finies car $\forall i, \mathcal{A}_{2i} = 0$.

La Fig. 1.15 représentent les spectres d'un rayonnement bêtatron dans le cas de l'onduleur (a) pour $\gamma_e = 200$, $K_\beta = 10$ ($r_\beta \approx 0{,}01\,\mu\text{m}$), et celui du tortilleur (b) pour $\gamma_e = 400$, $K_\beta = 0{,}1$ ($r_\beta \approx 1{,}7\,\mu\text{m}$).

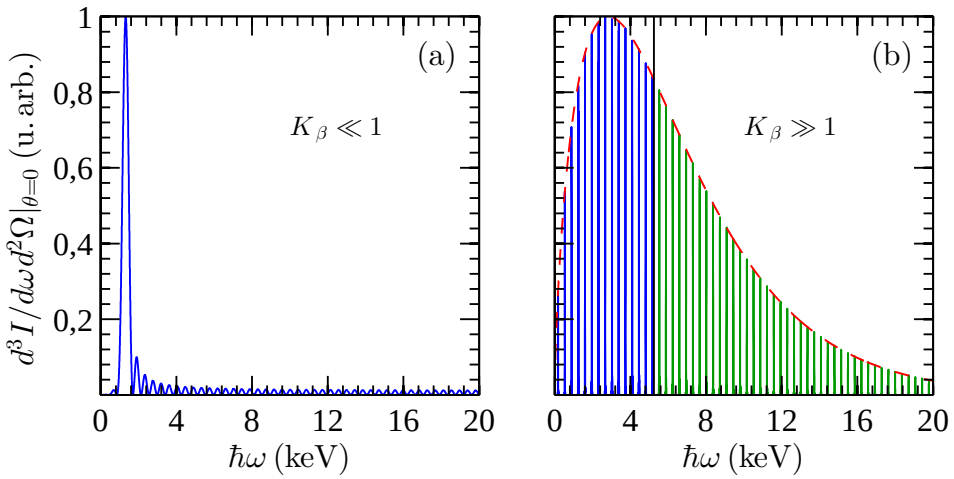


Figure 1.15 : Distributions spectrales du rayonnement bêtatron émis par un électron relativiste oscillant 3 fois ($N_\beta = 3$) dans un canal ionique de densité $n_{e0} = 10^{19}\,\text{cm}^{-3}$ pour (a) $\gamma_e = 400$, $K_\beta = 0{,}1$ et (b) $\gamma_e = 200$, $K_\beta = 10$. Pour un tortilleur ($K_\beta \gg 1$), on ne représente qu'une harmonique sur quarante afin d'illustrer qu'un spectre synchrotron (courbe rouge à tirets) est une somme d'harmoniques. (courbes à trait plein). Les courbes bleues (resp. vertes) sont des harmoniques dont l'énergie est inférieure (resp. supérieure) à $\approx 0{,}77 \times \mathcal{E}_c$ où $\mathcal{E}_c = \hbar\omega_c \approx 6{,}8\,\text{keV}$ l'énergie critique du spectre synchrotron.

Dans le régime du tortilleur ($K_\beta \gg 1$), on constate que l'ensemble des harmoniques est proche d'un spectre synchrotron de la forme :

$$\left.\frac{d^3I}{d\omega d^2\Omega}\right|_{\theta=0} = \frac{3e^2}{2\pi^3\varepsilon_0 c} N_\beta \gamma_e^2 \left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)^2 \mathcal{Y}_{2/3}^2\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right) \,, \tag{1.76}$$

où $\mathcal{Y}_{2/3}$ est la fonction de Bessel de deuxième espèce à l'ordre 2/3. On appelle pulsation critique ω_c d'un spectre synchrotron la pulsation telle que la moitié de l'énergie est rayonnée pour $\omega \leq \omega_c/2$, *i.e.* $\int_0^{\omega_c/2} \frac{dI}{d\omega} d\omega = \int_{\omega_c/2}^{+\infty} \frac{dI}{d\omega} d\omega$ [13]. Cette condition pour $d^3I/d\omega d^2\Omega$ (Fig. 1.15(b)) équivaut à $\omega = 0{,}77 \times \omega_c$, le maximum d'intensité du spectre synchrotron est atteint pour $\omega = 0{,}42 \times \omega_c$. On définit l'énergie critique $\mathcal{E}_c$ correspondante par (Réf. [153, 154]) :

$$\mathcal{E}_c = \hbar\omega_c = 3\gamma_e^2 K_\beta \hbar\omega_\beta = 3\gamma_e^3 r_\beta k_\beta \hbar\omega_\beta \ , \tag{1.77}$$

ce qui donne en unités pratiques :

$$\mathcal{E}_c\,[\mathrm{keV}] \approx 8{,}385 \times 10^{-6} \times \gamma_e^2 r_\beta\,[\mu\mathrm{m}]\, n_{e0}\left[10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}\right] \tag{1.78}$$

En utilisant la formule de Larmor (Réf. [153, 154]), la puissance moyenne rayonnée P_β durant une oscillation bêtatron est :

$$P_\beta = \frac{e^2 c}{12\pi\varepsilon_0}\gamma_e^2 k_\beta^2 K_\beta^2 = \frac{e^2 c}{12\pi\varepsilon_0}\gamma_e^4 k_\beta^4 r_\beta^2 \ . \tag{1.79}$$

Sachant que le temps d'emission est donné par $N_\beta\lambda_\beta/c$, on a alors l'énergie totale rayonnée $\mathcal{E}_\beta$:

$$\mathcal{E}_\beta = \frac{e^2}{6\varepsilon_0} N_\beta \gamma_e^2 k_\beta K_\beta^2 = \frac{e^2}{6\varepsilon_0} N_\beta \gamma_e^4 k_\beta^3 r_\beta^2 \ . \tag{1.80}$$

L'énergie rayonnée est donc plus importante pour un tortilleur que pour un onduleur. Si le rayonnement ne doit pas être nécessairement monochromatique, alors il peut être plus intéressant de travailler dans le régime du tortilleur afin de maximiser l'intensité du rayonnement bêtatron, ce qui lorsqu'on utilise le rayonnement bêtatron pour diagnostiquer *in situ* l'injection et la dynamique des électrons (Sec. 2.5 et 3.5).

1.4.2.3 Distribution spatiale du rayonnement bêtatron d'un électron relativiste

À l'instar de l'étude du spectre du rayonnement bêtatron sur axe, l'examen de sa distribution angulaire permet de diagnostiquer la dynamique des électrons au cours de l'accélération. La distribution angulaire d'un lobe rayonné par des électrons relativistes ($\gamma_e \gg 1 \Rightarrow \Theta_0 \ll 1$) oscillant selon le régime de l'onduleur (resp. tortilleur) est donnée par la Réf. [133] (resp. Réf. [153]) pour de faible angles ($\theta \ll 1$).

Dans le cas de l'onduleur, la distribution angulaire totale est similaire à celle d'un lobe, soit pour la première harmonique :

$$\frac{d^2I}{d^2\Omega} = \frac{e^2}{6\pi\varepsilon_0 c}\frac{K_\beta N_\beta \gamma_e^2 \omega_c}{\left(1+K_\beta^2/2\right)^3}\frac{1+2\widetilde{\gamma_e}^2\theta^2\left(1-2\cos^2\psi\right)+\widetilde{\gamma_e}^4\theta^4}{\left(1+\widetilde{\gamma_e}^2\theta^2\right)^5} \ \text{si}\ \mathrm{K}_\beta \ll 1, \tag{1.81}$$

avec $\widetilde{\gamma_e} = \gamma_e/\sqrt{1+K_\beta^2/2}$ le facteur de Lorentz réduit d'un électron oscillant dans le régime de l'onduleur. On représente sur la Fig. 1.16(a) la distribution spatiale du rayonnement

13. Il convient de noter qu'une autre convention est couramment utilisée : $\int_0^{\omega_c} \frac{dI}{d\omega} d\omega = \int_{\omega_c}^{+\infty} \frac{dI}{d\omega} d\omega$ (Réf. [132, 154]).

bêtatron pour le régime de l'onduleur avec $\cos^2\psi = 0$, $\cos^2\psi = 0{,}5$ et $\cos^2\psi = 1$ par des courbes à tirets rouges, verts et dorés, respectivement.

Dans le cas du tortilleur, la distribution angulaire d'un lobe est :

$$\frac{d^2I}{d^2\Omega} = \frac{7e^2}{96\pi\varepsilon_0 c}\frac{N_\beta\gamma_e^2\omega_c}{(1+\gamma_e^2\theta^2)^{5/2}}\left[1+\frac{5}{7}\frac{\gamma_e^2\theta^2}{1+\gamma_e^2\theta^2}\right] \text{ si } \mathrm{K}_\beta \ll 1, \tag{1.82}$$

On trace sur la Fig. 1.16(a) la distribution spatiale du rayonnement bêtatron pour le régime du tortilleur (courbe bleue à trait plein).

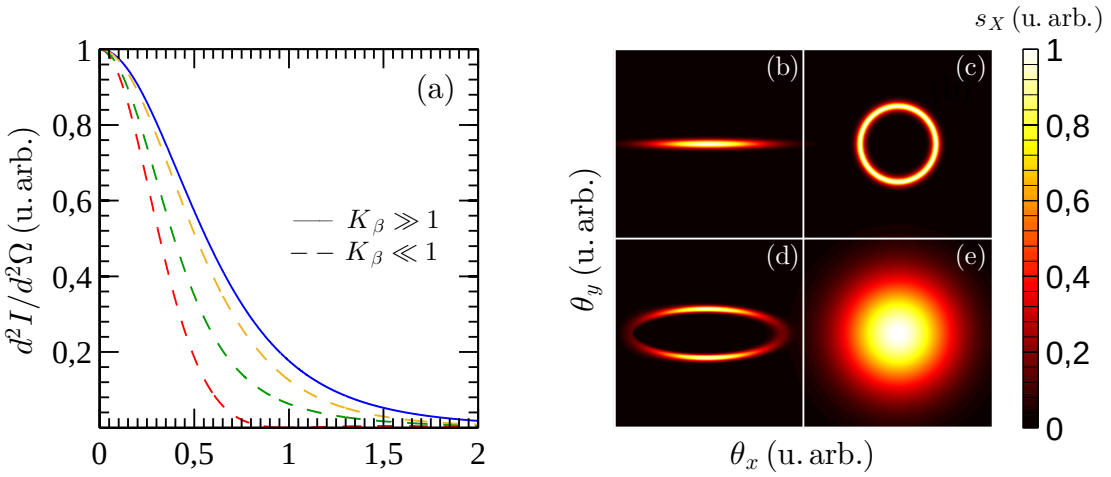


Figure 1.16 : (a) Distribution spatiale d'un lobe rayonné par un électron relativiste oscillant selon le régime de l'onduleur (courbe à tirets rouges, verts et dorés pour $\cos^2\psi = 0$, $\cos^2\psi = 0{,}5$ et $\cos^2\psi = 1$, respectivement) ou le régime du tortilleur (courbe bleue à trait plein). (b) (resp. (c),(d)) Distributions spatiales d'un faisceau rayonné par un électron relativiste oscillant linéairement (resp. elliptiquement, circulairement) selon le régime du tortilleur. (e) *Idem* que (b) pour un paquet d'électrons oscillant dans des plans différents.

Le terme rouge (resp. bleu) de l'Éq. 1.82 correspond au rayonnement avec une polarisation parallèle (resp. perpendiculaire) au plan orbital de l'électron. On constate que le rayonnement bêtatron est fortement, mais pas complètement, polarisé dans le plan orbital. La mesure de la polarisation du rayonnement bêtatron permet donc d'examiner la dynamique des électrons au cours de leur accélération (Réf. [155]). Il convient de noter que l'Éq. 1.82 ne décrit que la distribution angulaire d'un lobe dont la dimension est de l'ordre de $1/\gamma_e = \Theta_0$. Le faisceau X dans son ensemble a une structure spatiale plus complexe. En effet, au vu de la dynamique d'émission X schématisée sur la Fig. 1.14(a), l'angle caractéristique du rayonnement dans le régime du tortilleur est :

$$\Theta_\beta = \left.\frac{dr}{d\zeta}\right|_{\zeta=0} \sim r_\beta k_\beta = \frac{K_\beta}{\gamma_e} = K_\beta\Theta_0 \tag{1.83}$$

Sachant que dans le régime du tortilleur $K_\beta \gg 1 \Rightarrow \Theta_\beta \gg \Theta_0$, on en déduit qu'il n'y pas de recouvrement des lobes. Par conséquent, le motif dessiné par ces derniers peut être utilisé pour imager la dynamique des électrons dans la bulle de plasma (Réf. [156]). Des exemples de motifs du rayonnement bêtatron en régime du tortilleur sont donnés en Fig. 1.16(b-d). La

Fig. 1.16(b) (resp. (c), (d)) a été obtenue en calculant le rayonnement émis par un électron oscillant linéairement (resp. elliptiquement, circulairemment).

En réalité, le rayonnement observé n'est pas le résultat de l'oscillation d'un électron, mais d'un paquet d'électrons. Par conséquent, les différentes trajectoires et la dispersion en énergie des électrons conduisent à la production d'un rayonnement en forme de disque de diamètre Θ_β (Fig. 1.16(e)).

1.4.3 Rayonnement bêtatron d'un paquet d'électrons relativistes oscillant selon le régime du tortilleur

Ce paragraphe discute uniquement les propriétés du rayonnement émis par un paquet d'électrons relativistes oscillant selon le régime du tortilleur. Puisque le paquet d'électrons est une source incohérente, l'énergie rayonnée par un paquet de N_e électrons est :

$$\left.\frac{d^3I}{d\omega d^2\Omega}\right|_{N_e} = N_e \left.\frac{d^3I}{d\omega d^2\Omega}\right|_{N_e=1} . \tag{1.84}$$

À l'aide des expressions de l'énergie totale rayonnée (Éq. 1.80) et celle de l'énergie critique (Éq. 1.77), Kostyukov *et al.* (Réf. [148]) ont estimé le nombre de photons rayonnés N_X à :

$$N_X \simeq \frac{\mathcal{E}_\beta}{\mathcal{E}_c} = \frac{2\pi}{9}\alpha N_e N_\beta K_\beta , \tag{1.85}$$

avec $\alpha = e^2/4\pi\varepsilon_0\hbar c \approx 7{,}297 \times 10^{-3}$ la constante de structure fine. On estime ensuite la fluence d'un faisceau d'angle solide $\Omega_X = \Theta_0\Theta_\beta = K_\beta/\gamma_e^2$ (Réf. [153]) :

$$\Gamma_X = \frac{N_X}{\Omega_X} = \frac{2\pi}{9}\alpha\gamma_e^2 N_e N_\beta \simeq 5{,}6 \times 10^{-3} \times \gamma_e^2 N_e N_\beta . \tag{1.86}$$

En supposant connues la durée du faisceau τ_X et la taille de la source r_β, on estime la brillance[14] $\mathcal{B}_X$ d'une source bêtatron comme étant :

$$\mathcal{B}_X \simeq \Upsilon\frac{\Gamma_X}{\tau_X r_\beta^2} \tag{1.87}$$

$\Upsilon \approx 7{,}758\times10^{-4}$ est la proportion du spectre synchrotron contenue dans une bande de largeur $\triangle\omega/\omega = 0{,}1\%$ centrée sur $0{,}42 \times \omega_c$. Finalement, l'émittance transverse ϵ_β normalisée du paquet d'électrons est :

$$\epsilon_\beta \simeq \gamma_e\beta_e r_\beta\sqrt{\Theta_\beta\Theta_0} \simeq r_\beta\sqrt{K_\beta} \tag{1.88}$$

On estime que, pour une taille de source $r_\beta \sim 1\,\mu$m et $K_\beta \sim 1$, l'émittance des paquets accélérés $\sim 1\,\pi$mm.mrad.

Bien que l'accélération longitudinale du paquet au cours de son oscillation conduise à une modification du spectre synchrotron, les lois d'échelle pour γ_e constant (Éq. 1.85, 1.88) sont

14. La brillance d'une source de lumière synchrotron est un paramètre caractérisant la qualité optique d'un faisceau de photons en rendant compte de son intensité, sa limite de diffraction et sa qualité spectrale. Elle s'exprime en photons/s/mm^2/mrad^2/0,1%$\triangle\omega/\omega$.

également valides pour un paquet d'électrons relativistes accélérés (Réf. [132]).

1.5 Conclusion

L'accélération plasma par sillage laser repose sur l'excitation d'une onde de plasma sous-dense ($n_{e0} \lesssim 10^{19}\,\mathrm{cm}^{-3}$) par la force pondéromotrice d'une impulsion laser infrarouge ($\lambda_L = 0{,}8\,\mu\mathrm{m}$) multi-térawatt ($P_L \gtrsim 10\,\mathrm{TW}$), ultra-intense ($I_L \gtrsim 10^{18}\,\mathrm{W.cm}^{-2}$) et ultra-brève ($\tau_L \sim 10 - 100\,\mathrm{fs}$). Le champ électrostatique ($\sim 10 - 100\,\mathrm{GV/m}$), créé dans le sillage de l'impulsion laser, permet d'accélérer et de focaliser des électrons sur de courtes longueurs ($\sim 1\,\mathrm{mm}$), produisant des paquets aux propriétés remarquables :

- Charge : $10 - 100\,\mathrm{pC}$,
- Énergie : $0{,}1 - 1\,\mathrm{GeV}$, avec dispersion 1%,
- Émittance transverse : $1\,\pi$mm.mrad,
- Durée du paquet : 10 fs, *i.e.* courant : $1 - 10\,\mathrm{kA}$.

Une forte interaction entre le plasma et l'impulsion laser (auto-focalisation, auto-compression, *etc.*) ainsi que l'existence de deux régimes aux propriétés différentes ont été discutés : régime linéaire et non-linéaire. Bien que l'accélération plasma par sillage laser présente de nombreuses qualités, atteindre des ultra-hautes énergies telles que le TeV requière le développement d'une accélération multi-étages composée d'un étage injecteur, par exemple une source d'électrons laser-plasma en régime non-linéaire, et d'une suite d'étages accélérateurs en régime linéaire.

De nombreuses techniques d'injection d'électrons du plasma dans le sillage laser ont été pensées et étudiées. On a choisi au cours de cette thèse d'étudier deux mécanismes d'injection :

- Auto-injection : la création puis l'élongation d'une bulle de plasma conduit au piégeage d'électrons du plasma pour des intensités laser $a_0 \gtrsim 2$.
- Injection induite par ionisation : l'ionisation des électrons des couches profondes d'atomes lourds au voisinage du maximum de l'intensité d'une impulsion laser polarisée linéairement conduit au piégeage d'électrons dans l'onde de plasma pour de faibles intensités $a_0 \sim 1{,}7$.

Les électrons oscillent transversalement au cours de leur accélération dans le sillage laser et génèrent un rayonnement électromagnétique dans le domaine X : le rayonnement bêtatron. Ce dernier est mis en application lors du développement de nouvelles sources de lumière, profitant ainsi des qualités des électrons accélérés par sillage laser : ultra-brièveté et ultra-intensité. Outre cette application, le rayonnement bêtatron peut-être utilisé pour diagnostiquer de manière non-intrusive la dynamique des électrons au cours de leur accélération (voir Sec. 2). Deux régimes d'oscillations ont été identifiés : l'onduleur et le tortilleur. L'étude du rayonnement bêtatron est réalisée dans le régime du tortilleur où le spectre est analogue à un spectre synchrotron.

L'étude de l'accélération plasma par sillage laser a été envisagée pour différents types de cibles de gaz. Les travaux réalisés au cours de cette thèse utilisent principalement une cible en particulier : les tubes capillaires diélectriques.

Chapitre 2

Tubes capillaires diélectriques

Ce chapitre discute de la cible de gaz utilisée au cours de cette thèse : les tubes capillaires diélectriques. Après avoir introduit leur composition et géométrie, on décrira la physique du guidage d'une impulsion laser par un tube capillaire. On caractérisera ensuite la distribution en gaz le long de l'axe du tube à l'aide de développements théoriques, numériques et expérimentaux. Finalement, on présentera un diagnostic des rayons X, l'ombroscopie du rayonnement bêtatron sur les parois des tubes capillaires.

Sommaire

2.1 Introduction : panorama des cibles utilisées lors des expériences d'accélération plasma par sillage laser 54
2.2 Description d'un tube capillaire 55
2.3 Guidage de faisceaux laser dans des tubes capillaires 56
2.3.1 Théorie pour un faisceau laser parfaitement aligné sur l'axe du tube capillaire 56
2.3.2 Fluctuations de pointé laser et conséquences sur le guidage 59
2.4 Distribution de gaz au sein des tubes capillaires 60
2.4.1 Système de remplissage en gaz du tube capillaire 61
2.4.2 Description qualitative de l'écoulement de dihydrogène dans un tube capillaire 62
2.4.3 Étude numérique de l'écoulement grâce à des simulations fluides . 64
2.4.4 Caractérisation interférométrique de la densité en régime stationnaire 67
2.5 L'ombroscopie du rayonnement bêtatron sur les parois des tubes capillaires 70
2.5.1 Théorie de l'ombroscopie X 70
2.5.2 Incertitudes expérimentales de la technique de l'ombroscopie . . . 72
2.5.3 Réflexion du rayonnement bêtatron et caustiques 73
2.6 Conclusion 75

2.1 Introduction : panorama des cibles utilisées lors des expériences d'accélération plasma par sillage laser

De nombreuses cibles ont été étudiées pour confiner et distribuer le gaz lors des expériences d'accélération plasma par sillage laser. La plus utilisée d'entre elles est très certainement le jet de gaz qui consiste en un écoulement, sonique et turbulent, sortant d'une buse de diamètre de sortie millimétrique. Des cellules de gaz et des tubes capillaires, au sein desquelles s'écoule un gaz en régime laminaire, ont également été conçus. Les tubes capillaires se différencient des cellules de gaz par leur capacité à guider une impulsion laser sur des distances excédant sa longueur de Rayleigh, grâce à un gradient de la constante diélectrique selon la direction perpendiculaire à la propagation de l'impulsion laser. On qualifie de diélectrique (resp. à décharge) les capillaires dont le guidage est assuré par une paroi en verre (resp. une distribution spécifique des charges induite par une décharge).

La Tab. 2.1 résume brièvement les atouts et désavantages de chaque type de cibles pour des expériences à un seul faisceau laser se propageant dans un plasma d'hydrogène pur de longueur L_p :

Type de cible	Avantages	Désavantages	Réf.
Jet de gaz simple	Mise en œuvre simple	Volume de gaz utilisé important Mauvaise reproductibilité	[22]
Jet de gaz avec profil spécifique	Bonne reproductibilité Faible divergence	Volume de gaz utilisé important Faible charge du paquet d'électrons	[94]
Jet de gaz avec agrégats de gaz	Favorable à l'émission bêtatron	Dégradation propriétés électrons	[157]
Cellule de gaz	Bonne reproductibilité $L_p \gtrsim 0{,}5\,\mathrm{mm}$	Transition plasma-vide étendue	[21] [128]
Tube capillaire à décharge	Guidage Bonne reproductibilité	Mise en œuvre complexe $L_p \gtrsim 5\,\mathrm{mm}$ $n_{e0} \gtrsim 7 \times 10^{17}\,\mathrm{cm}^{-3}$	[19] [20]
Tube capillaire diélectrique	Guidage $\forall\, n_{e0}$ Mise en œuvre simple Bonne reproductibilité Ombroscopie	Durée de vie dépendante de la qualité et intensité laser $L_p \gtrsim 5\,\mathrm{mm}$	[158] [45] [159] [22]

Table 2.1: Résumé des avantages et désavantages des cibles gazeuses utilisées lors des expériences d'accélération plasma par sillage laser.

Des schémas plus complexes, faisant intervenir des combinaisons de types de cibles, ont également été envisagées (Réf. [24, 160]). Il est intéressant de noter que certaines cibles les plus récentes ont fait appel à une technologie prometteuse en terme de possibilité de conception : l'imprimante 3D (Réf. [161]). Outre les avantages intrinsèques aux tubes capillaires diélectriques, l'équipe ITFIP a développé au fil des ans une expertise dans leur mise en œuvre et

leur utilisation. On choisit donc ce type de cibles pour l'étude de l'accélération plasma par sillage laser. On omettra par la suite le qualificatif de « diélectrique » afin de simplifier la lecture du manuscrit.

2.2 Description d'un tube capillaire

Les tubes capillaires utilisés pour nos expériences proviennent du fabricant Friedrich & Dimmock[1]. Ils sont faits en verre flotté, un matériau représentant 90% de la production mondiale de verre (Réf. [162]) et dont les propriétés sont bien établies. Sa composition est $80\%\,SiO_2 + 15\%\,B_2O_3 + 5\%\,K_2O$ et sa constante diélectrique $\varepsilon_r \simeq 2{,}25$. Les tubes capillaires sont préparés à l'aide d'une scie à fil à diamants dont le diamètre du fil est $d_{fil} = 250\,\mu m$. Des fentes sont usinées de chaqué côté du tube capillaire pour pouvoir injecter le gaz. On suppose que les fentes perturbent peu les propriétés de guidage car le diamètre du fil est faible devant la longueur de Rayleigh de l'impulsion laser. On montre sur la Fig. 2.1 un exemple de tube capillaire, annoté de paramètres caractérisant la géométrie des tubes capillaires. En effet, une vaste gamme de paramètres, résumée en Tab. 2.2, a été étudiée au cours de cette thèse.

Paramètres	Descriptif	X_{min} (mm)	X_{max} (mm)
L_{cap}	Longueur totale du tube capillaire	8	50
$L_{\leftrightarrow}$	Distance entre les deux fentes d'entrée du gaz	4	15
$L_{\nearrow}$	Distance entre l'entrée du tube capillaire et la première fente	2	5
$L_{\searrow}$	Distance entre l'entrée du tube capillaire et la première fente	2	32,5
$L_{\dagger}$	Largeur d'une fente d'entrée du gaz	0,270	
r_{cap}	Rayon interne du tube capillaire	0,075	0,127
R_{cap}	Rayon externe du tube capillaire	5,5	

Table 2.2: Paramètres géométriques des tubes capillaires.

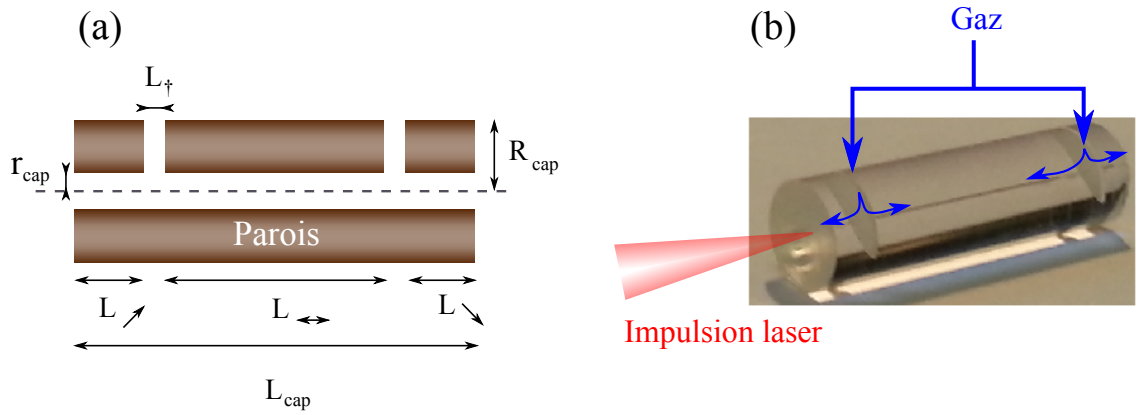


Figure 2.1 : (a) Vue schématique d'un tube capillaire, (b) photographie d'un tube capillaire.

1. www.fdglass.com

Parmi les paramètres géométriques des tubes capillaires, on se propose de discuter à présent de l'influence du rayon interne r_{cap} sur l'interaction entre l'impulsion laser et la paroi du tube capillaire.

2.3 Guidage de faisceaux laser dans des tubes capillaires

2.3.1 Théorie pour un faisceau laser parfaitement aligné sur l'axe du tube capillaire

2.3.1.1 Mode propres d'un tube capillaire

On appelle modes propres d'un tube capillaire les solutions des équations de Maxwell (Éq. C.1-C.4) satisfaisant les conditions aux limites imposées par la paroi du tube capillaire. Dans le cas d'une impulsion laser polarisée linéairement, le champ électrique transverse s'écrit comme une série de Fourier-Bessel (Annexe A.1.2, Réf. [158]) :

$$E_L\left(r,z,t\right) = \sum_{m=1}^{+\infty} E_{L,m} \mathcal{J}_0\left(k_{\perp,m} r\right) \exp\left(-k_{\parallel,m} z\right) \cos\left(\omega_L t - k_L z\right) \ , \tag{2.1}$$

avec $E_{L,m}$ le champ électrique, $k_{\perp,m}$ le nombre d'onde transverse, $k_{\parallel,m}$ le coefficient d'amortissement du m$^{\text{ième}}$ mode propre. Ils s'écrivent (Réf. [163, 164]) :

$$E_{L,m} = \frac{2}{\mathcal{J}_1\left(s_{0,m}\right)^2} \int_0^1 x \widetilde{E_L}\left(x\right) \mathcal{J}_0\left(s_{0,m} x\right) dx \ , \tag{2.2}$$

$$k_{\parallel,m} = \frac{s_{0,m}^2}{2 k_L^2 r_{cap}^3} \frac{1+\varepsilon_r}{\sqrt{\varepsilon_r - 1}} \ , \tag{2.3}$$

$$k_{\perp,m} = \frac{s_{0,m}}{r_{cap}} \ , \tag{2.4}$$

avec $x = r/r_{cap}$, $s_{k,m}$ la m$^{\text{ième}}$ solution de l'équation $\mathcal{J}_k\left(s\right) = 0$, dont les valeurs sont données dans la Tab. 2.3, et $\widetilde{E_L}$ le profil transverse du champ électrique de l'impulsion laser à l'entrée du tube capillaire. On caractérise les modes propres du tube capillaire à l'aide de trois paramètres qu'on évalue pour $\lambda_L = 0{,}8\,\mu\text{m}$ et $r_{cap} = 76\,\mu\text{m}$:

1. Flux transverse :
   Le fonction de Bessel (terme rouge dans l'Éq. 2.1) donne la forme de la distribution transverse d'une impulsion laser se propageant au sein d'un tube capillaire selon le mode m. $k_{\perp,m} \neq 0$ signifie qu'une partie de l'énergie de l'impulsion se propage dans les parois du tube capillaire. Puisqu'on utilise des impulsions à ultra-haute intensité, il convient de vérifier que ce flux n'endommage pas les parois du tube et leur capacité à guider une onde. Pour cela, on estime le flux transverse normalisé $\mathcal{F}_m$, c'est-à-dire le rapport entre la composante radiale et longitudinale du vecteur de Poynting (Réf. [158]) :
   $$\mathcal{F}_m = \frac{k_{\perp,m}^2}{k_L^2} \mathcal{J}_1^2\left(k_{\perp,m} r_{cap}\right) \frac{\cos^2\theta + \varepsilon_r \sin^2\theta}{\sqrt{\varepsilon_r - 1}} \ . \tag{2.5}$$

m	$s_{0,m}$	L_m (m)	$\mathcal{F}_{m,max}\,10^{-5}$	$v_{g,m}/c$
1	2,40486	3,2215	0,880	0,99999
2	5,520078	0,6114	1,993	0,99995
3	8,653728	0,2499	3,116	0,99989
4	11,79153	0,1340	4,244	0,99980
5	14,93092	0,0836	5,372	0,99968
6	18,07106	0,0570	6,501	0,99954
7	21,21164	0,0414	7,629	0,99936
8	24,35247	0,0314	8,759	0,99916
9	27,49348	0,0246	9,888	0,99893

Table 2.3: Caractéristique des neufs premiers modes de guidage d'une impulsion laser infrarouge $\lambda_L = 0{,}8\,\mu\text{m}$ dans des tubes capillaires de rayon interne $r_{cap} = 76\,\mu\text{m}$.

On constate qu'il y a une dépendance en angle θ, l'azimut du référentiel cylindrique associé au tube capillaire. On estime la limite en intensité à l'aide du flux transverse normalisé maximum $\mathcal{F}_{m,max}$ lorsque $\theta \equiv \pi/2\ [\pi]$. D'après le Tab. 2.3, le flux transverse est moindre lorsque le mode fondamental est utilisé, ce qui devrait donc être favorable à une utilisation prolongée du tube capillaire. Sachant que le seuil d'ionisation du verre est $\sim 10^{14}\,\text{W.cm}^{-2}$ pour une impulsion laser avec $\tau_L \sim 100\,\text{fs}$ (Réf. [165]), on en déduit qu'un tube capillaire de rayon interne $r_{cap} = 76\,\mu\text{m}$, en mode fondamental, ne peut être utilisé pour des intensités $I_L \gtrsim 10^{19}\,\text{W.cm}^{-2}$ au risque d'endommager la paroi du tube.

2. Longueur caractéristique d'amortissement :
Le terme exponentiel en bleu de l'Éq. 2.1 indique que chaque mode s'atténue jusqu'à être complétement absorbé ou diffracté par les parois du tube. On définit la longueur caractéristique d'amortissement L_m du m$^{\text{ième}}$ mode comme étant :

$$L_m = \frac{1}{k_{\parallel,m}} = \frac{2k_L^2 r_{cap}^3}{s_{0,m}^2}\frac{\sqrt{\varepsilon_r - 1}}{1+\varepsilon_r}\,. \tag{2.6}$$

On note que L_m varie avec r_{cap}^3, on peut donc aisément étendre le guidage si le rayon du tube est correctement ajusté. De plus, L_m décroît avec l'ordre du mode de propre car $s_{0,m+1} \geq s_{0,m}, \forall m$. Il est donc préférable d'utiliser le mode fondamental pour accélérer sur de longues distances.

3. Vitesse de groupe :
Sachant que la relation de dispersion est $k_{\perp,m}^2 + k_{\parallel,m}^2 = k_L^2$ pour le m$^{\text{ième}}$ mode propre, on en déduit que la vitesse de groupe $v_{g,m}$ pour $k_{\perp,m} \ll k_L$ est :

$$v_{g,m} \simeq c\sqrt{1 - \frac{k_{\perp,m}^2}{k_L^2}}\,. \tag{2.7}$$

Les valeurs calculées en Tab. 2.3 indiquent que la vitesse de propagation d'un mode propre décroît avec son ordre, créant ainsi un déphasage de modes au cours de la

propagation d'un onde lors d'un guidage multi-modes.

En résumé, on a observé que le guidage utilisant uniquement le mode fondamental est la meilleure solution, en terme de robustesse et de performance, pour guider des impulsions laser sur de longues distances. On examine à présent les conditions requises pour le couplage d'une impulsion laser uniquement au mode fondamental.

2.3.1.2 Couplage d'un faisceau parfaitement aligné

On considère ici une impulsion laser polarisée linéairement, parfaitement alignée avec l'axe du tube et focalisée à l'entrée du tube capillaire ($z = 0$ et $t = 0$). La conservation du champ électrique transverse impose que :

$$E_L(r) = \sum_{m=1}^{+\infty} E_{L,m} \mathcal{J}_0(k_{\perp,m} r) \ . \tag{2.8}$$

On étudie la répartition de l'énergie incidente sur les modes propres du tube pour deux types de faisceau laser : le faisceau gaussien résultant de la focalisation d'un faisceau gaussien, et le faisceau d'Airy résultant de la focalisation d'un faisceau « porte ». L'expression du champ électrique d'un faisceau gaussien (resp. d'Airy) est donnée par l'Éq. 2.9 (resp. Éq. 2.10) :

$$E_{L,gauss} = E_{L,max} \exp\left(-\frac{r^2}{w_0^2}\right) \ , \tag{2.9}$$

$$E_{L,airy} = E_{L,max} \frac{\mathcal{J}_1(s_{1,1} r/r_0)}{r} \ . \tag{2.10}$$

où $s_{1,1} = 3{,}8317$ et $r_0 = 1{,}22\lambda_L f/2w_i$ est la distance à l'axe optique du premier anneau sombre d'une tache d'Airy. La proportion C_m d'énergie couplée au mode propre m du tube capillaire est le rapport de la proportion d'énergie entrant dans le tube et se propageant selon le mode m, par l'énergie totale incidente. On trouve dans le cas du faisceau gaussien que (Réf. [45, 159]) :

$$C_m = \frac{8\left(r_{cap}/w_0\right)^2}{\mathcal{J}_1\left(s_m\right)^2} \left[\int_0^1 x \exp\left(-\frac{r_{cap}^2 x^2}{w_0^2}\right) \mathcal{J}_0\left(s_{0,m} x\right) dx\right]^2 \ , \tag{2.11}$$

et pour un faisceau d'Airy :

$$C_m = \frac{4}{\mathcal{J}_1\left(s_{0,m}\right)^2} \left[\int_0^1 \mathcal{J}_1\left(s_{1,1} \frac{r_{cap}}{r_0} x\right) \mathcal{J}_0\left(s_{0,m} x\right) dx\right]^2 \ . \tag{2.12}$$

On trace sur la Fig. 2.2 la proportion de l'énergie incidente couplée aux cinq premiers modes propres d'un tube capillaire pour un faisceau gaussien (a) et une tache d'Airy (b) en fonction du rayon interne du tube capillaire r_{cap}. On constate qu'un guidage n'utilisant quasiment que le mode fondamental, appelé guidage mono-mode, requiert $r_{cap}/w_0 \simeq 1{,}55$ (resp. $r_{cap}/r_0 \simeq 1$) pour un faisceau gaussien (resp. d'Airy). Pour cette configuration, on note que la proportion d'énergie couplée au tube capillaire dans son mode fondamental est de 98% pour un faisceau gaussien, contre 83% pour un faisceau d'Airy. On en déduit donc qu'il est préférable d'utiliser

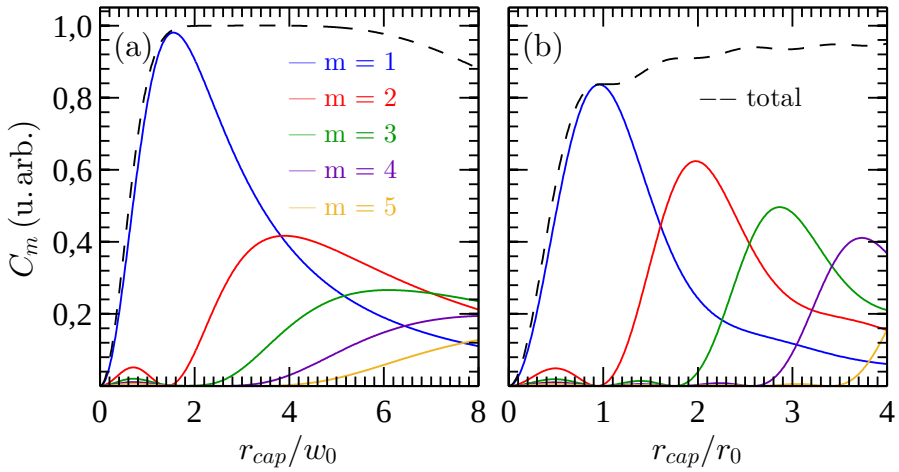


Figure 2.2 : Proportion de l'énergie incidente C_m couplée aux cinq premiers modes propres d'un tube capillaire pour un faisceau gaussien de taille w_0 au waist (a) et une tache d'Airy de premier zéro r_0 (b) en fonction du rayon interne du tube capillaire r_{cap}. La proportion totale C_{tot} d'énergie se propageant dans le tube capillaire est représentée par les courbes noires à tirets.

un faisceau gaussien pour un couplage efficace. L'énergie restante, contenue dans les « ailes » de la fonction d'Airy, n'entre pas dans le tube capillaire et peut endommager sa face avant. On représente également la proportion totale C_{tot} d'énergie couplée au tube capillaire (courbes noires à tirets) telle que :

$$C_{tot} = \sum_{m=1}^{+\infty} C_m \ . \tag{2.13}$$

On évalue qu'un faisceau gaussien en mono-mode contient au total 98% de l'énergie incidente, ce qui signifie que 1% de l'énergie laser est perdue dans les parois du tube. La diminution de C_{tot}, observée en Fig. 2.2 (a), est due à l'absence des termes d'ordres supérieurs dans le calcul de C_{tot}. Lorsque $r_{cap}/w_0 \to 0$ ou $r_{cap}/r_0 \to 0$, on a $C_{tot} \to 0$ car une quantité significative d'énergie laser incidente n'entre pas dans le tube capillaire mais percute la paroi avant. Cette configuration endommage prématurement le tube capillaire et doit être évitée.

2.3.2 Fluctuations de pointé laser et conséquences sur le guidage

La section précédente suppose un faisceau laser parfaitement aligné sur l'axe du tube capillaire. Il est donc nécessaire d'évaluer l'impact d'un désalignement de l'impulsion laser sur les propriétés du guidage. Pour cela, on définit en Fig. 2.3(a) un référentiel $(Oxyz)$ associé au tube capillaire, où (Oz) est l'axe de ce dernier. Le référentiel $(O'x'y'z')$ est $(Oxyz)$ translaté en O', l'intersection entre le faisceau laser et la face avant du tube capillaire. L'axe du faisceau laser est défini par son vecteur d'onde $\overrightarrow{k_L}$. La transmission $\mathcal{T}_{cap}$ du tube capillaire lors d'un désalignement de l'axe laser a été étudiée par Veysman *et al.* (Réf. [166]). On donne leurs résultats expérimentaux et théoriques en Fig. 2.3(b) pour un désalignement caractérisé par la distance $\delta r_c = \sqrt{\delta x_c^2 + \delta y_c^2}$ entre le centre du tube capillaire et le centroïde de la tache laser dans le plan focal, et les angles θ_{inc} et φ_{inc} de l'axe de l'impulsion par rapport à celui du tube.

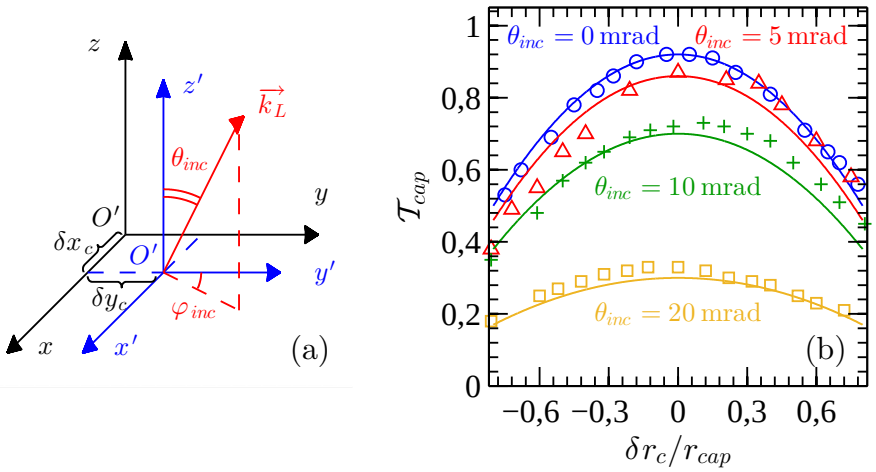


Figure 2.3 : (a) Référentiel $(Oxyz)$ associé au tube capillaire, où (Oz) est l'axe de ce dernier. $(O'x'y'z')$ est le translaté de $(Oxyz)$, avec O' l'intersection entre le faisceau laser et la face avant du tube capillaire. L'axe du faisceau laser est défini par son vecteur d'onde $\overrightarrow{k_L}$. (b) Transmission d'un tube capillaire désaligné par rapport à l'axe laser avec $\delta r_c = \sqrt{\delta x_c^2 + \delta y_c^2}$ la distance entre le centre du tube capillaire et le centroïde de la tache laser dans le plan focal, et θ_{inc} et φ_{inc} les angles entre l'axe de l'impulsion et celui du tube (Réf. [166]).

Ces résultats ont été obtenus dans un tube capillaire de $L_{cap} = 40\,\text{mm}$ et $r_{cap} = 50\,\mu\text{m}$ et un laser l'hélium néon ($\lambda_L = 632{,}8\,\text{nm}$) dont le profil transverse en intensité est de la forme :

$$I_L \propto \exp\left\{-2\frac{(r\cos\varphi_{inc} - \delta x)^2}{w_{0,x}^2}\right\} \exp\left\{-2\frac{(r\sin\varphi_{inc} - \delta y)^2}{w_{0,y}^2}\right\} \times$$
$$\exp\left\{2ik_L \sin\theta_{inc}\left((r\cos\varphi_{inc} - \delta x)\cos\varphi_{inc} + (r\sin\varphi_{inc} - \delta y)\sin\varphi_{inc}\right)\right\} \ , \qquad (2.14)$$

avec $w_{0,x}$ (resp.$w_{0,xy}$) la taille au waist selon l'axe (Ox) (resp. (Oy)) telle que $w_0 = \sqrt{w_{0,x}^2 + w_{0,y}^2} = 32\,\mu\text{m}$, soit un couplage en mono-mode du faisceau avec le tube capillaire.

Expérimentalement, un désalignement du faisceau laser conduit à des taches asymétriques dans le plan focal, soit une perte du caractère mono-mode du guidage du tube capillaire (Réf. [45, 159]). Par conséquent, sa transmission $\mathcal{T}_{cap}$ est également modifiée. On observe sur la Fig. 2.3(b) que la transmission décroît quand $\delta r_c / r_{cap}$ et θ_{inc} augmentent. φ_{inc} n'affecte pas la transmission car le tube capillaire est supposé symétrique autour de l'axe (Oz). On note que, dans le cas idéal ($\delta r_c = 0$ et $\theta_{inc} = 0$), une transmission optimum de $\sim 90\%$ est mesurée, les pertes correspondent à l'amortissement du mode fondamental. Cette étude donne un ordre de grandeur sur les erreurs d'alignement tolérables pour une transmission optimale de $\mathcal{T}_{cap} \sim 90\%$: $\delta r_c / r_{cap} \lesssim 0{,}2$ et $\theta_{inc} \lesssim 5\,\text{mrad}$.

2.4 Distribution de gaz au sein des tubes capillaires

On choisit d'étudier le remplissage en gaz des tubes capillaires dans le cas du dihydrogène pur H_2. On considérera un remplissage équivalent à celui de H_2 lorsque d'autres gaz seront

été utilisés, tels que des mélanges composés essentiellement de H_2. Le gaz est distribué dans les tubes capillaires selon un dispositif conçu et construit par l'équipe ITFIP (Réf. [159]).

2.4.1 Système de remplissage en gaz du tube capillaire

Le tube capillaire est contenu dans un porte-capillaire dont une coupe, selon le plan défini par l'axe laser et l'axe vertical, est proposée en Fig. 2.4(a) pour un tube capillaire de $L_{cap} = 20\,\text{mm}$. Le porte-capillaire a une double fonction. Premièrement, il permet d'insérer les tubes capillaires dans un support motorisé nécessaire à l'alignement sous-vide des tubes capillaires par rappport à l'axe laser. Deuxièmement, il permet de créer une réserve de gaz, entre ses parois internes et la surface externe du tube, qui alimente continûment les fentes et, *in fine*, la zone où a lieu l'interaction laser-plasma. L'arrivée du gaz dans le porte-capillaire est contrôlé par un dispositif représenté en Fig. 2.4(b). Une bouteille de gaz alimente un régulateur Bronkhorst qui contrôle la pression $P_{\mathrm{H}_2,rés}$ d'un réservoir. À ce dernier est connecté un capteur

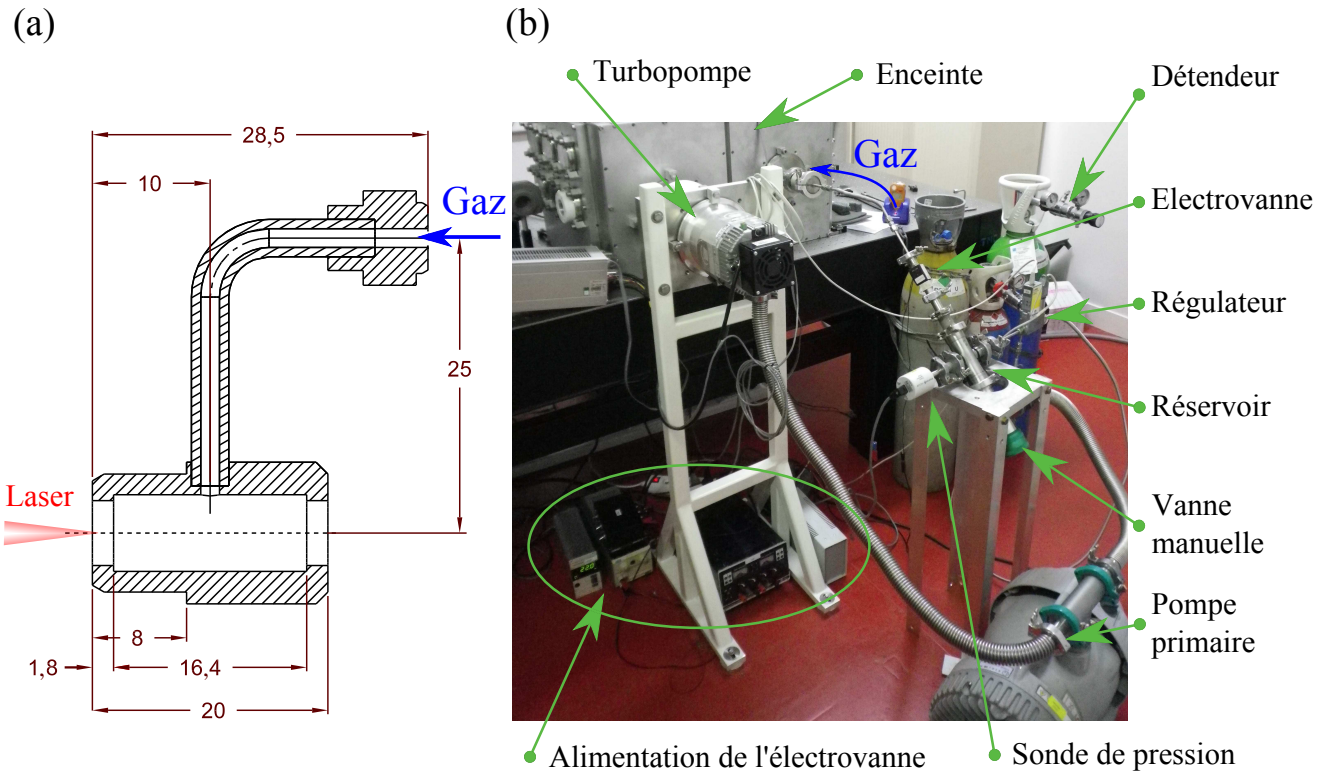


Figure 2.4 : (a) Dessin industriel d'un porte-capillaire pour un tube capillaire de longueur $L_{cap} = 20\,\text{mm}$. L'arrivée de gaz est représentée par une flèche bleue. (b) Photographie du système de remplissage en gaz des tubes capillaires.

de pression à haute performance (*Edwards Wide Range Gauge WRG-S 14,5-36V/2W*). Le réservoir est également relié à une électrovanne dont l'ouverture permet l'envoi du gaz dans un tube flexible qui traverse l'enceinte pour être directement connecté à l'entrée de gaz du porte-capillaire. Le pompage de l'enceinte et du réservoir est assuré par un couple de pompes dites primaire et turbo, permettant d'obtenir une pression minimale de $P_{vide} \sim 10^{-5}\,\text{mbar}$ dans l'enceinte. À chaque mesure, l'électrovanne s'ouvre sous l'impulsion d'un signal porte de durée $\sim 40\,\text{ms}$. Ce temps d'ouverture est un compromis permettant de remplir les tubes

capillaires sans qu'une quantité trop importante de gaz puisse fuir dans l'enceinte, ce qui endommagerait la turbopompe et affecterait la propagation du laser avant d'atteindre le tube capillaire.

2.4.2 Description qualitative de l'écoulement de dihydrogène dans un tube capillaire

On considère un gaz de H_2 comme parfait. On a donc une relation de proportionnalité entre sa pression P_{H_2} et sa densité de particules n_{H_2} telle que:

$$P_{H_2} = n_{H_2} k_B T \ , \tag{2.15}$$

où T est la température du milieu et $k_B = 1{,}381 \times 10^{-23}\,\mathrm{J.K^{-1}}$ la constante de Boltzmann. À température ambiante $T_0 = 293{,}15\,\mathrm{K}$, P_{H_2} en unités pratiques est donnée par :

$$P_{H_2}\,[\mathrm{mbar}] \approx 20{,}24 \times n_e \left[10^{18}\,\mathrm{cm^{-3}}\right] \ , \tag{2.16}$$

avec $n_e = 2n_{H_2}$ la densité électronique. On estime qu'il faut une pression $P_{H_{2,cap}} \sim 200\,\mathrm{mbar}$ dans le tube capillaire pour avoir les densités électroniques requises par les travaux de cette thèse : $n_{e0} \sim 10^{19}\,\mathrm{cm^{-3}}$.

Les études précédentes (Réf. [159]) ont caractérisé l'écoulement entre la vanne d'injection et les fentes du capillaires. Il a été montré qu'il faut attendre $\sim 40\,\mathrm{ms}$ avant d'atteindre le régime stationnaire dans le tube capillaire. Ce dernier, alors rempli de gaz, fuit par ces deux extrémités. On a donc une transition gaz / vide qu'il convient d'étudier pour estimer le temps de vidage et le profil du gradient de densité. Si le gradient de pression au niveau du changement de section hydraulique est suffisamment grand, on dit que l'écoulement est bloqué (*choked flow*). Le gaz sortant du capillaire est qualifié de sonique car sa vitesse est supérieure ou égale à la vitesse du son dans H_2 : $c_{H_2} = 1290\,\mathrm{m.s^{-1}}$. L'écoulement est bloqué si le gradient entre la pression de plateau $P_{\mathrm{H_{2},cap}}$ et la pression P_{vide} dans l'enceinte (Réf. [167]) est tel que :

$$\frac{P_{H_{2,cap}}}{P_{vide}} \gg \left(\frac{\gamma+1}{2}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \approx 1{,}893 \ , \tag{2.17}$$

avec $\gamma = 7/5$ l'indice adiabatique d'un gaz diatomique parfait. Le débit massique de fuite Q_f du tube capillaire en régime choqué est (Réf. [167]) :

$$Q_f = P_{H_{2,cap}} \pi r_{cap}^2 \sqrt{\frac{\gamma M_{H_2}}{RT_0}\left(\frac{2}{1+\gamma}\right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}} \ , \tag{2.18}$$

avec $R = 8{,}314\,\mathrm{J.K^{-1}.mol^{-1}}$ la constante des gaz parfaits et $M_{H_2} = 2{,}016\,\mathrm{g.mol^{-1}}$ la masse molaire de H_2. On établit le temps de vidage à 99% d'un tube capillaire avec la formule :

$$t_{99\%}\left[\mathrm{s^{-1}}\right] = 5L_{cap}\sqrt{\frac{M_{H_2}}{\gamma RT}\left(\frac{\gamma+1}{2}\right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}} \approx 2{,}100 \times 10^{-4} \times L_{cap}\,[\mathrm{mm}] \tag{2.19}$$

On estime qu'il faut $t_{99\%,théo} \approx 4\,\mathrm{ms}$ pour vider un tube capillaire de longueur $L_{cap} = 20\,\mathrm{mm}$.

Expérimentalement, le temps de vidage est $t_{99\%,exp} \approx 20\,\text{s} \gg t_{99\%,théo}$ ce qui indique que le volume à vider est bien supérieur au volume interne du tube capillaire. En effet, le calcul ci-dessus ne prend pas en compte le volume des fentes et du tuyau flexible qui fournissent continument du H_2 au tube capillaire.

Afin de savoir si l'écoulement est laminaire ou turbulent, on considère le nombre de Reynolds, soit le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses :

$$Re = \frac{D_h v}{\nu}\,, \tag{2.20}$$

avec D_h le diamètre hydraulique, v la vitesse du fluide et ν sa viscosité cinématique ($\nu_{H_2} \sim 2\times 10^{-4}\,\text{m}^2.\text{s}^{-1}$ pour $P_{H_2} = 500\,\text{mbar}$). Au cours du remplissage de tubes capillaires de diamètre $D_h = 178\,\mu\text{m}$, des vitesses d'écoulement allant jusqu'à $\sim 3{,}7\,\text{km.s}^{-1}$ ont été observées dans les simulations fluides (voir Sec. 2.4.3). On en déduit que le nombre de Reynolds peut atteindre des valeurs de l'ordre de ~ 3000 au cours du remplissage, ce qui correspond à un écoulement turbulent. L'écoulement en régime stationnaire est essentiellement laminaire dans le tube capillaire.

Afin de savoir si l'écoulement est moléculaire ou fluide, on calcule le nombre de Knudsen, soit le rapport du libre parcours moyen $\mathcal{L}$ sur le diamètre du tube capillaire :

$$Kn = \frac{\mathcal{L}}{D_h}\,, \tag{2.21}$$

avec dans le cas de H_2:

$$\mathcal{L}_{H_2} = \frac{1}{\sqrt{2}\pi n_{H_2} \sigma_{H_2}^2}\,, \tag{2.22}$$

où $\sigma_{H_2} = 2{,}62\times 10^{-8}\,\text{cm}$ est le diamètre cinétique de la molécule de H_2. En unités pratiques, dans des tubes capillaires tels que $D_h = 2r_{cap}$, on a :

$$Kn \approx \frac{3{,}279}{n_e\,[10^{18}\,\text{cm}^{-3}] \times r_{cap}\,[\mu\text{m}]}\,.$$

On distingue trois régimes :

1. Régime visqueux-laminaire ($Kn \leq 0{,}01$) :
   Le flux de matière suit les lois de la mécanique des fluides car les collisions inter-molécules sont nombreuses par rapport aux collisions molécules-parois. On peut donc considérer collectivement le comportement des molécules de H_2.
2. Régime moléculaire ($Kn \geq 1$) :
   Les molécules de H_2 sont indépendantes entre elles et entrent seulement en collision avec la paroi du tube capillaire. Par conséquent, on ne peut plus considérer collectivement le mouvement des molécules de H_2. Il faut suivre la trajectoire de chaque particule se propageant dans le tube lors d'une analyse statistique : méthode DSMC (*Direct Simulation Monte-Carlo*, Réf. [168]). Le coefficient de diffusion ne dépend plus du diamètre cinétique de la molécule de H_2 mais du diamètre de la paroi interne.
3. Régime intermédiaire ($0{,}01 \leq Kn \leq 1$) :
   En moyenne, il y a autant de collisions inter-molécules que de collisions molécules-parois. Ce régime est également modélisable par la méthode DSMC si le coefficient de

diffusion inter-molécules est pris en compte, en plus de celui de la diffusion molécules-parois (Réf. [169]).

On note que le remplissage d'un tube capillaire de rayon $r_{cap} = 89\,\mu m$ jusqu'à une densité $n_{e0} = 10^{19}\,cm^{-3}$, puis son vidage, est un processus pour lequel les trois régimes décrits ci-dessus sont observés successivement.

L'étude de l'écoulement du H_2 dans un tube capillaire est un problème complexe, mêlant régime laminaire et régime turbulent, écoulement visqueux-laminaire et écoulement moléculaire. Par ailleurs, l'assymétrie de la géométrie des tubes capillaires nécessite de modéliser ce système en trois dimensions. La distribution du gaz dans les tubes ne peut donc pas être analytiquement déterminée. Pour cela, on a eu recours à des simulations fluides utilisant le logiciel OpenFOAM.

2.4.3 Étude numérique de l'écoulement grâce à des simulations fluides

OpenFOAM (*Open Field Operation And Manipulation*) est un logiciel de simulation, écrit en C++ , qui propose des solveurs pour des problèmes dits « multi-physiques », principalement axés sur la résolution des équations de la mécanique des fluides (Réf. [170, 171]). Bien que de précédents résultats utilisant ANSYS FLUENT aient montré une distribution uniforme, appelée plateau, entre les fentes d'entrée du gaz (Réf. [159]), on a choisi d'approfondir ces travaux en étudiant la forme de la distribution du gaz aux extrémités d'un tube capillaire, pour différentes longueurs de transition et différentes modélisations. Cela a été réalisé avec OpenFOAM, qui présente l'avantage d'être un logiciel libre capable de gérer des écoulements turbulents soniques, selon la procédure suivante :

1. Choix d'un modèle physique :
   Suite aux éléments qualitativement discutés dans la section précédente, on a choisi d'utiliser un solveur nommé *sonicfoam* capable de décrire un écoulement sonique choqué, turbulent et/ou laminaire. Pour les simulations comprenant une description turbulente de l'écoulement, on choisit d'utiliser un modèle du premier ordre à deux équations, c'est-à-dire un modèle décrivant les valeurs moyennes des fonctions de l'écoulement en considérant que la viscosité tourbillonnaire dépend de deux paramètres représentatifs du phénomène. Parmis les nombreux modèles disponibles, on a utilisé le modèle $k-\varepsilon$ (Réf. [172]) car il a l'avantage d'être assez répandu et de prendre en compte les variations spatiales de l'agitation turbulente bien qu'il soit mal adapté aux écoulements complexes. k (resp. ε) représente le taux de dissipation (resp. la quantité) d'énergie cinétique turbulente, modélisée par des tourbillons (*eddies*).
   Puisque la température varie de manière significative au cours des simulations, on a choisi de décrire la viscosité dynamique en utilisant la formule de Sutherland (Réf. [173]) pour un gaz parfait :

$$\mu_{H_2}(T) = \mu_{H_2,0}\frac{T_0 + T_S}{T + T_S}\left(\frac{T}{T_0}\right)^{3/2} \tag{2.23}$$

   avec $\mu_{H_2,0} = 8{,}411 \times 10^{-6}\,kg.m^{-1}.s^{-1}$ la viscosité dynamique à T_0 de H_2 et $T_S = 95\,K$ sa température de Sutherland.

2. Définition de la géométrie et du maillage :
   La géométrie et le maillage sont réalisés grâce à l'utilitaire *BlockMesh* d'OpenFOAM

et visualisés à l'aide de Paraview (voir Fig. 2.5). Les surfaces sont du modèle sont de type « Paroi » (*wall*, traits noirs en Fig. 2.5) ou « Pièce » (*patch*, traits bleus et rouges en Fig. 2.5), qui sont des objets C++ dont on détaille la signification en Annexe D. Les paramètres géométriques et de maillage des différentes simulations sont résumés en Tab. 2.4. Quelle que soit la longueur de transition étudiée, le modèle se compose de :

a) Une réserve de gaz (boîte rouge) qui représente la fente, de dimension 0,356 × 0,356×0,250 mm^3, et initialement remplie de gaz à une pression $P_{H_2,cap} = 500$ mbar.

b) Un tube (bleu), de rayon $r_{cap} = 89$ µm et de longueur L_{tr} variable, pour modéliser la transition de gaz entre la fente et le vide. Il est initialement à une pression $P_{vide} = 50$ mbar.

c) Une boîte (bleue) de vide, correspondant à l'enceinte à la sortie du tube. Elle est de dimension 1,25 × 0,356×0,356 mm^3 et est initialement remplie de gaz à une pression $P_{vide} = 50$ mbar.

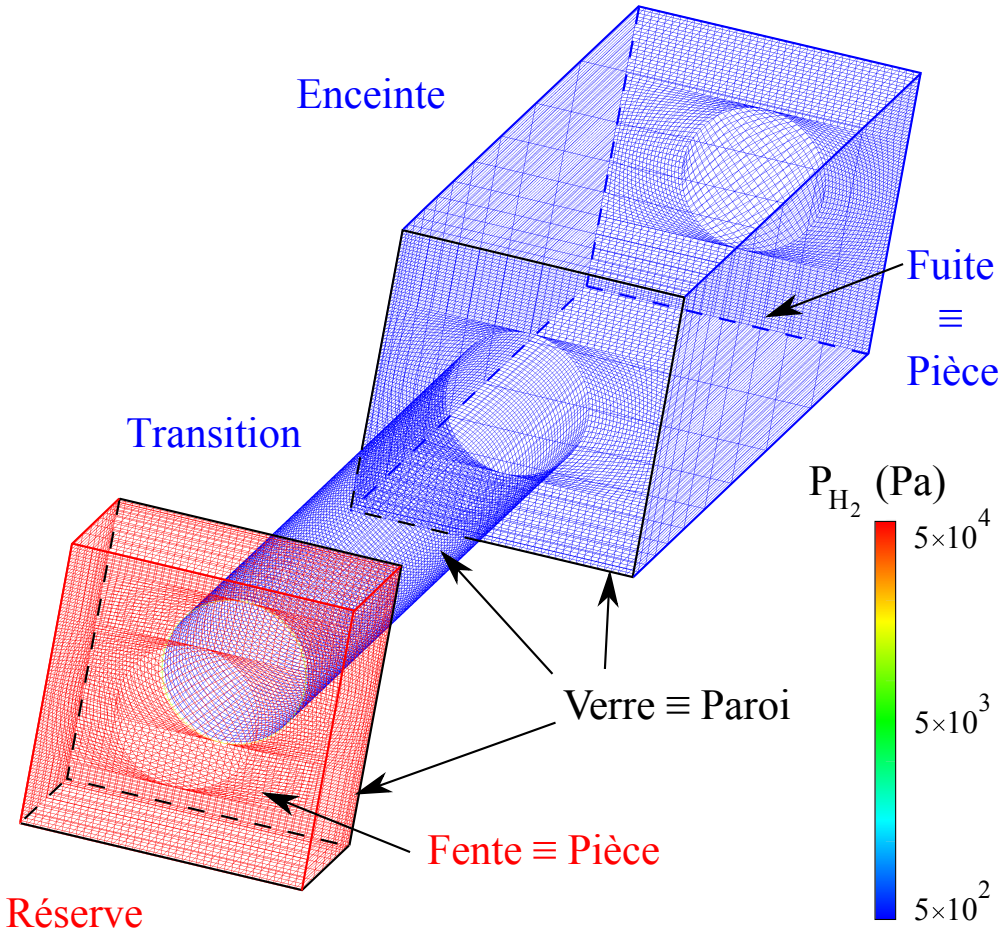


Figure 2.5 : Vue 3D de la géométrie et du maillage construite pour l'étude de la distribution du gaz aux extrémités d'un tube capillaire de longueur de transition $L_{tr} = 1{,}5$ mm à $t = 0$ s. Les faces représentées par des traits noirs (resp. bleus et rouges) indiquent les objets de type Parois (resp. Pièce).

3. Définitions des conditions aux limites :
Afin de rendre compte de la dynamique de remplissage du tube capillaire, on a implémenté différentes conditions aux limites (Annexe D) selon qu'on considère la réserve, le tube ou l'enceinte :

   a) Chaque variable P, T, *etc.* nécessite l'utilisation de fonctions spécifiques pour décrire les conditions aux limites (Annexe D). À titre d'exemple, on discute de celles utilisées pour la pression P. Pour les surfaces de type Pièce, la fonction *fixedValue* est utilisée avec un argument de 5×10^4 Pa (condition de Dirichlet). Quant aux surfaces de types Paroi, la fonction *zeroGradient* (condition de Neumann) est employée pour modéliser l'interaction entre le fluide et la paroi.

   b) Les conditions aux limites des parois du tube sont identiques aux parois de la réserve.

   c) Les conditions aux limites des parois de l'enceinte sont identiques aux parois de la réserve. On implémente la condition *waveTransmissive* à l'ensemble des extrémités de l'enceinte. Cette condition permet d'éviter la réflexion d'onde de matière telles que celles provenant de la fuite de gaz à la sortie du tube. On peut ainsi minimiser la taille de la boîte de vide, et donc réduire le temps de calcul, sans fausser la forme du gradient de gaz.

4. Vérification de la stabilité et de la convergence numérique :
La stabilité et la convergence numérique sont atteintes pour les paramètres suivants :

L_{tr} (mm)	2D / 3D	Modèle	V_{min} (m^3)	V_{max} (m^3)	$\triangle t$ (s)	t_f (s)	N_{cell}
1,5	2D	Laminaire	$2{,}95 \times 10^{-15}$	$3{,}66 \times 10^{-13}$	10^{-11}	$3{,}0 \times 10^{-4}$	12600
1,5	2D	Turbulent	$2{,}95 \times 10^{-15}$	$3{,}66 \times 10^{-13}$	10^{-11}	$3{,}0 \times 10^{-4}$	12600
1,5	3D	Turbulent	$5{,}13 \times 10^{-17}$	$1{,}11 \times 10^{-13}$	10^{-11}	$8{,}0 \times 10^{-5}$	44000
2,5	3D	Turbulent	$5{,}13 \times 10^{-17}$	$1{,}11 \times 10^{-13}$	10^{-11}	$8{,}2 \times 10^{-5}$	50700
3,5	3D	Turbulent	$3{,}48 \times 10^{-17}$	$7{,}50 \times 10^{-14}$	10^{-11}	$1{,}4 \times 10^{-4}$	76000
4,5	3D	Turbulent	$2{,}91 \times 10^{-17}$	$6{,}28 \times 10^{-14}$	10^{-11}	$5{,}1 \times 10^{-5}$	91200

Table 2.4: Paramètres des simulations OpenFOAM utilisant le solveur *sonicfoam* pour différentes longueurs L_{tr} de transition et différents modèles physiques. On donne la valeur minimale (resp. maximale) V_{min} (resp. V_{max}) du volume d'une maille, le pas temporel $\triangle t$, le temps final t_f de la simulation, et le nombre de cellules N_{cell}.

On donne sur la Fig. 2.6 les profils longitudinaux de densité normalisée pour les paramètres donnés en Tab. 2.4 lorsqu'une pression de 500 mbar est fixée dans la fente. La position de cette dernière est indiquée sur la Fig. 2.6(a) par une zone gris foncé. Quant à la transition fente/enceinte, elle est représentée par une zone gris clair. Puisqu'on observe des discontinuités significatives pour les simulations 2D avec $L_{tr} = 1{,}5$ mm, on choisit d'utiliser un modèle 3D turbulent pour étudier l'effet de L_{tr} sur le profil de densité. Les résultats d'une telle étude sont donnés sur la Fig. 2.6 (b), où on a tracé le profil de densité en fonction de la distance normalisée : $(z - d_{fil})/L_{tr}$. On constate que plus L_{tr} est grand et moins le gradient de gaz est raide. Par ailleurs, on observe que, pour $L_{tr} \geq 3{,}5$ mm, des rebonds de

densité apparaissent lors que $(z - d_{fil})/L_{tr} \to 1$. Ces anomalies sont attribuées une limite de validité de l'hypothèse d'un écoulement fluide. En effet, comme indiqué par la zone grisée, les densités atteintes en fin de transition sont proches de celles requises pour qu'apparaisse le régime moléculaire non-décrit par le modèle utilisé ici.

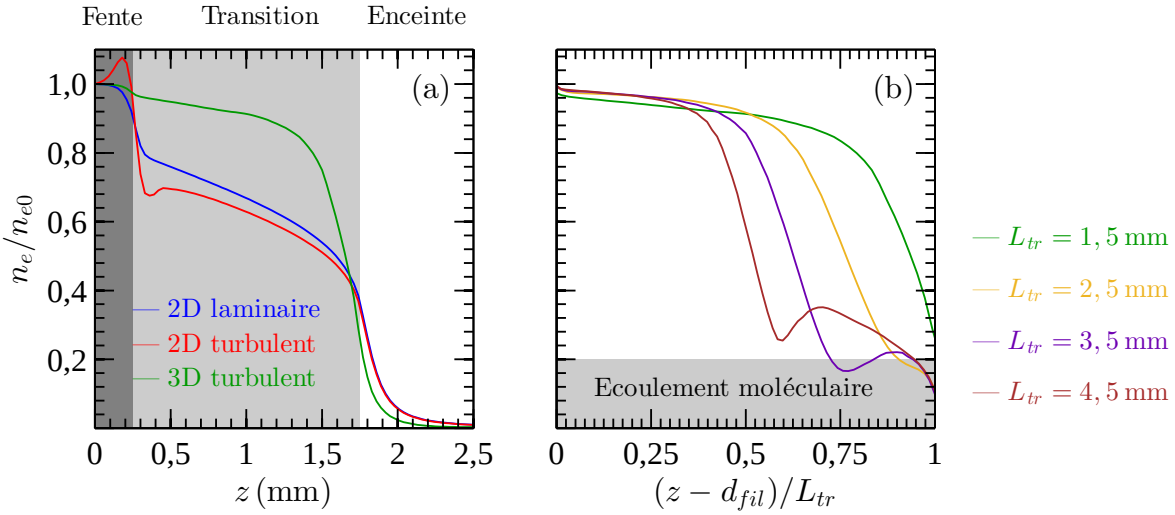


Figure 2.6 : (a) Comparaison des profils longitudinaux normalisés n_e/n_{e0} de densité électronique aux extrémités des tubes capillaires pour différents modèles physiques. L'emplacement de la fente (resp. transition) est donné par la zone grise foncée (claire). (b) Comparaison des profils de densité dans différentes transitions pour une modélisation 3D turbulente. On indique par une zone grisée les valeurs en n_e/n_{e0} pour lesquelles les approximations fluides ne sont pas valables.

2.4.4 Caractérisation interférométrique de la densité en régime stationnaire

La densité moyenne de gaz sur le plateau peut être obtenue en mesurant, en régime stationnaire, la variation d'indice optique induite par l'arrivée du gaz dans le tube capillaire (Réf. [174]). L'indice optique du milieu gazeux est déterminé avec un interféromètre de Mach-Zehnder (Réf. [175]) dont le principe est le suivant : un faisceau laser est séparé en deux faisceaux d'intensités égales parcourant deux chemins optiques différents, mais de longueur égale L_{opt}. Le premier faisceau, appelé faisceau de référence, se propage dans le vide alors que le second faisceau, appelé faisceau sonde, traverse le tube capillaire rempli de gaz. La recombinaison des deux faisceaux produit un motif d'interférences dont les propriétés dépendent du faisceau laser et de la distribution de gaz. Le déphasage $\triangle\psi_d$ correspondant s'exprime :

$$\triangle\psi_d(t) = \frac{2\pi}{\lambda_L}\int_0^{L_{opt}} (\eta_{sonde}(\ell,t) - \eta_{réf})\, d\ell \ , \tag{2.24}$$

avec λ_L la longueur d'onde du faisceau laser, η_{sonde} (resp. $\eta_{réf} = 1$) l'indice optique du bras sonde (resp. référence). La relation entre l'indice optique η_{H_2} et la densité de molécules n_{H_2}

du dihydrogène est donnée l'équation de Lorentz-Lorenz (Réf. [65]):

$$\frac{\eta_{H_2}^2 - 1}{\eta_{H_2}^2 + 2} = \frac{4\pi}{3}\alpha_{P,H_2} n_{H_2} \ , \tag{2.25}$$

avec $\alpha_{P,H_2} = 5{,}22 \times 10^{-24}\,\mathrm{cm}^3$ la polarisabilité moyenne d'une molécule de dihygrogène à température ambiante. Pour les problèmes étudiés, $\eta_{H_2}^2 \sim 1$ et $4\pi\alpha_{P,H_2} n_{H_2} \ll 1$, η_{H_2} s'écrit donc :

$$\eta_{H_2}(\ell,t) \sim \sqrt{1 + 4\pi\alpha_{P,H_2} n_{H_2}} \sim 1 + 2\pi\alpha_{P,H_2} n_{H_2} = 1 + \pi\alpha_{P,H_2} n_e(\ell,t) \ , \tag{2.26}$$

avec $n_e(\ell,t)$ la densité électronique en ℓ à l'instant t. On exprime donc le déphasage en fonction de la distribution de densité électronique dans le tube capillaire en injectant l'Éq. 2.26 dans l'Éq. 2.24 :

$$\triangle\psi_d(t) = \frac{2\pi^2\alpha_{P,H_2}}{\lambda_L}\int_0^{L_{cap}} n_e(\ell,t)\, d\ell \ , \tag{2.27}$$

On suppose maintenant que $n_e(\ell,t) = n_{e0}(t)\,\varpi(\ell)$ avec $n_{e0}(t)$ la valeur de densité électronique au plateau à l'instant t et ϖ la distribution normalisée du gaz dans le tube capillaire, variant de 0 (vide) à 1 (plateau). Pour une densité uniforme, c'est-à-dire $\varpi(\ell) = 1\,\forall\ell$, le déphasage observé est :

$$\frac{\triangle\psi_d}{\pi} = \frac{2\pi}{\lambda_L} L_{cap}\alpha_{P,H_2} n_{e0} \ , \tag{2.28}$$

Pour $n_{e0} = 10^{19}\,\mathrm{cm}^{-3}$, $L_{cap} = 20\,\mathrm{mm}$ et $\lambda_L = 0{,}6238\,\mu\mathrm{m}$ (laser hélium-néon), on a $\triangle\psi_d/\pi \approx 10$, soit une translation du motif d'interférences de cinq franges lumineuses par rapport au motif de référence, ce qui est observable avec les techniques expérimentales usuelles. On constate que pour des longueurs de gaz plus faibles, typiquement inférieures au millimètre, cette technique interférométrique n'est plus utilisable. Dans le cadre de nos tubes capillaires, cela exclut *de facto* une caractérisation transverse de la distribution de gaz. Des techniques alternatives à base de diffusion Raman ont été envisagées pour mesurer la distribution de gaz sur de courtes longueurs (Réf. [176]). Afin de prendre en compte l'effet profil longitudinal de gaz dans la détermination de la densité électronique au plateau n_{e0}, on choisit d'utiliser la distribution longitudinale simulée avec OpenFOAM pour calculer le terme $\int_0^{L_{cap}} \varpi(\ell)\, d\ell$:

$$n_{e0}(t) = \frac{\lambda_L \triangle\psi_d(t)}{2\pi^2\alpha_{P,H_2}\displaystyle\int_0^{L_{cap}} \varpi(\ell)\, d\ell} \ . \tag{2.29}$$

Afin de déterminer n_{e0}, on mesure $\triangle\psi_d$ expérimentalement à l'aide du dispositif schématisé sur la Fig. 2.7. Un faisceau laser hélium-néon ($P_L = 5\,\mathrm{mW}$, $\lambda_L = 0{,}6238\,\mu\mathrm{m}$), collimaté et de taille au *waist* $w_0 = 2\,\mathrm{mm}$, est envoyé dans l'enceinte (bloc gris) à travers une fenêtre optique de haute qualité (transmission supérieure à 99% à λ_L). Le faisceau est séparé en deux faisceaux, puis recombiné, par deux miroirs semi-réfléchissants (cubes bleus, *beam splitter cube*) et deux miroirs aluminium de précision $\lambda_L/10$. Deux lentilles minces de longueur focale $f = 25\,\mathrm{cm}$ sont utilisées pour focaliser le faisceau à l'entrée du tube capillaire et collimater le faisceau transmis. Le faisceau recombiné est ensuite de nouveau séparé par un miroir semi-réfléchissant, permettant une caractérisation simultanée du motif des interférences par une

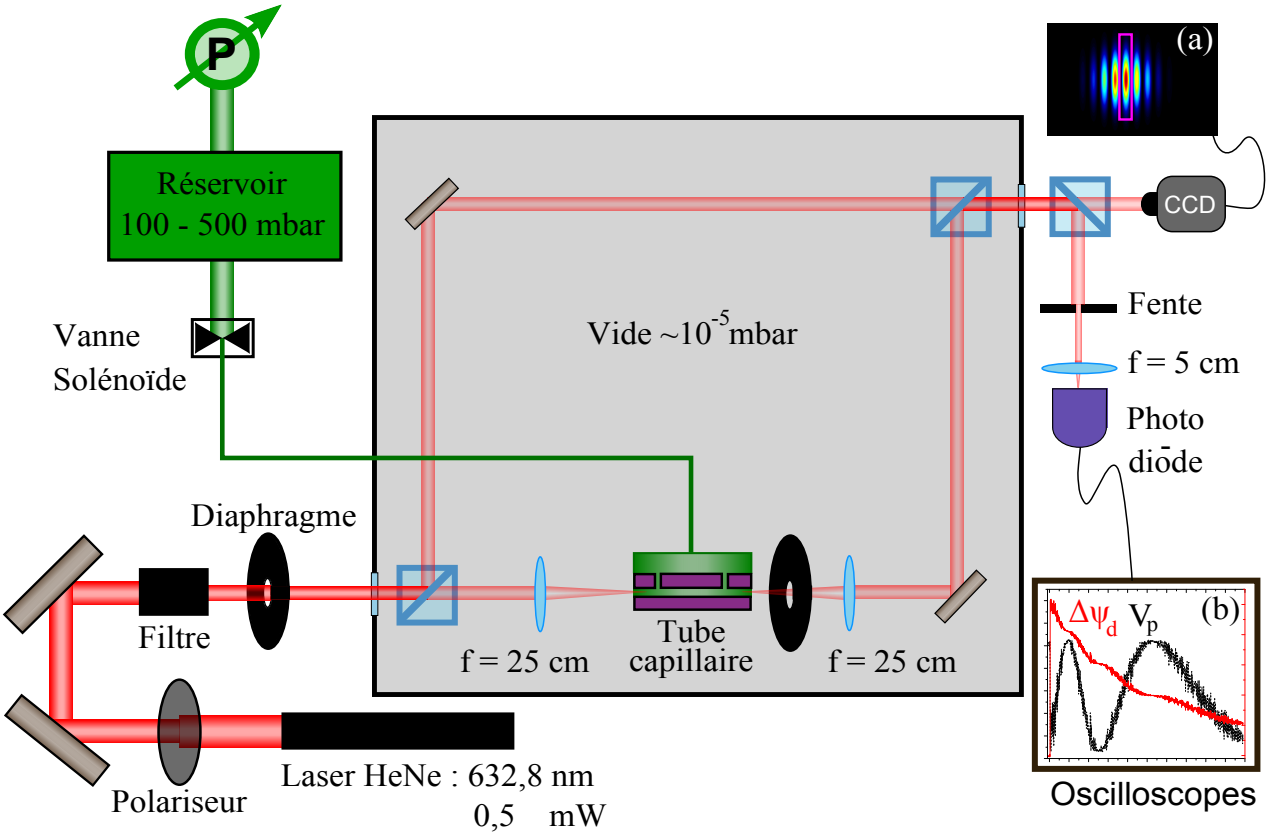


Figure 2.7 : Montage expérimental de l'interféromètre de Mach-Zehnder utilisé pour déterminer la densité électronique dans le tube capillaire. (a) Image typique de la figure d'interférences et (b) Signal de sortie V_p de la photo-diode utilisé pour calculer le déphasage $\triangle\psi_d$.

caméra CCD 12 bits (Fig. 2.7(a)) et de l'évolution temporelle du déphasage par une photo-diode (cas du déphasage lors du vidage du tube sur la Fig. 2.7(b)). Une fente de 0,5 µm est placée devant la photo-diode afin de ne sélectionner qu'une partie du motif des interférences (voir cadre violet sur la Fig. 2.7(a)). Ainsi, le signal de sortie V_p de la photo-diode permet de visualiser la variation d'intensité dans une zone donnée de l'image d'interférence et d'en déduire le nombre de franges se décalant, c'est-à-dire le déphasage. La largeur de la fente est un compromis entre force du signal et constraste. Par ailleurs, il convient de noter qu'un mauvais alignement du tube (guidage multi-modes) et des lentilles (déformation du front d'onde) diminue le contraste, et donc la précision, de cette méthode. L'ensemble des appareils électroniques est synchronisé à l'aide d'un générateur d'impulsions logiques (*Stanford Digital Delay Generator DG645*). La pression $P_{\mathrm{H}_2,cap}$ et la densité électronique n_{e0} ont été calibrées en fonction de la pression de réservoir $P_{\mathrm{H}_2,rés}$ pour différents tubes capillaires et un temps d'ouverture de l'électronvanne. Par exemple, on donne l'abaque obtenue pour des tubes capillaires de longueurs différentes et de rayon $r_{cap} = 89\,\mu\mathrm{m}$ sur la Fig. 2.8(a) lorsqu'un temps d'ouverture de 40 ms était utilisé. Similairement, on étudie l'impact du rayon interne sur la densité électronique de plateau sur la Fig. 2.8(b). On observe que le remplissage est moins efficace lorsque la partie interne du tube est plus large que la fente d'entrée du gaz : $r_{cap} \gtrsim d_{fil}/2$. On évitera donc d'utiliser ce type de tubes capillaires.

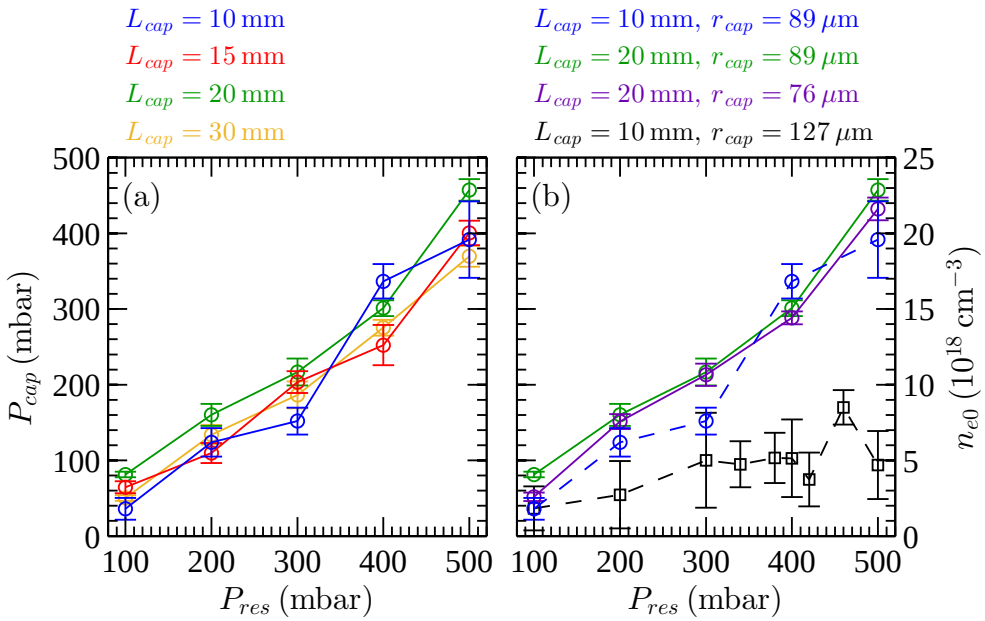


Figure 2.8 : Abaques de densité électronique de plateau dans les tubes capillaires pour un temps d'ouverture de l'électrovanne de 40 ms. Étude de l'impact de la géométrie du tube : (a) L_{cap} variable pour $r_{cap} = 89\,\mu$m, (b) $L_{cap} = 10$ ou 20 mm pour r_{cap} variable.

2.5 L'ombroscopie du rayonnement bêtatron sur les parois des tubes capillaires

2.5.1 Théorie de l'ombroscopie X

L'accélération plasma par sillage laser produit des paquets d'électrons relativistes. Au cours de leur accélération, les électrons sont soumis aux forces électrostatiques transverses du sillage, provoquant ainsi leur oscillation. Les électrons émettent des photons, appelés rayonnement bêtatron, dont les propriétés dépendent fortement de celles du paquet d'électrons (Sec. 1.4). Par conséquent, on peut diagnostiquer de manière non-invasive l'accélération en étudiant le rayonnement émis. Afin de déterminer la position moyenne d'injection et d'estimer la longueur d'accélération, on se propose d'introduire un diagnostic basé sur l'analyse de la distribution spatiale du rayonnement sortant d'un tube capillaire : l'ombroscopie X (Réf. [177, 178]).

Le principe de l'ombroscopie est illustré en Fig. 2.9(a) avec $(Or\theta z)$ le référentiel associé à l'entrée du tube capillaire, de longueur (resp. rayon interne) L_{cap} (resp. r_{cap}). On représente les positions de la source, au début et à la fin de l'émission, par deux disques violets, définissant ainsi la zone d'émission dans le tube capillaire. Les extensions spatiales du premier et dernier rayonnement sortant du tube sont illustrées par les traits pleins verts. En supposant une émission continue le long de l'axe, le signal $s_X(r,\theta)$ reçu par le détecteur, positionné à une distance D_X de l'entrée du tube, est une superposition de rayonnements bêtatron émis tout au long de l'accélération. On appelle zone de transition la partie de l'image, comprise entre r_i et r_f, pour laquelle une partie du rayonnement a été écrantée par la paroi du tube. L'ombroscopie consiste à analyser $s_X(r,\theta)$ dans cette zone de transition afin obtenir de l'information sur la dynamique d'accélération des électrons. Cette technique nécessite :

1. Une source ponctuelle de rayonnement. Les paquets d'électrons accélérés peuvent être considérer comme telle puisque les tailles transverse et longitudinale de ces derniers ($\sim 1-10\,\mu m$) sont faibles par rapport à la distance sur laquelle ils rayonnent ($\sim 1\,mm$).
2. Une source parfaitement alignée sur l'axe du tube, à tout instant de l'émission de photons.
3. Un rayonnement émis homogène à l'échelle de l'angle solide du tube. Pour cela, il faut que l'angle solide d'émission soit très grand devant l'ouverture du tube : $\Theta_X \gg \Theta_{cap}$ où $\Theta_X = \max(\Theta_\beta, \Theta_0)$ est l'ouverture du cône de rayonnement bêtatron et Θ_{cap} l'ouverture du tube pour un photon émis en z :

$$\Theta_{cap} = \arctan\left(\frac{r_{cap}}{L_{cap} - z}\right) . \tag{2.30}$$

   Typiquement, pour les expériences menées au cours de cette thèse, on a $\Theta_{cap} \approx \arctan\left(\frac{0{,}076}{20-3}\right) \approx 5\,mrad$ et $\Theta_X = K_\beta/\gamma \approx 10/100 \sim 100\,mrad$.
4. Le rayonnement bêtatron potentiellement réfléchi par les parois n'atteint pas le détecteur.

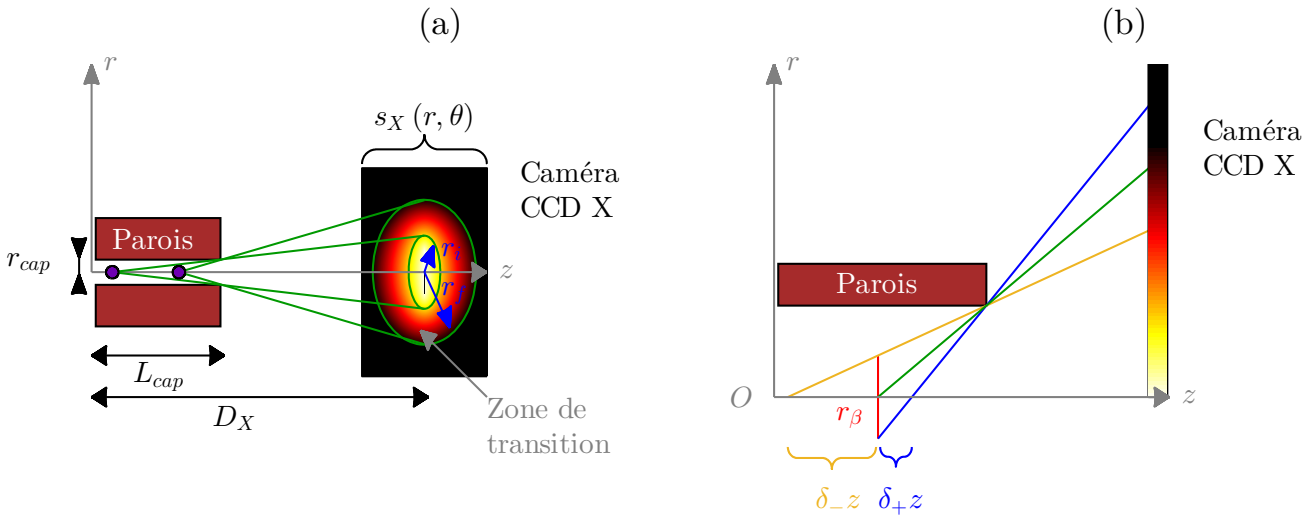


Figure 2.9 : (a) Principe de l'ombroscopie dans des tubes capillaires de longueur (resp. rayon interne) L_{cap} (resp. r_{cap}). Le rayonnement émis par des électrons relativistes (disques violets) et sortant du tube est détecté par une caméra CCD X, positionnée à une distance D_X du tube. La distribution spatiale du signal $s_X(r,\theta)$ est schématisée par une ellipse pleine, avec un gradient de couleur compris entre r_i et r_f correspondant à la zone de transition. (b) Illustration de l'incertitude $\triangle_s z = \delta_+ z - \delta_- z$ induite par la taille de la source r_β dont l'extension transverse est représentée par un trait plein rouge.

Sous réserve que ces hypothèses soient valides, et que $D_X \gg L_{cap}$, on détermine géométriquement une relation entre la position longitudinale z d'émission et la position radiale r sur l'écran du dernier photon à ne pas être écranté par les parois du tube :

$$z = L_{cap} - D_X \frac{r_{cap}}{r} , \tag{2.31}$$

De plus, la moyenne azimutale $S_X(r)$ du signal mesuré $s_X(r,\theta)$ s'exprime comme :

$$S_X(r) = \int_0^{2\pi} s_X(r,\theta)\, d\theta = \int_{z(r)}^{L_{cap}} I(z')\, dz' \ , \tag{2.32}$$

avec $I_X(z)$ l'intensité d'émission, c'est-à-dire le nombre de photons émis par angle solide et par unité de longueur. Sachant que le nombre de photons émis dépend de l'énergie et de la quantité d'électrons, la détermination du profil $I_X(z)$ permet d'obtenir, en chaque position z, des informations sur les propriétés du paquet d'électrons. $I_X(z)$ est calculée expérimentalement à partir de l'Éq. 2.31 et de la variation radiale de $S_X(r)$:

$$I_X(z) = -\frac{r^2}{r_{cap} D_X} \frac{\partial S_X}{\partial r} \tag{2.33}$$

Le modèle d'ombroscopie présenté dans cette section repose sur certaines hypothèses simplificatrices. Afin de jauger de la validité de ce modèle, il convient d'estimer les erreurs induites par ces hypothèses, comme notamment la taille de la source (Fig. 2.9(b)).

2.5.2 Incertitudes expérimentales de la technique de l'ombroscopie

2.5.2.1 Taille et désalignement de la source

Comme illustré en Fig. 2.9(b), la taille de la source r_β, *i.e.* l'amplitude des oscillations transverses, est une source d'incertitude sur l'estimation de la position z. On représente l'extension transverse de la source par un trait plein rouge. Pour une position z et une taille r_β de la source, on distingue géométriquement deux positions apparentes : $z+\delta_+ z$ et $z-\delta_- z$. On définit l'incertitude induite par la taille de la source comme étant $\triangle_s z = \delta_+ z + \delta_- z$ avec $\delta_\pm z$ les incertitudes autour de la position z :

$$\delta_\pm z = \frac{L_{cap} - z}{r_{cap}/r_\beta \pm 1} \ , \tag{2.34}$$

Pour les expériences menées au cours de cette thèse, on a $r_{cap} \gg r_\beta$, ce qui donne :

$$\triangle_s z \simeq 2\,(L_{cap} - z)\, \frac{r_\beta}{r_{cap}} \ . \tag{2.35}$$

On estime que $\triangle_s z \approx 900\,\mu\text{m}$ pour $L_{cap} = 20\,\text{mm}$, $r_{cap} = 76\,\mu\text{m}$, $r_\beta = 2\,\mu\text{m}$ et $z = 3\,\text{mm}$. Cette incertitude est calculée pour une source sur l'axe optique. Or, la position transverse de la source est déterminée par la position transverse du faisceau laser qui peut ne pas être aligné sur l'axe du tube. Similairement à l'Éq. 2.35, dans le cas d'une source ponctuelle hors-axe, on peut estimer l'erreur $\triangle_{ha} z$ par :

$$\triangle_{ha} z \simeq 2\,(L_{cap} - z)\, \frac{\sigma_L}{r_{cap}} \ , \tag{2.36}$$

avec σ_L la fluctuation moyenne de pointé laser, qui est typiquement de l'ordre du micron pour les expériences menées au cours de cette thèse, ce qui conduit à $\triangle_{ha} z \lesssim \triangle_s z$.

2.5.2.2 Incertitudes géométriques et résolution de la caméra CCD X

La résolution du détecteur, en général une caméra CCD X, peut limiter la précision de l'ombroscopie. En effet, la taille δr_{px} d'un pixel correspond à une plage de position longitudinale $\triangle_{px} z$ s'exprimant :

$$\triangle_{px} z = D_X \frac{r_{cap}}{r^2} \delta r_{px} \ . \tag{2.37}$$

On estime que $\triangle_{px} z \approx 90\,\mu\text{m}$ pour $D_X = 1220\,\text{mm}$, $r_{cap} = 76\,\mu\text{m}$, $r = 5\,\text{mm}$ et $\delta r_{px} = 24{,}8\,\mu\text{m}$. Les incertitudes sur la géométrie du diagnostic sont également une source d'erreurs. En supposant une absence d'erreur sur la taille du pixel ($\triangle r/r = 0$), on majore l'incertitude géométrique $\triangle_{géo} z$ en dérivant l'Éq. 2.31, puis en passant à la limite :

$$\triangle_{géo} z = \triangle L_{cap} + (L_{cap} - z) \left(\frac{\triangle D_X}{D_X} + \frac{\triangle r_{cap}}{r_{cap}} \right) \ . \tag{2.38}$$

La préparation des tubes capillaires conduit à $\triangle L_{cap} = 5\,\mu\text{m}$ et $\triangle r_{cap} = 1\,\mu\text{m}$. On estime que $\triangle_{géo} z \approx 300\,\mu\text{m}$ pour $D_X = 1220\,\text{mm}$,$\triangle D_X = 5\,\text{mm}$, $L_{cap} = 20\,\text{mm}$, $r_{cap} = 76\,\mu\text{m}$ et $z = 3\,\text{mm}$.

2.5.3 Réflexion du rayonnement bêtatron et caustiques

L'utilisation de l'ombroscopie implique qu'une partie du rayonnement bêtatron est écrantée par les parois du tube capillaire. Une réflexion non-négligeable de ce rayonnement par les parois du tube peut contribuer à bruiter le signal utilisé pour reconstruire la dynamique de l'accélération d'électrons. Afin d'étudier cette possibilité, on calcule le coefficient de réflectivité $\mathcal{R}_{cap}$ des parois, de rugosité Ξ_{cap} et composées à 100% de SiO_2, en fonction de l'énergie $\mathcal{E}_X$ et de l'angle d'incidence $\theta_{X,inc}$ des rayons X :

$$\mathcal{R}_{cap}\left(\theta_{inc}, E_X\right) = \mathcal{R}_{SiO_2}\left(\theta_{inc}, \mathcal{E}_X\right) \times \exp\left[-\frac{\left(2\Xi_{cap}\mathcal{E}_X \sin\theta_{inc}\right)^2}{\left(\hbar c\right)^2} \right] \ , \tag{2.39}$$

avec la réflectivité théorique $\mathcal{R}_{SiO_2}$ de SiO_2, dont la dépendance en $\mathcal{E}_X$ et $\theta_{X,inc}$ a été mesurée [2] par Henke *et al.* (Réf. [179]) et est donnée sur la Fig. 2.10(a). La rugosité Ξ_{cap} des tubes capillaires, constitués de verre flotté à haute qualité de paroi, est $\sim 10\,\text{nm}$ (Réf. [180]). On représente sur la Fig. 2.10(b) la réflectivité $\mathcal{R}_{cap}$ en fonction de $\mathcal{E}_X$ et $\theta_{X,inc}$. Par ailleurs, la zone grisée indique la plage de sensibilité en $\mathcal{E}_X$ du système de détection de rayons X (voir Sec. 3.5). On constate que le rayonnement après une, voire deux, réflexions peut être détectable si l'angle d'incidence est faible : $\theta_{X,inc} \lesssim 5\,\text{mrad}$, ce qui équivaut à $L_{cap} \gtrsim 18\,\text{mm}$ pour $z = 3\,\text{mm}$ et $r_{cap} = 76\,\mu\text{m}$.

On choisit de vérifier expérimentalement l'absence de réflexion des rayons X en faisant varier la longueur du tube capillaire. On montre sur la Fig. 2.11 des images typiques du rayonnement bêtatron sortant d'un tube capillaire de longueur (a) $L_{cap} = 10\,\text{mm}$, (b) $L_{cap} = 20\,\text{mm}$, (c) $L_{cap} = 40\,\text{mm}$ et (d) $L_{cap} = 50\,\text{mm}$. On constate que pour $L_{cap} = 10\,\text{mm}$ le rayonnement est homogène et l'écrantage difficilement observable (coin inférieur gauche de la Fig. 2.11(a)).

2. Le *Center for X-ray Optics* du *Lawrence Berkeley National Laboratory* dispose d'une base de données en ligne sur la réflectivité des rayons X pour divers matériaux à l'adresse internet : http://henke.lbl.gov/optical_constants/.

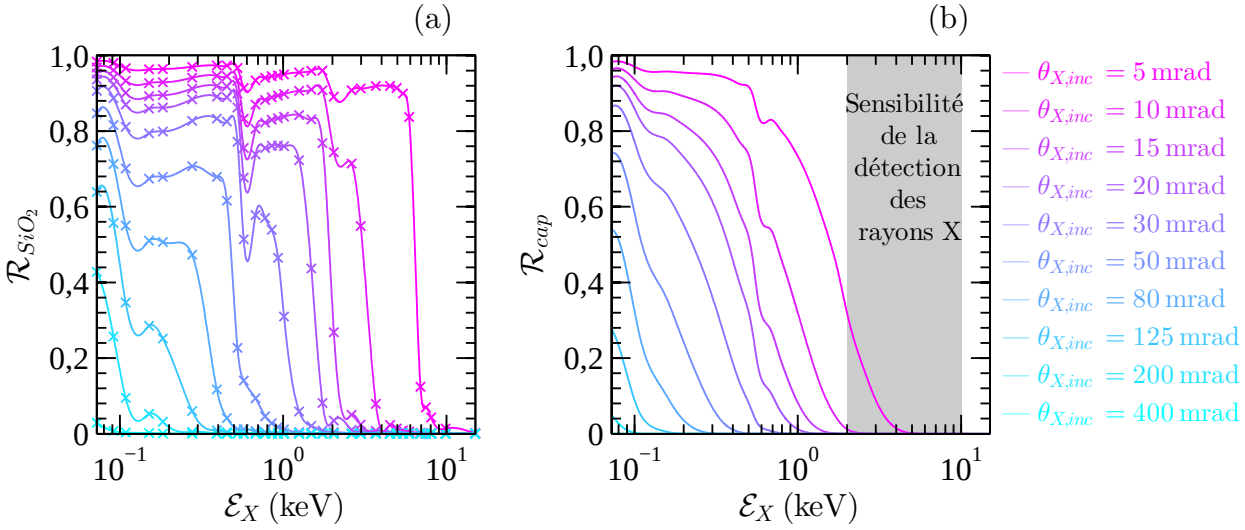


Figure 2.10 : (a) Réflectivité d'une paroi lisse ($\Xi_{cap} = 0\,\text{nm}$) composée à 100% de SiO_2 en fonction de l'énergie $\mathcal{E}_X$ et de l'angle $\theta_{X,inc}$ des photons incidents. (b) *Idem* pour une paroi rugueuse ($\Xi_{cap} = 10\,\text{nm}$). La zone grisée représente la plage de sensibilité en $\mathcal{E}_X$ du système de détection de rayons X utilisé au cours de cette thèse.

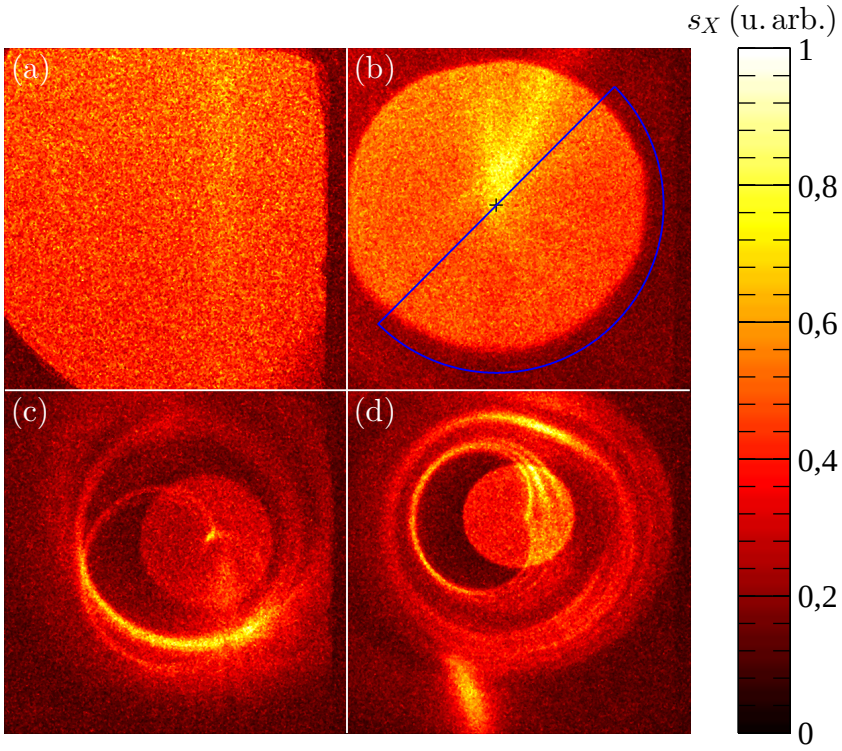


Figure 2.11 : Image de la caméra CCD X pour (a) $L_{cap} = 10\,\text{mm}$, (b) $L_{cap} = 20\,\text{mm}$, (c) $L_{cap} = 40\,\text{mm}$ et (d) $L_{cap} = 50\,\text{mm}$. Une région d'intérêt est délimitée sur l'image (b) par la ligne bleue et un demi-cercle bleu dont le centre est indiqué par une croix noire.

Au-delà, on observe clairement un disque d'intensité quasiment uniforme, comme prédit sur la Fig. 2.9(a). Pour $L_{cap} = 40\,\text{mm}$ et $L_{cap} = 50\,\text{mm}$, on remarque l'apparition de structures, dans le faisceau X, similaires à des cardioïdes. Cette forme indiquent qu'une partie du rayonnement émis est réfléchi par la surface, interne et concave, du tube capillaire. Puisque la source de rayonnement est à une distance finie de la paroi réfléchissante, on parle de catacaustiques au flambeau (Réf. [181]). Par commodité, on appelera simplement ces structures des caustiques. Afin d'éviter que ce phénomène bruite le signal utile à l'ombroscopie, on choisit d'utiliser des tubes de $L_{cap} = 20\,\text{mm}$ en sélectionnant avec soin des régions d'intérêt, tel que cela est illustré par la courbe bleue de la Fig. 2.11(b).

2.6 Conclusion

Des tubes capillaires diélectriques en verre flotté sont les cibles utilisées pour les expériences d'accélération plasma par sillage laser réalisées au cours de cette thèse. Ils sont produits par Friedrich & Dimmock, puis préparés par l'équipe ITFIP avec une vaste gamme de paramètres. Ces derniers conditionnent la capacité du tube à guider une impulsion laser sur des distances excédant sa longueur de Rayleigh. Le guidage mono-mode requière $r_{cap}/w_0 \simeq 1{,}55$ (resp. $r_{cap}/r_0 \simeq 1$) pour un faisceau gaussien (resp. d'Airy). La transmission de l'impulsion laser couplée en mono-mode pour des fluctuations de pointé $\delta r_c/r_{cap} \lesssim 0{,}2$ et $\theta_{inc} \lesssim 5\,\text{mrad}$ est $\mathcal{T}_{cap} \sim 90\%$. On précise que l'usage des tubes en guidage mono-mode ne fut pas recherché car, pour l'étude des mécanismes d'injection d'électrons en régime non-linéaire, le guidage de l'impulsion laser est assurée par l'auto-focalisation.

La distribution de gaz dans le tube capillaire, au cours de son remplissage, est décrite par la théorie des écoulements choqués turbulents dans un tuyau. L'écoulement de gaz entre les fentes d'entrées de gaz et le vide a été étudié numériquement *via* des simulations fluides utilisant le solveur *sonicfoam* du logiciel OpenFOAM. Ces résultats ont été utilisés pour calibrer la caractérisation expérimentale à base de d'interférométrie Mach-Zehnder. En régime permanent, l'écoulement est essentiellement laminaire et présente uniquement des turbulences en sortie de tube, où la densité est faible ($\leq 0{,}05 \times n_{e0}$).

L'utilisation de tubes capillaires permet également de diagnostiquer l'accélération plasma par sillage laser grâce à l'ombroscopie du rayonnement bêtatron sur les parois des tubes. Bien que l'essentiel du mécanisme étudié se déroule sur les premiers millimètres du plasma, l'ombroscopie requiert l'utilisation de tubes capillaires assez long pour observer l'ombre du tube. Pour les paramètres expérimentaux utilisés au cours de cette thèse, il faut $L_{cap} \geq 20\,\text{mm}$.

L'utilisation de longs tubes diminue la précision de la technique de l'ombroscopie X. En effet, on a observé que les incertitudes dues à la taille de la source, aux erreurs géométriques, au désalignement de la source par rapport au tube capillaire croissent avec le facteur $L_{cap} - z$. L'incertitude principale est la taille de source de rayonnement bêtatron pour les paramètres explorés. De plus, pour des longs tubes $L_{cap} \geq 30\,\text{mm}$, la réflexion des rayons X et la diffusion du paquet d'électrons par l'impulsion laser (Réf. [159]) pollue le signal détecté par la caméra X.

Le choix de la longueur L_{cap} du tube capillaire est donc un compromis entre faisabilité et précision expérimentale. On choisit une longueur $L_{cap} = 20\,\text{mm}$ pour les expériences décrites aux Chap. 4 et 5.

Chapitre 3

Techniques expérimentales et méthodes d'analyse

Ce chapitre est dédié à la présentation des techniques expérimentales mises en œuvre au cours de cette thèse pour étudier l'accélération plasma par sillage laser. Premièrement, on présentera l'installation laser du Lund Laser Center (LLC) où la plupart des travaux de cette thèse ont été effectués. On décrira ensuite les diagnostics caractérisant les impulsions laser, puis on discutera des techniques expérimentales permettant de quantifier les propriétés des paquets d'électrons accélérés. Finalement, on présentera le dispositif utilisé pour détecter le rayonnement bêtatron lors de la mise en œuvre du diagnostic d'ombroscopie X.

Sommaire

3.1 Installation laser du Lund Laser Centre 78
3.1.1 Oscillateur et étages amplificateurs 78
3.1.2 Compression de l'impulsion laser 79
3.1.3 Stabilisation du pointé laser 80
3.1.4 Correction de front d'onde et amélioration de la tache focale . . . 82
3.2 Dispositif expérimental 83
3.3 Diagnostics des impulsions laser 84
3.3.1 Durée d'impulsion et autocorrélateur optique 85
3.3.2 Tache focale 85
3.3.3 Motif de transmission et alignement du tube capillaire 87
3.4 Diagnostics des paquets d'électrons 89
3.4.1 Énergie des paquets d'électrons 89
3.4.2 Divergence à mi-hauteur des paquets d'électrons 94
3.4.3 Charge des paquets d'électrons 96
3.5 Diagnostics du rayonnement bêtatron 97
3.5.1 Caméra, méthode de Ross et énergie critique du rayonnement bêtâtron 98
3.5.2 Nombre de photons, fluence et brillance du rayonnement bêtatron 100
3.6 Conclusion 101

3.1 Installation laser du Lund Laser Centre

L'installation du LLC (*Lund Laser Centre*) comprend une chaîne laser titane:saphir cadencé à 10 Hz, de puissance 35 TW pour une énergie maximale dans le plan focal $\sim$ 800 mJ et une durée d'impulsion $\sim$ 40 fs. On distingue quatre composantes reparties dans trois pièces différentes : l'oscillateur et les amplificateurs (salle 1), le compresseur (salle 2), le système de stabilisation de pointé laser (salle 1, 2 et 3), et le miroir déformable (salle 2) modifiant le front d'onde de l'impulsion laser. Afin de minimiser les vibrations mécaniques, une quatrième pièce est utilisée pour entreposer les systèmes de pompage et les alimentations des lasers de pompe.

3.1.1 Oscillateur et étages amplificateurs

Le processus de génération et d'amplification d'impulsions comprend de nombreuses étapes, distribuées sur trois tables optiques, qu'on se propose de brièvement décrire à l'aide la Fig. 3.1.

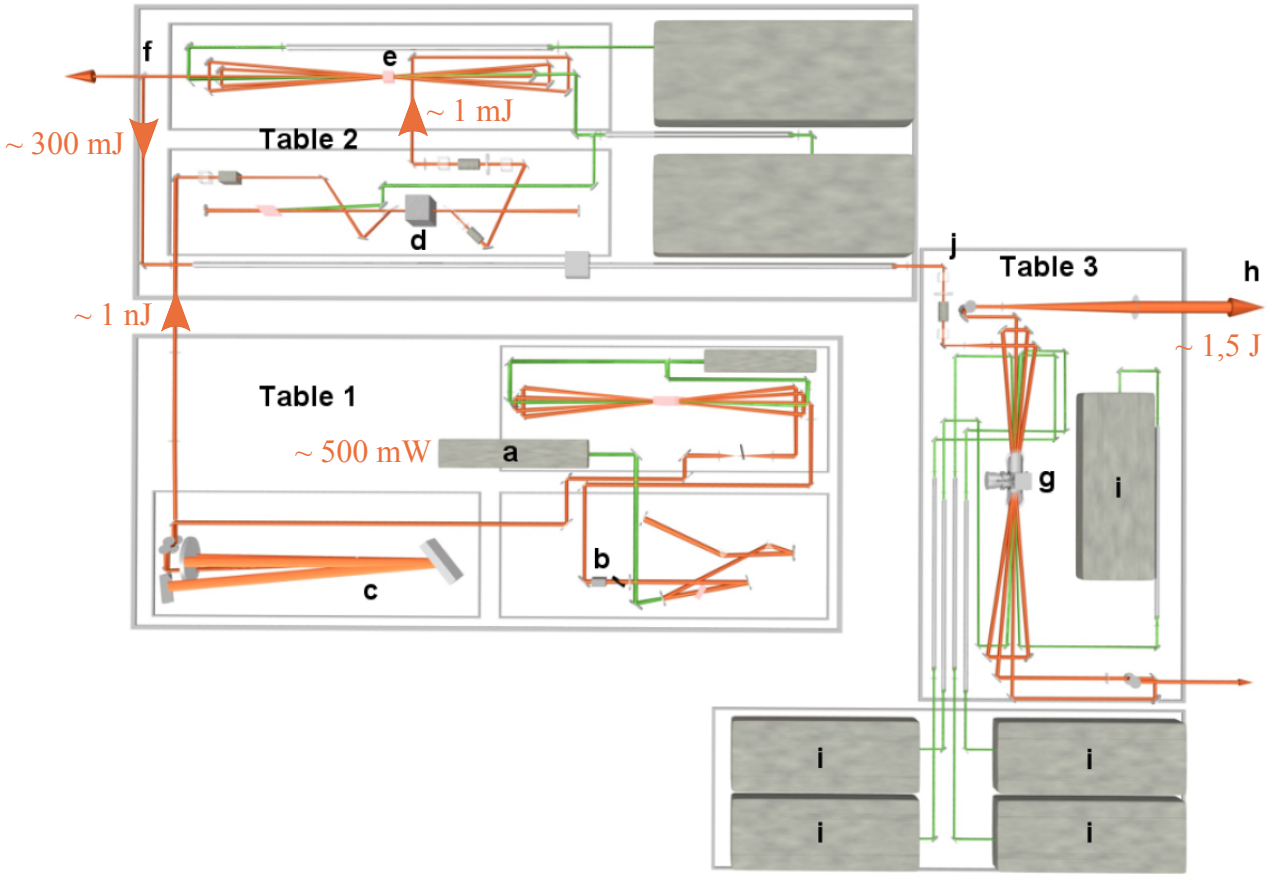


Figure 3.1 : Schéma à l'échelle de l'installation laser TW du LLC (Réf. [45]). (a) l'oscillateur, (b) le modulateur dispersif acousto-optique (*dazzler*), (c) l'étireur, (d) l'amplificateur régénératif, (e) le second amplificateur, (f) une lame séparatrice, (g) le troisième amplificateur, (h) le compresseur temporel (non représenté, voir Sec. 3.1.2), (i) les lasers de pompe de type Nd:YAG et (j) l'emplacement d'un miroir monté sur un moteur piézo-électrique pour la stabilité du pointé laser (voir Sec. 3.1.3).

Sur la première table, les impulsions sont générées par un oscillateur (a) Titane:Saphir à verrouillage de modes qui émet des trains d'impulsions, centrées sur $\lambda_L = 800\,\text{nm}$ et de largeur $\triangle\lambda_L = 60\,\text{nm}$, à une fréquence de 80 MHz pour une puissance moyenne de 500 mW. Les impulsions sont ensuite envoyées dans le modulateur dispersif acousto-optique (b) qui met en forme la structure spectrale des impulsions et compense par anticipation les effets de dispersion d'ordres élevés dans le système ainsi que le rétrécissement du gain dans l'amplicateur régénératif (d). Un étirement temporel de l'impulsion jusqu'à quelques centaines de picosecondes est réalisé par une double réflexion sur un couple de réseaux de diffraction : l'étireur (c). Cette méthode permet d'injecter une impulsion longue dans le système d'amplification de puissance sans endommager les optiques de la chaîne laser.

Sur la deuxième table, les impulsions passent par deux amplificateurs de type cavité. Premièrement, l'amplicateur régénératif (d) permet de passer de $\sim 1\,\text{nJ}$ à $\sim 1\,\text{mJ}$ après quinze passages de l'impulsion dans la cavité, dont l'entrée et la sortie sont contrôlées par deux cellules de Pockels. Deux cellules additionnelles sont utilisées pour nettoyer l'impulsion de l'émission amplifiée spontanée (ASE) ainsi que d'éventuelles pré-impulsions ayant une avance par rapport à l'impulsion principale supérieure à 1,5 ns. Deuxièmement, un amplicateur à géométrie papillon (e) est utilisé pour produire un faisceau avec une énergie de sortie de 300 mJ. Une lame séparatrice (f) est ensuite utilisée pour envoyer la majorité de l'énergie laser vers la Table 3. La seconde partie est recomprimée temporellement et utilisée pour des expériences sur la génération d'harmoniques.

Sur la troisième table, un dernier amplificateur de type papillon (g) augmente l'énergie, avant compression, jusqu'à une valeur maximale de 1,5 J. Afin de préserver le système, le cristal de cet étage dispose d'un refroidissement cryogénique ce qui permet d'éviter la formation de lentilles thermiques, résultant d'un échauffement lors du pompage du cristal par les cinq lasers Nd:YAG de 1 J (i). Finalement, le faisceau amplifié est envoyé dans un compresseur temporel (h) pour obtenir une impulsion ultra-courte.

3.1.2 Compression de l'impulsion laser

Le compresseur temporel (h) est basé sur la technologie CPA (*Chirped-Pulse Amplification*), ou amplification à dérive de fréquences, mise au point par Strickland *et al.* en 1985 (Réf. [183]). Le principe de la CPA est présenté en Fig. 3.2 sur laquelle est représentée, d'une part, la trajectoire du faisceau laser par une ligne noire, et d'autre part, les composants (a) à (g) présentés en Sec. 3.1.1. Les impulsions courtes émises par l'oscillateur (a) sont allongées par l'étireur (c), passant de la femtoseconde à la picoseconde. Cet étirement de l'impulsion repose sur la dispersion des différentes longueurs d'ondes infrarouges présentes dans l'impulsion laser et représentées par les courbes rouges, vertes et bleues. En effet, comme observé sur la Fig. 3.2, on constate que le trajet parcouru dans l'étireur dépend de la longueur d'onde, conduisant ainsi à un allongement de l'impulsion et une corrélation entre la longueur d'onde d'un photon et sa position longitudinale dans l'impulsion. La diminution de puissance crête due à l'étirement de l'impulsion permet son amplification par une série d'étages (d, e, g) qui n'aurait pas été possible pour une impulsion courte de puissance crête élevée. Finalement, l'impulsion longue amplifiée est recomprimée par une seconde paire de réseaux selon le mécanisme inverse de l'étireur. La technologie CPA pour des lasers à solides permet de produire des faisceaux pouvant atteindre des intensités crêtes de $5 \times 10^{22}\,\text{W.cm}^{-2}$

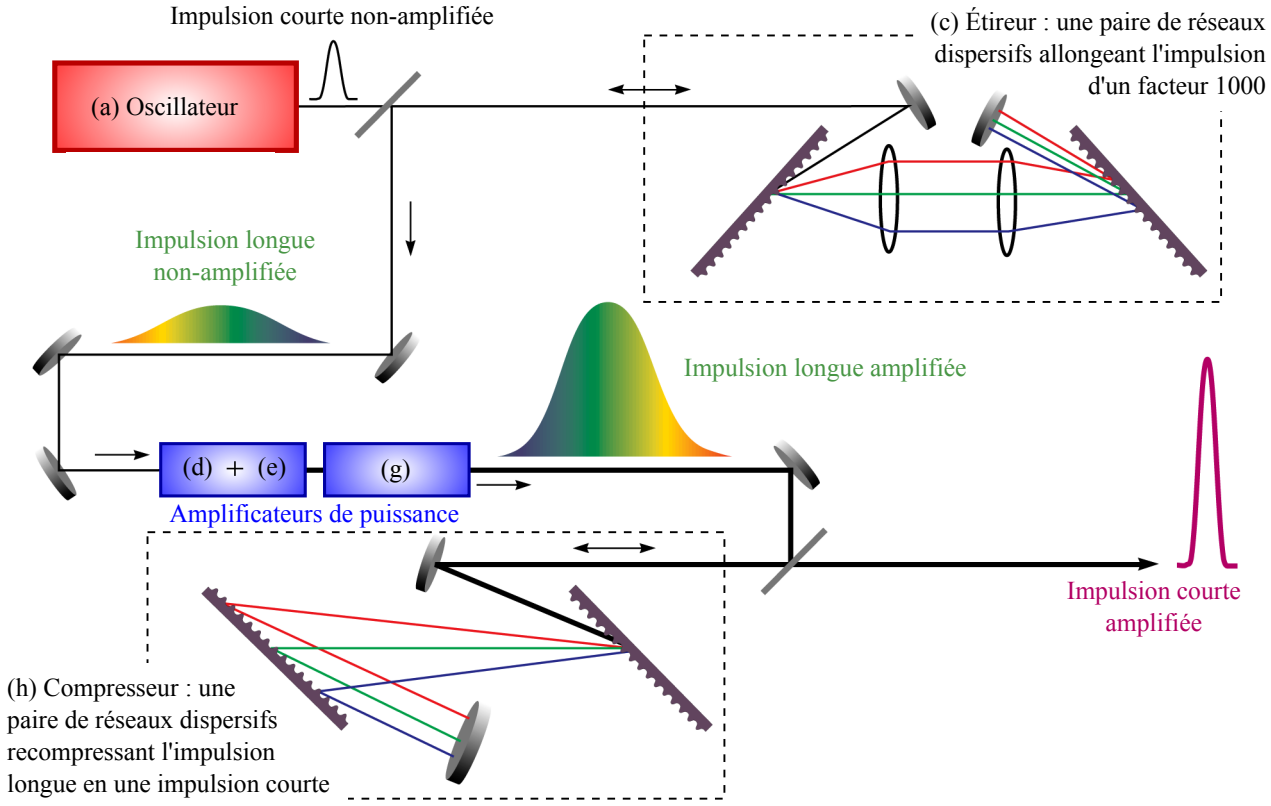


Figure 3.2 : Schéma de principe de l'amplification à dérive de fréquences. Le trajet de l'impulsion laser est représenté par la ligne noire. Les lignes rouges, vertes et bleues représentes différentes longueurs d'onde infrarouges présentes dans l'impulsion. Les gradients de couleurs symbolisent la correlation longueur d'onde / position induite par l'étireur. Les lettres (a) réfèrent au composants présentés en Fig. 3.1. (extrait puis modifié de Réf. [182]). Les disques (resp. crémaillères) gris représentent les miroirs (resp. réseaux dispersifs) nécessaires au dispositif.

(Réf. [184]) et des puissances crêtes allant jusqu'à 1 PW (Réf. [185]), un projet de chaîne laser de 10 PW étant également en construction (Réf. [28]).

Pour les expériences présentées aux Chap. 4 et Chap. 5, les impulsions sont recomprimées par un compresseur à réseaux de diffraction placés sous vide. Cela permet d'éviter l'apparition d'effets non-linéaires, tels que l'auto-focalisation ou la filamentation, lors de la propagation d'impulsions ultra-intenses à travers des hublots de verre. Ces phénomènes non-linéaires peuvent créer des points chauds dans le faisceau et endommager les optiques. En sortie de compresseur, des impulsions amplifiées de durée à mi-hauteur $\tau_L \sim 40$ fs sont transportés par un jeu de miroirs vers l'enceinte expérimentale où sont réalisées les expériences d'accélération plasma par sillage laser. La transmission du compresseur est de $\mathcal{T}_{comp} = (55 \pm 5)\,\%$ (resp. $(45 \pm 5)\,\%$) pour la première (resp. deuxième) campagne expérimentale.

3.1.3 Stabilisation du pointé laser

Une des spécificités de l'installation laser du LLC est l'excellente stabilité des propriétés des faisceaux laser, et notamment une faible fluctuation de pointé laser. Cette performance est le

résultat du développement d'un système actif de stabilisation de pointé laser par Genoud *et al.* (Réf. [186]). On rappelle qu'une faible fluctuation de pointé est requise lors de l'utilisation de tubes capillaires. En effet, on a vu en Sec. 2.3.2 qu'un désalignement du faisceau laser par rapport à l'axe du tube capillaire crée des modes d'ordre élevé qui s'amortissent rapidement, réduisant ainsi l'énergie laser disponible pour l'interaction laser-plasma. Par ailleurs, pour des fluctuations trop importantes, l'intensité laser atteignant la face avant du tube capillaire peut devenir non négligeable rapport au seuil d'ionisation du verre, ce qui diminue l'espérance de vie du tube.

Les origines des fluctuations de pointé laser sont multiples. On distingue des fluctuations d'intensités différentes évoluant à des échelles de temps diverses. Entre deux tirs consécutifs, la principale source de fluctuations se manifeste sous la forme de vibrations mécaniques millisecondes induites par le circuit de refroidissement du dernier étage amplificateur. On note également la présence de vibrations mécaniques au niveau de la parabole de focalisation (voir Sec. 3.2) causées par la turbopompe de l'enceinte expérimentale. À une échelle de temps de temps légèrement plus longue, les turbulences de l'air augmentent également la fluctuation de pointé. Entre le premier et le dernier tir d'une journée d'acquisition de données, les changements de température déforment de la structure du bâtiment, induisant une dérive du pointé significative. Finalement, l'activité humaine crée ponctuellement et aléatoirement des fluctuations de pointé.

Afin de réduire les fluctuations et dérives de pointé laser, de nombreuses mesures ont été mises en place au cours de ces dernières années. Par exemple, les étages d'amplifications ont été couverts pour réduire les fluctuations induites par les turbulences de l'air ambiant. De plus, les pompes primaires de l'enceinte expérimentale ont été isolées du sol *via* des amortisseurs puis placées hors des salles laser et expérimentales. De tels aménagements ne peuvent être réalisés pour minimiser les vibrations induites par la pompe du circuit de refroidissement du troisième étage amplificateur. Par conséquent, un inhibiteur a été développé afin de ne permettre les tirs laser qu'au minimum d'intensité des vibrations (voir cadre bleu de la Fig. 3.3). Il se compose d'un détecteur de vibrations placé dans l'étage amplificateur, d'un générateur TTL d'amplitude asservie par l'amplitude des vibrations, et d'un obturateur bloquant, ou non, le faisceau laser selon le signal du générateur TTL. Quant aux dérives lentes du pointé laser, elles sont corrigées par un système verrouillant la position du pointé du faisceau de l'oscillateur (80 MHz) à une position donnée. Cette dernière est choisie afin que le transmission, du faisceau laser amplifiée, à travers le tube capillaire soit optimale. Cela est réalisé grâce à un asservissement PID (Proportionnel-Intégral-Dérivé) se composant d'une d'une double paire de miroirs piézoélectriques (KC1-PZ de *Thorlabs* et S-340 de *Physik Instrumente*) et de PSD (*Position Sensing Detector* de *SiTek Electro Optics*) dont l'orientation est contrôlée en temps réel par un programme informatique écrit en LabVIEW. Le premier miroir, situé avant le troisième étage amplificateur, modifie la direction du faisceau de l'oscillateur dont l'ordre zéro en sortie du compresseur est observé par le PSD 1. Le second miroir, situé après le compresseur, change la direction du faisceau compressé de l'oscillateur dont une fuite est observée par le PSD 2.

En l'absence de stabilisation active et passive, l'écart-type de la distribution du pointé laser dans le plan focal est de $\sim 6{,}7\,\mu\text{rad}$. Elle fut réduite à $\sim 3{,}7\,\mu\text{rad}$ après le changement d'emplacement des pompes primaires. Finalement, une fluctuation de $\sim 2{,}6\,\mu\text{rad}$ est atteinte lorsque le système actif de stabilisation, inhibiteur et verrouillage, est activé. Pour une parabole hors-axe de longueur focale $f = 78\,\text{cm}$, cela correspond à une fluctuation

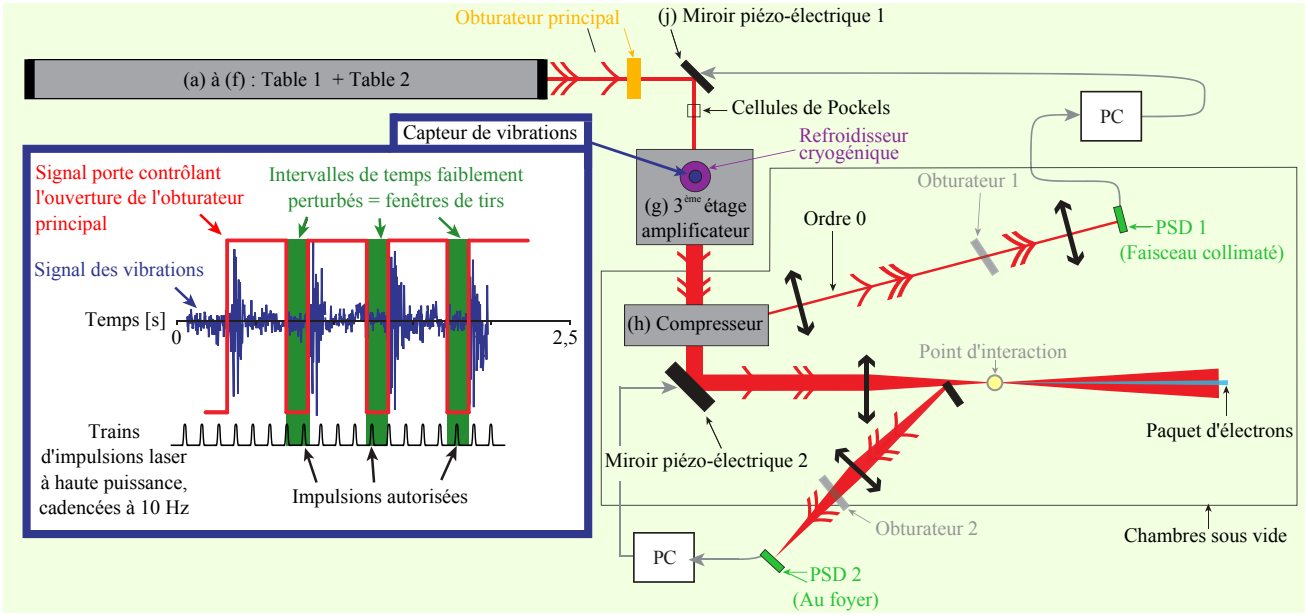


Figure 3.3 : Schéma du système actif de stabilisation de pointé laser développé par Genoud *et al.* au LLC (extrait puis modifié de Réf. [186]). Les flèches rouges doubles (resp. simples) représentent le faisceau de l'oscillateur (resp. principal amplifié). Ces faisceaux sont détectés par des PSDs (*Position Sensing Detector*). Le cadre bleu contient le signal des vibrations (courbe bleue) enregistré par un détecteur de vibrations (disque bleu) placé dans le 3ème étage amplificateur. Les rectangles verts foncés indiquent les fenêtres temporelles de tir durant lesquelles l'obturateur principal (rectangle jaune) est ouvert.

transverse de $\sigma_L \sim 2\,\mu m$. Pour des tubes capillaires avec des rayons internes $r_{cap} = 76\,\mu m$, $\delta r_c / r_{cap} \approx 0{,}02 \ll 0{,}2$ (cf. Sec. 2.3.2) donc le pointé laser est suffisamment stable pour utiliser efficacement les tubes capillaires de manière prolongée, comme cela sera discuté au Chap. 4

3.1.4 Correction de front d'onde et amélioration de la tache focale

Les défauts et les désalignements des composants de la chaîne laser introduisent des aberrations dans le front d'onde qu'il est nécessaire de corriger car, comme vu en Sec. 2.3.2, le couplage d'une impulsion laser à un tube capillaire est optimal pour une impulsion gaussienne. Afin de compenser ces aberrations, la chaîne laser du LLC dispose d'un système de correction de tache focale dont le rôle est d'assurer une tache focale gaussienne proche de la limite de diffraction.

Le système de correction de front d'onde se compose d'un miroir déformable, d'un analyseur de front d'onde et d'un logiciel commercial d'interface (*Phasics*) les contrôlant. Le miroir déformable, placé sous vide après le compresseur, est une optique adaptative dont la surface est contrôlée par une matrice d'actuateurs piézoélectriques céramiques. Lorsqu'une tension est appliquée à un actuateur, on change localement la forme du miroir déformable. Par conséquent, en choisissant correctement les actuateurs à utiliser ainsi que leur alimentation, on peut modeler globalement la surface du miroir déformable afin de compenser les aberrations induites par l'amont de la chaîne laser, mais également celles qui seront causées en aval de la chaîne, c'est-à-dire les composants situés entre le miroir et le foyer. L'alimentation des

actuateurs est choisie en fonction du front d'onde mesuré dans un plan focal équivalent par un analyseur de front d'onde (détails en Réf. [45]), placé à l'extérieur de l'enceinte expérimentale. Le front d'onde mesuré est décomposé en polynômes de Zernike (Sec. B.2) afin d'identifier le type d'aberrations et les actuateurs à activer pour le corriger. En pratique, plusieurs itérations sont nécessaires pour obtenir une correction statisfaisante.

On montre sur la Fig. 3.4(a) (resp. (b)) les images (12 bits, caméra Pixelfly) d'une tache focale avant (resp. après) correction pour un faisceau laser amplifié (800 mJ sur cible), et focalisé par un miroir parabolique hors-axe de 14° et de longueur focale $f = 78$ cm. Les signaux ont été normalisés par l'intensité maximale obtenue sur la Fig. 3.4(b). On constate que la forme obtenue après correction est plus symétrique autour du centre de la tache. De plus, la correction de front d'onde permet d'obtenir une intensité pic plus élevée, ce qui est favorable à l'interaction laser-plasma. La qualité de tache focale et la stabilité de pointé laser assurent une utilisation prolongée des tubes capillaires durant des journées d'acquisition de données où des centaines de tirs sont effectués sans endommager le tube capillaire.

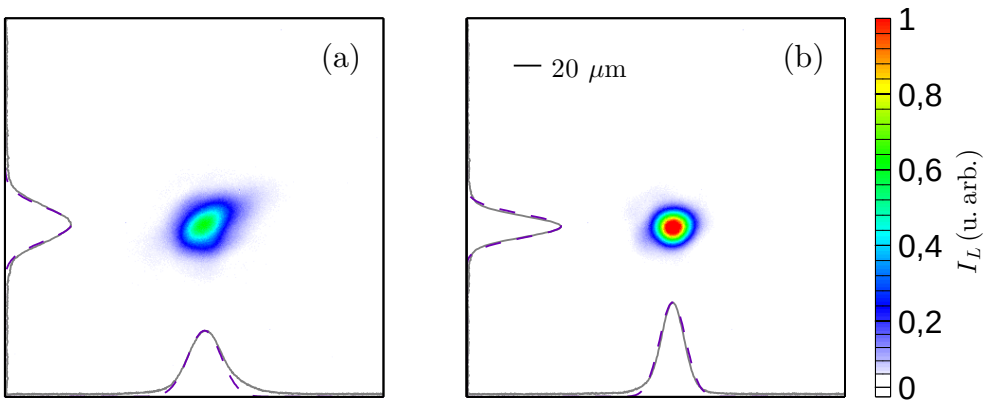


Figure 3.4 : Images de tache focale illustrant la correction de front d'onde par le miroir déformable. Les courbes mauves à tirets représentent le meilleur ajustement gaussien aux projections de la tache focale (courbes grises).

3.2 Dispositif expérimental

Les expériences d'accélération plasma par sillage laser ont eu lieu dans une enceinte expérimentale sous vide ($\sim 10^{-5}$ mbar) dont l'implémentation est donnée par la Fig. 3.5. À la sortie du compresseur, le faisceau laser est transporté par une série de miroirs aluminium et diélectriques jusqu'à un miroir parabolique, hors-axe de 14° et de longueur focale $f = 78$ cm, qui focalise le faisceau 1 mm à l'intérieur des tubes capillaires préalablement remplis de gaz (voir Sec. 2.4). Pour des paramètres laser-plasma appropriés, des paquets d'électrons sont produits puis accélérés. Ces derniers impactent un écran fluorescent (*Lanex Kodak Regular*) recouvert d'une feuille d'aluminium, de 100 µm d'épaisseur, afin de le protéger de l'impulsion laser résiduelle. L'énergie déposée par les électrons dans l'écran est réémise sous forme de lumière visible qui est collectée par un miroir puis imagée par une caméra CCD 16 bits (Princeton PhotonMax E2V-CCD-201), munie d'un objectif photographique (AF Nikkor 50 mm), dont une image typique est donnée par la Fig. 3.5(i). Une telle image permet de déterminer la charge et le profil de la distribution spatiale des paquets d'électrons. En insérant un aimant

entre le tube capillaire et le système d'imagerie, on observe une déflection verticale [1] des électrons qui dépend de leur distribution en énergie (Fig. 3.5(ii)). Il peut également résulter de l'interaction laser-plasma un rayonnement bêtatron (Sec. 1.4) qu'on image avec une caméra CCD 16 bits (Princeton, SXTE/CCD-512TKB1) placée à l'extérieur de l'enceinte expérimentale. Une matrice de filtres métalliques, insérée entre le tube capillaire et la caméra, a été utilisée pour étudier le spectre du rayonnement bêtatron (Fig. 3.5(iii)). L'ombroscopie a été simplement mise en œuvre avec l'utilisation de tube capillaire de longueurs supérieures à $L_{cap} = 20\,\text{mm}$ (Fig. 3.5(iv)). La fuite du dernier miroir diélectrique de transport, avant focalisation, est collectée par une lentille puis distribuée par une lame séparatrice sur, d'une part, une caméra CCD 8 bits (Firefly, Fig. 3.5(v)), et d'autre part, le PSD 2 du système de verrouillage de pointé (Fig. 3.3). Ces diagnostics laser, électrons et X sont discutés en détails dans les prochaines sections de ce chapitre.

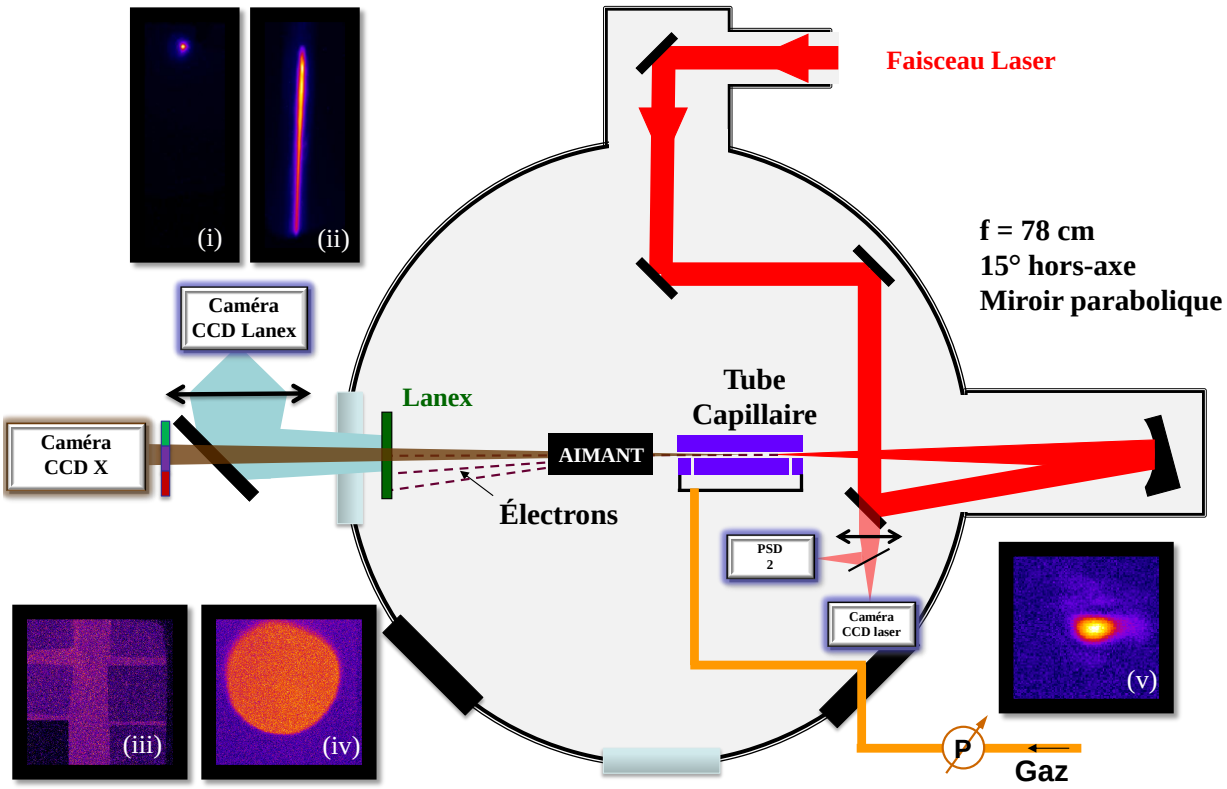


Figure 3.5 : Schéma de l'enceinte expérimentale sous vide où sont données des images typiques de (i) paquets d'électrons, (ii) paquets d'électrons défléchis par l'aimant, (iii) rayonnement bêtatron partiellement écranté par une matrice de filtres métalliques, (iv) de rayonnement bêtatron partiellement écranté par les parois du tube capillaire, (v) tache focale de l'impulsion laser amplifiée.

3.3 Diagnostics des impulsions laser

Avant d'analyser les résultats expérimentaux présentés dans les Chap. 4 et 5, il a fallu tout d'abord caractériser l'impulsion laser à la base de l'interaction laser-plasma. Pour cela, on a

1. La déflection est représentée horizontalement sur la Fig. 3.5 par soucis de clarté.

déterminé la durée, le profil transverse, l'énergie moyenne des impulsions laser, ce qui permet d'évaluer la puissance et l'intensité laser qui sont les paramètres clés pour définir le régime d'interaction (Chap. 1).

3.3.1 Durée d'impulsion et autocorrélateur optique

En optique, l'autocorrelation en intensité d'une impulsion laser est couramment utilisée pour estimer la durée d'impulsions laser ultra-coutes. En effet, les méthodes optoélectroniques à base de photo-diodes sont inadaptées puisque leur temps de réponse est $\sim 200\,\text{fs}$ alors que les impulsions laser utilisées ont une durée d'impulsion de l'ordre de la dizaine de femtosecondes.

Pendant les campagnes expérimentales réalisées au LLC, la durée d'impulsion à mi-hauteur τ_L n'était pas mesurée tir à tir mais au début de chaque journée d'acquisition de données, après optimisation des réseaux du compresseur, c'est-à-dire lorsque la durée d'impulsion est la plus courte. L'autocorrélateur était placé, à l'air libre, sur une table optique adjacente au compresseur. La détermination de τ_L requiert une hypothèse sur la forme temporelle de l'impulsion. En supposant un profil suivant une loi sécante hyperbolique, on obtient par autocorrélation que $\tau_L = (37 \pm 3)$ fs pour la seconde campagne expérimentale, une valeur en accord avec les mesures de la première campagne expérimentale utilisant la technique SPIDER (*Spectral Phase Interferometry for Direct Electric Field Reconstruction*) : $\tau_L = (40 \pm 5)$ fs.

3.3.2 Tache focale

3.3.2.1 Profil transverse, taille au *waist* et enveloppe

Les profils temporel et transverse ainsi que la taille au waist (Annexe B) sont caractérisés une fois par jour, en début d'acquisition de données. Avant focalisation, la distribution transverse en énergie de l'impulsion est proche d'une fonction porte de rayon $w_i \approx 2{,}6\,\text{cm}$. Afin de caractériser la distribution transverse dans le plan focal du faisceau focalisé par le miroir parabolique de longueur focale $f = 78\,\text{cm}$, on place au centre de l'enceinte expérimentale une caméra CCD 8 bits (Firefly) muni d'un microscope (Mitutoyo) monté sur un tube optique (non-représentée sur la Fig. 3.5). L'observation de la tache focale n'est pas entravée par la présence du tube capillaire et de son support car un moteur piloté par ordinateur permet de les extraire de l'axe optique sans ouvrir l'enceinte expérimentale. Réciproquement, en phase d'acquisition de données, la caméra est retirée de l'axe optique. La disposition de l'aimant sur un rail manuel permet de le retirer ou de l'insérer en fonction des besoins. La calibration spatiale du dispositif optique est de $\Pi_L = 0{,}637\,\mu\text{m/pixel}$ (resp. $\Pi_L = 0{,}670\,\mu\text{m/pixel}$) pour la première (resp. deuxième) campagne expérimentale.

On donne sur la Fig. 3.6(a) la distribution transverse en intensité laser I_L de la tache focale, de l'impulsion laser amplifiée sous vide, pour la seconde campagne expérimentale. Ce profil a été obtenu en intégrant azimutalement l'image de la caméra, après avoir déterminé le centre de la tache par méthode barycentrique, pour trois tirs différents. On observe que le profil est très stable d'un tir à un autre, ce qui est un argument en faveur d'une caractérisation quotidienne de la taille au *waist*. On estime que 83,8% de l'intensité laser (aire grisée sur les courbes) est comprise dans un disque de rayon (17 ± 1) µm (resp. (15 ± 1) µm) pour

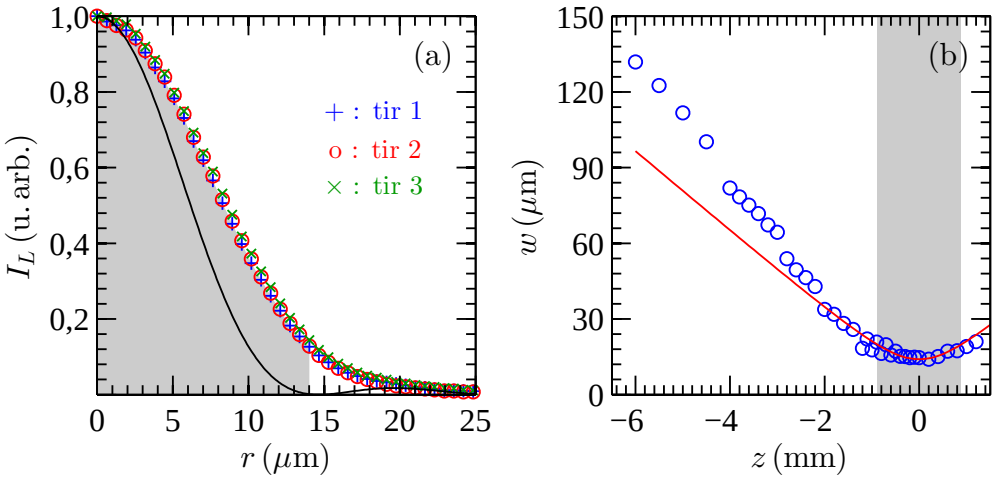


Figure 3.6 : (a) Distribution transverse en intensité laser I_L de la tache focale pour plusieurs tirs, sous vide et à pleine amplification, lors de la seconde campagne expérimentale. La courbe noire est la prédiction théorique (courbe rouge) d'un faisceau d'Airy avec $r_0 = 15\,\mu$m. La zone grisée représente le disque comprenant 86,5% de l'énergie de l'impulsion laser. (b) Évolution de la taille de l'enveloppe w en fonction de la position d'observation z. La distribution des points expérimentaux (cercles bleus) est en bon accord avec la prédiction théorique (courbe rouge) d'un faisceau gaussien de taille au *waist* $w_0 = 15\,\mu$m. La zone grisée illustre la profondeur de champ.

la première (resp. seconde) campagne expérimentale. On constate que le r_0, c'est-à-dire le rayon du premier anneau sombre d'une tache d'Airy (Éq. 2.10), est égal à $\sim 15\,\mu$m ce qui correspond parfaitement aux résultats expérimentaux, comme l'atteste la comparaison entre le profil d'une tache d'Airy (courbe noire) et l'aire grisée de la Fig. 3.6(a). On en déduit que, malgré l'absence d'anneaux lumineux caractéristiques d'une tache d'Airy, le faisceau laser a une taille similaire à celle d'un faisceau d'Airy de $r_0 = 15\,\mu$m.

On représente à présent la taille w de l'enveloppe de l'impulsion, c'est-à-dire le rayon d'un disque contenant 83,8% de l'intensité laser, en fonction de z la position longitudinale d'observation, par des cercles bleus sur la Fig. 3.6(b). On donne également l'enveloppe théorique d'un faisceau gaussien de taille au *waist* $w_0 = 15\,\mu$m (Éq. B.3) avec la courbe rouge. Le bon accord entre les points expérimentaux et la courbe théorique pour les faibles valeurs absolues de z indique que l'approximation gaussienne est satisfaisante. On estime que la profondeur de champ, illustrée par la zone grisée, est $2z_R \approx 1{,}8\,$mm.

3.3.2.2 Énergie et pointé laser tir à tir

Afin de quantifier les fluctuations d'intensité et puissance laser, il est nécessaire de mettre en place un diagnostic tir à tir d'énergie laser sur cible $\mathcal{E}_L$. Cela requiert une méthode non-destructive telle que la mesure d'un faisceau, dit « de fuite », transmis à travers un miroir diélectrique. Le principe consiste à mesurer l'énergie transmise à chaque tir et à calibrer l'énergie de fuite en fonction de l'énergie au foyer. En pratique, on compte un nombre de coups C_{IR} enregistrés par une caméra (CCD 8 bits, Pixelfly) observant la lumière transmise à travers le miroir (Fig. 3.5(v)) et on calibre le nombre de coups avec l'énergie laser mesurée dans le plan focal grâce à un calorimètre. Une telle calibration est donnée par la Fig. 3.7(a)

où une relation de proportionnalité entre C_{IR} et $\mathcal{E}_L$ a été mise en évidence par la ligne rouge.

En utilisant les propriétés sur les faisceaux gaussiens (Annexe B), on peut désormais estimer l'intensité pic sur cible $I_{L,max}$ à partir des données expérimentales :

$$I_{L,max}\left[10^{18}\,\mathrm{W.cm^{-2}}\right] = \frac{4\sqrt{\pi \ln 2}}{\pi^2}\frac{\mathcal{E}_L}{w_0^2 \tau_L} \approx 598{,}1 \times \frac{\mathcal{E}_L\,[\mathrm{J}]}{\tau_L\,[\mathrm{fs}]\,w_0^2\,[\mu\mathrm{m}^2]}\,, \tag{3.1}$$

On estime que $I_{L,max} = (3{,}7 \pm 0{,}7) \times 10^{18}\,\mathrm{W.cm^{-2}}$ (resp. $I_{L,max} = (4{,}2 \pm 0{,}7) \times 10^{18}\,\mathrm{W.cm^{-2}}$) pour la première (resp. seconde) campagne expérimentale, cela équivaut à $a_0 \sim 1{,}3 - 1{,}4$ pour une impulsion polarisée linéairement.

Outre le diagnostic tir à tir d'énergie laser, la caméra peut également être utilisée afin d'observer, dans le plan focal, les fluctuations de pointé laser $\triangle r_{L,foc}$ par rapport au centroïde des tirs laser. Pour cela, il suffit de calibrer le pointé focal $\triangle r_{L,foc}$ avec le pointé équivalent hors-axe $\triangle r_{L,éq}$, mesuré grâce à la « caméra CCD laser » (Fig. 3.5), comme cela a été fait pour la Fig. 3.7(b). On retrouve que l'écart-type de la distribution de pointé σ_L, établie sur plus de cent tirs, est plus faible lorsque le système de stabilisation est actif : $\sigma_L = (2{,}8 \pm 0{,}6)$ µm (resp. $\sigma_L = (3{,}5 \pm 0{,}6)$ µm) avec (resp. sans) le système de stabilisation. Bien que la réduction de σ_L soit intéressante, le fait le plus important est une réduction drastique des écarts maximaux lorsque le système de stabilisation active est en fonctionnement, passant de ~ 150 µm à ~ 20 µm.

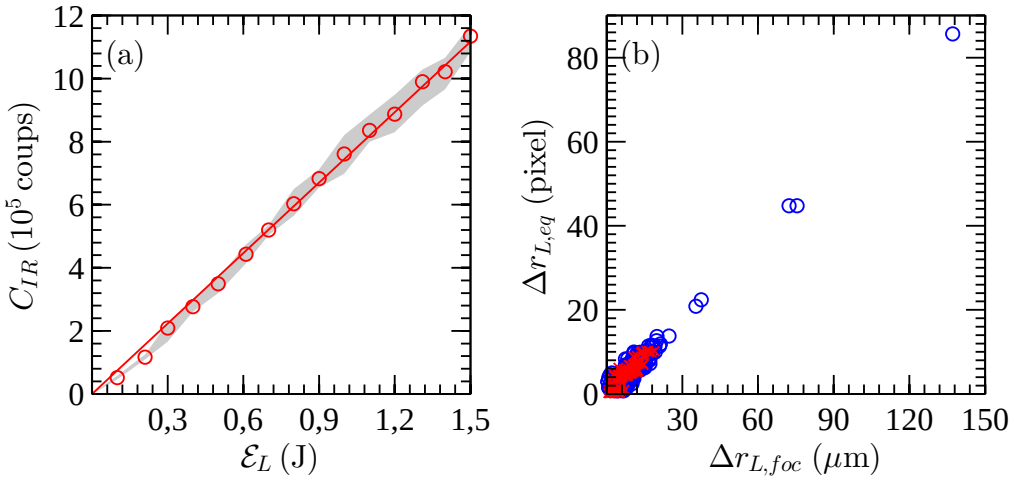


Figure 3.7 : (a) Calibration du nombre de coups C_{IR} enregistrés par le diagnostic tir à tir de l'énergie $\mathcal{E}_L$ contenue dans une impulsion laser. La ligne (resp. cercles) rouge représente la régression linéaire (resp. données expérimentales) de la calibration. La zone grisée correspond aux fluctuations expérimentales observées durant la calibration. (b) Calibration du pointé hors-axe $\triangle r_{L,éq}$ par le pointé sur-axe $\triangle r_{L,foc}$ dans le plan focal avec (croix rouges) et sans (cercles bleus) système de stabilisation de pointé.

3.3.3 Motif de transmission et alignement du tube capillaire

Afin de diagnostiquer complètement le régime d'interaction, il est nécessaire de connaître la qualité d'alignement du tube capillaire sur l'axe optique (Sec. 2.3.2). Pour cela, on regarde

le motif de la lumière transmise par le tube capillaire avec la caméra utilisée pour la caractérisation quotidienne de la tache focale. Si le motif n'est pas symétrique avec un maximum d'intensité au centre, il convient d'aligner le tube capillaire *via* un support motorisé (détaillé en Réf. [159]) selon la procédure suivante :

1. Détermination du plan focal avec la caméra CCD.
2. Retrait longitudinal de la caméra, puis positionnement de l'entrée du tube capillaire dans le plan focal.
3. Positionnement de la caméra dans un plan parallèle au plan focal mais situé en retrait de ce plan à une distance égale à la longueur du tube capillaire.
4. Illumination de l'arrière du capillaire avec une lumière blanche après avoir préalablement bloqué le faisceau laser. Mise au point de la caméra sur la face arrière du tube en déplaçant longitudinalement le support motorisé. Recherche et centrage du trou capillaire avec les moteur latéral et vertical du support.
5. Translation grossière jusqu'à maximiser l'intensité de la lumière transmise. Itérations de translations/rotations jusqu'à obtenir un motif symétrique dont le maximum d'intensité est centré sur la caméra. Le pivot des rotations est situé à l'entrée du tube capillaire.

Après l'application de cette procédure pour un tube capillaire de $r_{cap} = 76\,\mu m$ et $L_{cap} = 20\,mm$, on obtient en Fig. 3.8(b) la transmission d'un faisceau dont la distribution transverse en entrée de tube est donnée par la Fig. 3.8(a). La présence d'anneaux concentriques dans la lumière transmise signifie que le tube capillaire est bien aligné et que le guidage est multimode. En effet, $r_{cap} = 76\,\mu m \geq 1{,}55 w_0 = 26\,\mu m$ pour $w_0 = 17\,\mu m$ (Sec. 2.3.1.2). On estime la transmission de lumière à $\sim 80\%$. L'usage des tubes en guidage mono-mode ne fut pas recherché car le guidage de l'impulsion laser est assurée par l'auto-focalisation. De plus, les tubes capillaires avec $r_{cap} \sim 26\,\mu m$ avait une faible espérance de vie résultant du dépôt d'énergie laser, à chaque tir, sur la paroi. En revanche, des centaines de tirs sont largement réalisables dans des tubes capillaires avec des $r_{cap} = 76\,\mu m$, ou encore $r_{cap} = 89\,\mu m$, et seront utilisés pour les expériences des Chap. 4 et 5.

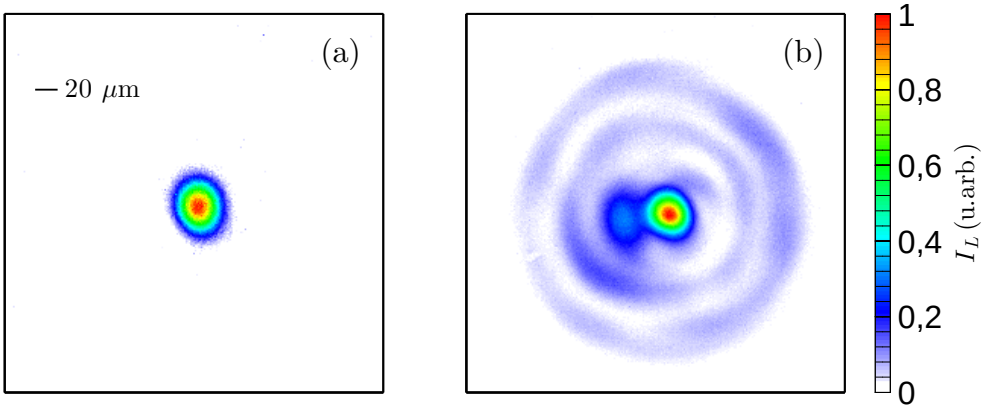


Figure 3.8 : Distribution d'intensité laser à l'entrée (a) et à la sortie (b) d'un tube capillaire de $r_{cap} = 76\,\mu m$ et $L_{cap} = 20\,mm$.

3.4 Diagnostics des paquets d'électrons

Les résultats expérimentaux des Chap. 4 et 5 sur les paquets d'électrons ont été obtenus *via* un spectromètre magnétique comprenant un aimant et un écran fluorescent (lanex) couplé à un système optique collectant la lumière émise. Ce diagnostic permet de caractériser l'énergie, la charge et la divergence des paquets d'électrons de manière compacte, selon une méthodologie détaillée ci-après.

3.4.1 Énergie des paquets d'électrons

3.4.1.1 Principe d'un spectromètre à électrons

Le distribution en énergie des paquets d'électrons est déterminée grâce à sa dispersion par un aimant permanent de champ magnétique pic $B_A = 0{,}8\,T$. La trajectoire d'un électron dans un champ magnétique est soumise à la force de Lorentz (Éq. 1.11). En l'absence de champ électrique, l'électron se déplace selon un cercle de rayon r_ℓ, appelé le rayon de Larmor, dont l'expression est donnée en Réf. [154] pour $\mathcal{E}_e \gg m_e c^2$:

$$r_\ell = \frac{m_e c}{e B_A}\sqrt{\left(\frac{\mathcal{E}_e + m_e c^2}{m_e c^2}\right)^2 - 1} \sim \frac{\mathcal{E}_e}{e c B_A}\ , \tag{3.2}$$

avec $\mathcal{E}_e$ l'énergie de l'électrons. Puisque la trajectoire d'un électron dans l'aimant dépend de son énergie, il suffit de mesurer la déflection de l'électron pour connaître $\mathcal{E}_e$. Afin d'établir la relation entre la déflection et $\mathcal{E}_e$, on schématise sur la Fig. 3.9 la trajectoire d'un électron dans un aimant de champ magnétique pic B_A, de longueur $L_A = 120\,\text{mm}$, situé à une distance $D_{SA} = 75\,\text{mm}$ (resp. $D_{AE} = 130\,\text{mm}$) du tube capillaire (resp. écran fluorescent). Une analyse géométrique de la déflection, de rayon r_ℓ et d'angle θ_ℓ, de l'électron dans l'aimant permet de déterminer une relation entre $\mathcal{E}_e$ et la position d'impact y de l'électron sur l'écran fluorescent :

$$\mathcal{E}_e = e B_A L_A c \left(\frac{L_A}{2} + D_{AE}\right)\frac{1}{y}\,. \tag{3.3}$$

La position y de l'électron sur le lanex est observable optiquement car l'impact de l'électron stimule une couche scintillatrice composant le lanex. Le rayonnement émis est collecté par un dispositif optique dont on détaillera la composition en Sec. 3.4.3 lors de la calibration en charge. On précise néanmoins que la calibration spatiale de la caméra CCD imageant le lanex est $\Pi_e = 166{,}7\,\mu\text{m/pixel}$ et que la position verticale du lanex était ajustable grâce à une motorisation sous vide. Ainsi, il était possible d'observer la déflection des électrons à basse énergie (énergie de coupure $\mathcal{E}_{e,min} = 40\,\text{MeV}$) ou le pointé des électrons en l'absence d'aimant. Une image typique d'un paquet d'électrons défléchi (resp. non-défléchi) est donnée par la Fig. 3.5(ii) (resp. Fig. 3.5(i)). Bien que la distribution du champ magnétique ne soit pas uniforme (Fig. 3.10(a)), on donne sur la Fig. 3.10(b) la courbe de dispersion de l'aimant pour un champ uniforme de 0,8 T sans champ de fuite.

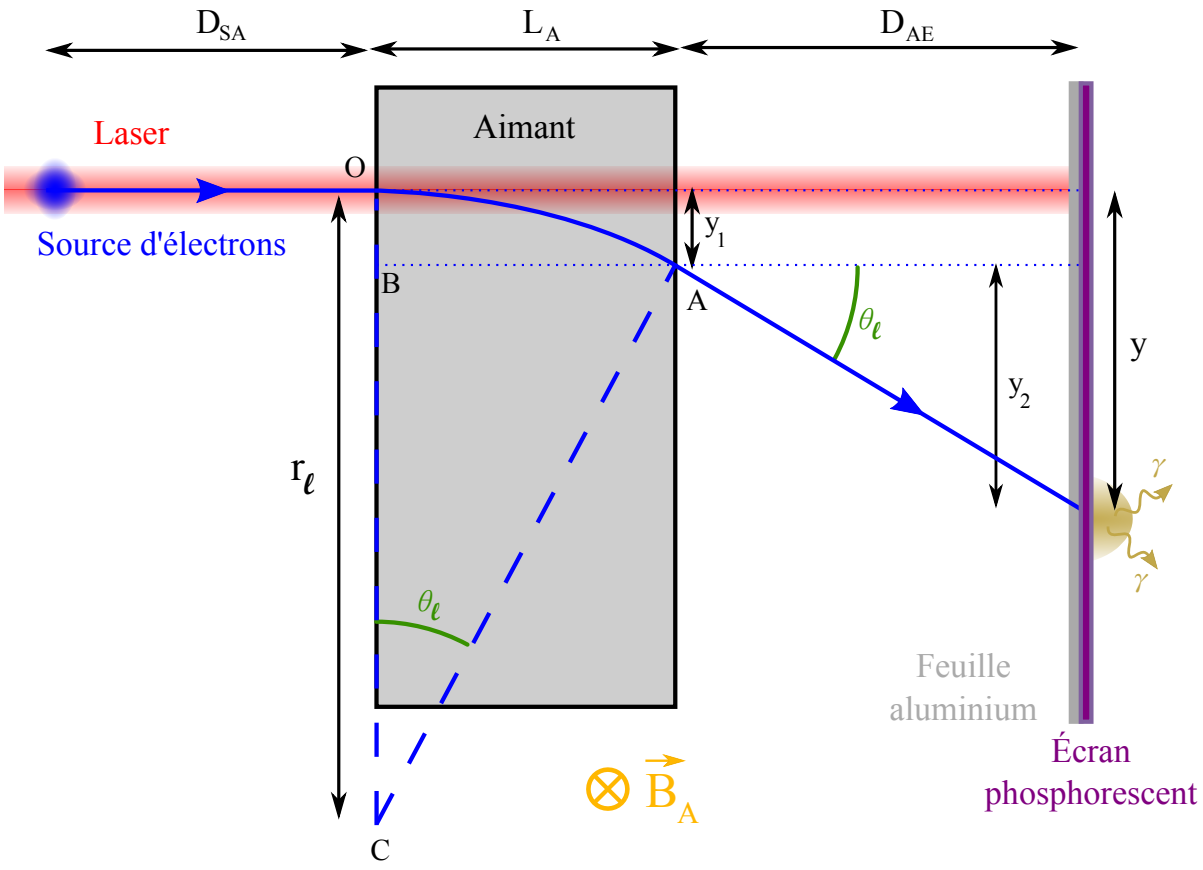


Figure 3.9 : Schéma et notations de la dispersion d'un paquet parfait d'électrons par un aimant.

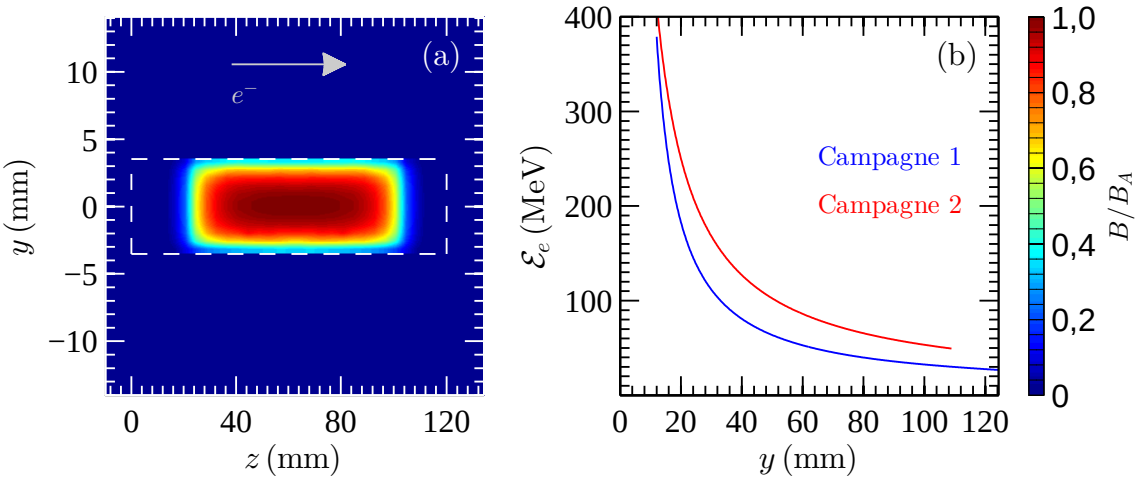


Figure 3.10 : (a) Carte du champ magnétique mesuré dans l'aimant du spectromètre à électrons, les dimensions de l'aimant sont indiquées par les tirets blancs. la flèche grise représente le sens de déplacement des électrons. (b) Courbes de dispersion pour la campagne expérimentale 1 (courbe bleue) et 2 (courbe rouge).

3.4.1.2 Incertitudes sur la détermination en énergie des paquets d'électrons

L'incertitude sur la détermination en énergie des paquets d'électrons se décompose en deux types d'erreurs :

1. Erreur systématique :
   a) La lanex et ses protections absorbent une partie de l'énergie du paquet d'électrons avant qu'ils n'atteignent la partie scintillatrice. La quantité d'énergie absorbée dépend de la composition et de l'épaisseur des matériaux. La couche scintillatrice est composée de $\sim 100\,\mu m$ de Gd_2O_2S : Tb et déposée sur un support en PET mylar ($\sim 178\,\mu m$ de polytéréphtalate d'éthylène). L'ensemble du lanex est recouvert d'une fine couche protectrice ($\sim 10\,\mu m$) d'acétate de cellulose (Réf. [187]). Une feuille d'aluminium d'épaisseur $100\,\mu m$ est placée sur le lanex pour le préserver du faisceau laser résiduel.
   b) Une mauvaise détermination des paramètres géométriques (L_A, B_A, *etc.*) est également une source d'erreurs systématiques.
2. Erreur aléatoire :
   Les fluctuations de pointé, en position et angle d'incidence, des électrons entrant dans l'aimant sont une source d'erreurs aléatoires qu'il convient de quantifier.

Perte d'énergie dans les couches protectrices La perte moyenne d'énergie, par unité de longueur, pour des électrons chargés relativistes traversant de la matière est (Réf. [188]) :

$$-\frac{d\mathcal{E}_e}{dz} = \frac{4\pi}{m_e c^2}\frac{n_e}{\beta_e^2}\left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2\left[\ln\left(\frac{2m_e c^2\beta_e^2}{I_{exc}\,(1-\beta_e^2)}\right) - \beta_e^2\right] \tag{3.4}$$

avec I_{exc} le potentiel moyen d'excitation du matériau et n_e la densité électronique estimée par :

$$n_e = \frac{N_A Z \varrho}{M} \approx \frac{N_A Z \varrho}{A}\ , \tag{3.5}$$

où Z est le numéro atomique, A le nombre de masse, M la masse molaire et ϱ la masse volumique de l'élément traversé. Un utilitaire en ligne, appelée EStar et mis en place par le NIST (*National Institute of Standards and Technology*) [2], calcule le $d\mathcal{E}_e/dz$ en prenant en compte des effets fins tels que l'effet du spin et du freinage radiatif, contrairement à l'Éq. 3.4. Les données pour les matériaux composants le lanex sont données dans la Tab. 3.1 pour des électrons de 50 MeV.

On constate que la perte d'énergie cumulée dans la feuille de protection laser, le mylar et une couche d'acétate sont de l'ordre de $\sim 200\,keV$, ce qui est négligeable devant les énergies mesurées ($\geq 10\,MeV$). Par ailleurs, cet ordre de grandeur indique que la perte d'énergie des électrons dans un milieu moins dense tel que le gaz est également négligeable. Les électrons perdent de leur énergie lors de la traversée d'un matériau *via* deux phénomènes distincts : l'ionisation et le *bremsstrahlung*. Puisque ces deux phénomènes sont aléatoires, la perte en énergie s'accompagne d'une augmentation de la dispersion du paquet d'électrons. Il existe une distribution de la perte en énergie dont la forme et la largeur dépendent du mécanisme considéré (Réf. [189]). Bien que ce phénomène n'entrave pas la mesure d'énergie

2. http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html

Matériau	ϱ (g/cm^3)	$\mathscr{E}$ (cm)	$d\mathcal{E}_e/dz$ (MeV/cm)	$\Delta\mathcal{E}_e$ (MeV)
Aluminium	2,6989	0,0100	9,5811	0,0958
Acétate de cellulose 1	1,4200	0,0010	4,0722	0,0041
Poly(éthylène térephtalate)	1,4000	0,0178	4,1635	0,0741
Gd_2O_2S : Tb +substrat d'uréthane	4,2500	0,0084	8,3333	0,0700
Acétate de cellulose 2	1,4200	0,0005	4,0722	0,0041

Table 3.1: Perte d'énergie $\triangle\mathcal{E}_e$ dans le lanex et ses protections de densité massique ϱ et d'épaisseur $\mathscr{E}$ pour des électrons de $\mathcal{E}_e = 50\,\text{MeV}$.

pour l'expérience envisagée ici, il est important de le quantifier si on souhaite utiliser un tel diagnostic pour déterminer l'énergie entre deux étages laser-plasma.

Déflection non-idéale On a précédemment supposé une déflection idéale pour déterminer la courbe de dispersion de l'aimant. En pratique, il existe des incertitudes sur la géométrie du dispositif et le pointé des paquets d'électrons fluctue tir à tir.

En dérivant l'Éq. 3.3, on peut exprimer l'erreur relative $\triangle_{géo}\mathcal{E}_e/\mathcal{E}_e$ due aux incertitudes sur la géométrie comme étant :

$$\frac{\triangle_{géo}\mathcal{E}_e}{\mathcal{E}_e} = \frac{\triangle B_A}{B_A} + \left(\frac{L_A + D_{AE}}{L_A/2 + D_{AE}}\right)\frac{\triangle L_A}{L_A} + \frac{D_{AE}}{L_A/2 + D_{AE}}\frac{\triangle D_{AE}}{D_{AE}}\,, \tag{3.6}$$

avec $\triangle B_A$ (resp. $\triangle L_A$) l'erreur sur l'intensité du champ magnétique (resp. la longeur) de l'aimant, $\triangle D_{AE}$ l'erreur sur la distance de dérive. On a supposé ici qu'il n'y avait pas d'erreur sur y, or le détecteur est composé de pixel de dimension finie. Par conséquent, il existe également une erreur $\triangle_{px}\mathcal{E}_e/\mathcal{E}_e$ provenant de la résolution du système optique ($\triangle_{px}y = 166{,}7\,\mu\text{m/pixel}$) :

$$\frac{\triangle_{px}\mathcal{E}_e}{\mathcal{E}_e} = \frac{\triangle_{px}y}{y}\,. \tag{3.7}$$

En réalité, l'Éq. 3.3 a été obtenue en supposant que l'angle d'incidence par rapport à l'aimant est nul, ce qui n'est pas le cas expérimentalement car les paquets d'électrons générés fluctuent en pointé et en divergence. Puisqu'il n'est pas possible de différencier une fluctuation en position ou en angle d'incidence, on considère à présent les deux cas.

Dans le cas d'une fluctuation de position $\sigma_{e,y}$, on a :

$$\frac{\triangle_{pos}\mathcal{E}_e}{\mathcal{E}_e} = \frac{\sigma_{e,y}}{y} \tag{3.8}$$

Afin d'estimer l'importance de l'erreur sur l'énergie pour le second cas, on représente sur la Fig. 3.11 la trajectoire d'un électron entrant dans l'aimant avec un angle θ_e. On constate que le système est équivalent à un aimant plus court ($L_A \to L_A^*$) et une position d'entrée plus haute ($0 \to y_A^*$), comparée au cas d'un électron entrant dans l'aimant avec un angle nul.

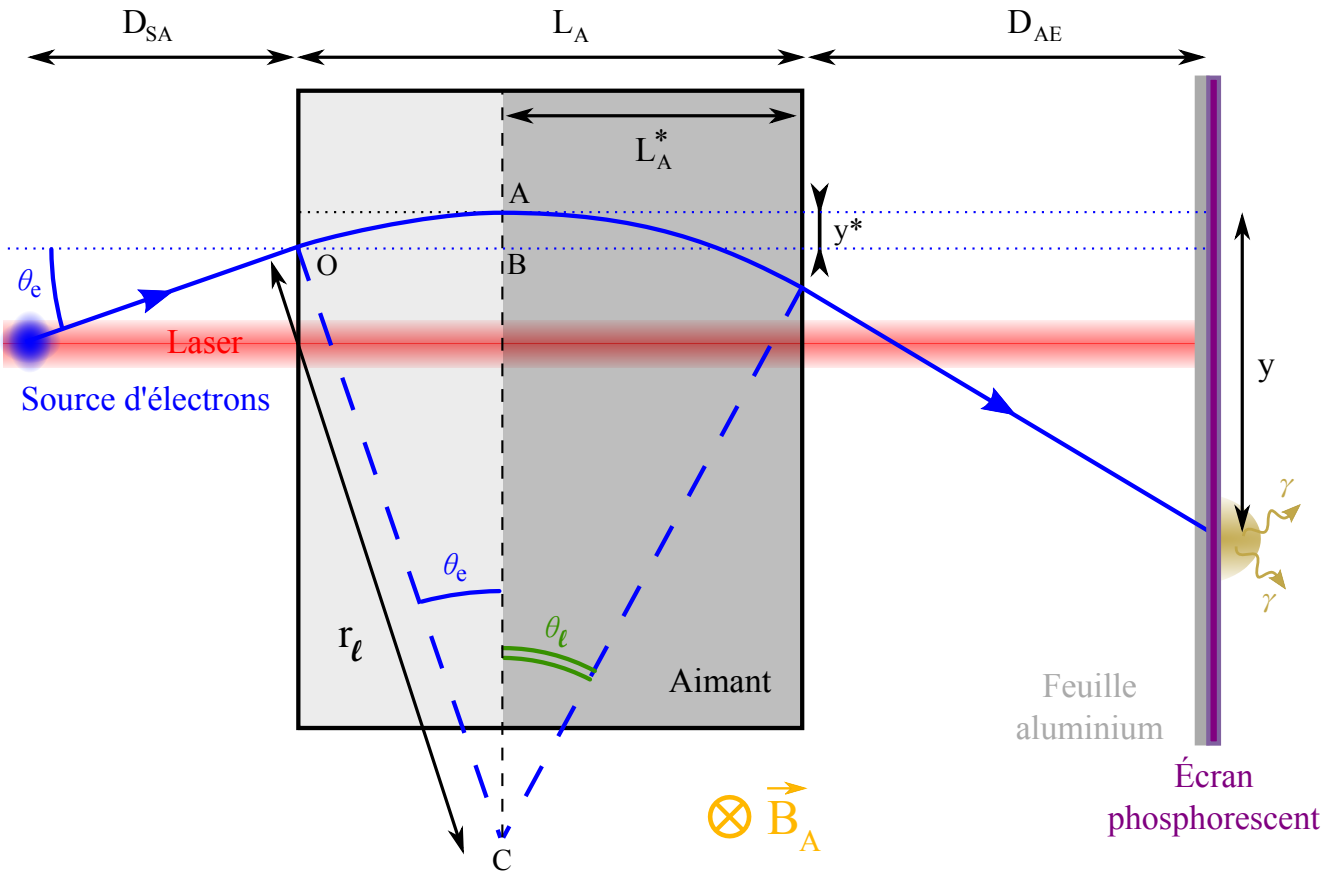


Figure 3.11 : Schéma et notations de la dispersion d'un électron entrant l'aimant avec un angle θ_e positif.

Dans le cas où l'électron se dirige vers le bas, on a un aimant équivalent plus long et une position d'entrée plus basse (cas non représenté). L'expression de l'erreur $\triangle_{ang}\mathcal{E}_e/\mathcal{E}_e$ due à l'angle d'incidence est géométriquement :

$$\frac{\triangle_{ang}\mathcal{E}_e}{\mathcal{E}_e} = \frac{r_\ell\,(1-\cos\theta_e)}{y} \pm \left(\frac{L_A + D_{AE}}{L_A/2 + D_{AE}}\right)\frac{r_\ell}{L_A}\sin\theta_e \pm \frac{L_A\tan\theta_e}{y}\ . \tag{3.9}$$

Le signe + (resp. −) renvoit à un électron entrant dans l'aimant avec un vecteur vitesse orienté vers le haut (resp. bas). On remarque que cette source d'erreur en énergie peut être réduite en utilisant des tubes capillaires de faible rayon, permettant de filtrer les électrons émis avec un grand θ_e. En pratique, l'angle maximal d'émission d'un électron est donné par $2r_{cap}/L_{cap}$. On trace sur la Fig. 3.12(a) les différentes incertitudes présentes lors de la caractérisation en énergie des électrons pour $\triangle L_A = 1\,\text{mm}$, $\triangle D_{AE} = 1\,\text{mm}$, $\triangle B_A = 8\times10^{-3}\,\text{T}$, $\triangle_{px}y = 166{,}7\,\mu\text{m}$, $\sigma_{e,y} = 0{,}3\,\text{mm}$ et $\theta_e = 10\,\text{mrad}$. On remarque que l'angle d'incidence est la principale source d'erreur à haute énergie ($\mathcal{E}_e \geq 150\,\text{MeV}$). Finalement, on représente la dépendence de $\triangle_{ang}\mathcal{E}_e$ en angle d'incidence θ_e sur la Fig. 3.12(b). Sachant que la valeur maximale de θ_e est $\sim 25\,\text{mrad}$ au plus ($r_{cap} = 127\,\mu\text{m}$ et $L_{cap} = 10\,\text{mm}$), on estime que l'erreur maximale sur $\mathcal{E}_e$ pour les hautes énergies est $\sim 20\,\text{MeV}$.

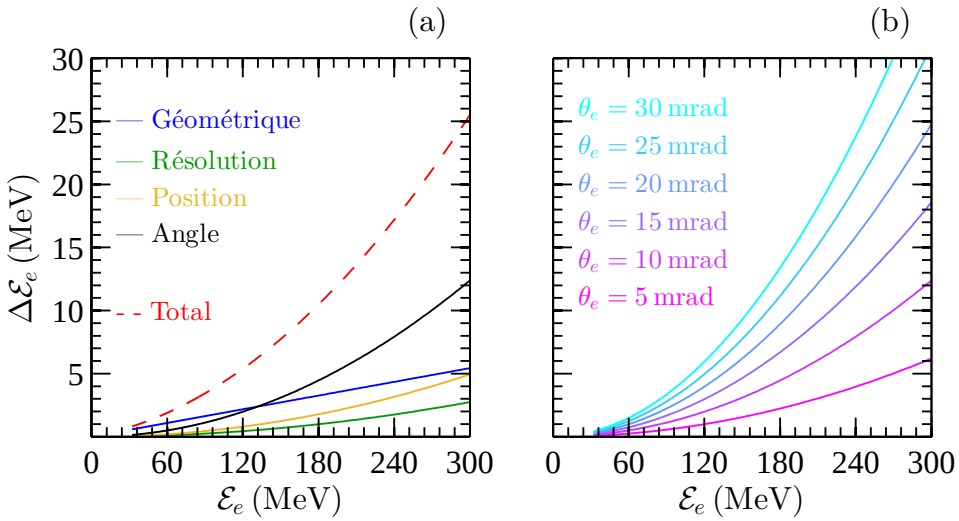


Figure 3.12 : Incertitudes sur la détermination de l'énergie d'un électron. (a) Proportions des différentes sources d'incertitudes. La courbe rouge à tirets représente l'incertitude totale. (b) Dépendence de $\triangle_{ang}\mathcal{E}_e$ en angle d'incidence θ_e.

3.4.2 Divergence à mi-hauteur des paquets d'électrons

On définit Θ_e la divergence d'un paquet d'électron comme étant la largeur à mi-hauteur du profil transverse divisée par la distance entre la source d'électrons et la position d'observation. On distingue deux méthodes de détermination de la divergence. En présence d'un paquet non-dispersé, comme sur la Fig. 3.13(a), la divergence est calculée à partir de la distribution radiale des électrons dans le paquet. Dans le cas où le paquet d'électrons a été dispersé par l'aimant, comme sur la Fig. 3.13(b), on utilise la formule suivante pour estimer Θ_e :

$$\Theta_e = \frac{\displaystyle\int_{\mathcal{E}_e} \frac{dQ_e}{d\mathcal{E}_e} \vartheta_e\left(\mathcal{E}_e\right) d\mathcal{E}_e}{\displaystyle\int_{\mathcal{E}_e} \frac{dQ_e}{d\mathcal{E}_e} d\mathcal{E}_e} \,, \tag{3.10}$$

avec $\vartheta_e\left(\mathcal{E}_e\right)$ la divergence pour les électrons d'énergie $\mathcal{E}_e$ et $dQ_e/d\mathcal{E}_e$ le spectre en énergie des électrons. Finalement, à partir d'une série d'images de paquets non dispersés, on calculera le pointé des paquets d'électrons de la manière suivante :

$$\sigma_e = \frac{1}{N_{tir} D_{SE}} \sum_i \sqrt{\left(\langle x_c \rangle - x_{c,i}\right)^2 + \left(\langle y_c \rangle - y_{c,i}\right)^2} \,, \tag{3.11}$$

avec N_{tir} le nombre de tirs, D_{SE} la distance entre la face avant du tube capillaire et l'écran fluorescent, $(x_{c,i}, y_{c,i})$ les coordonnées du centroïde du paquet d'électrons produit lors du i$^{\text{ème}}$ tir et $(\langle x_c \rangle, \langle y_c \rangle))$ les coordonnées moyennes correspondantes.

À l'instar de la détermination en énergie, la présence d'une feuille d'aluminium et des protections du lanex peut perturber l'estimation de la divergence. En effet, sous l'action de la diffusion coulombienne, la divergence d'un paquet d'électrons augmente après avoir traversé un matériau. Selon la théorie de Molière décrivant la diffusion coulombienne multiple, la dis-

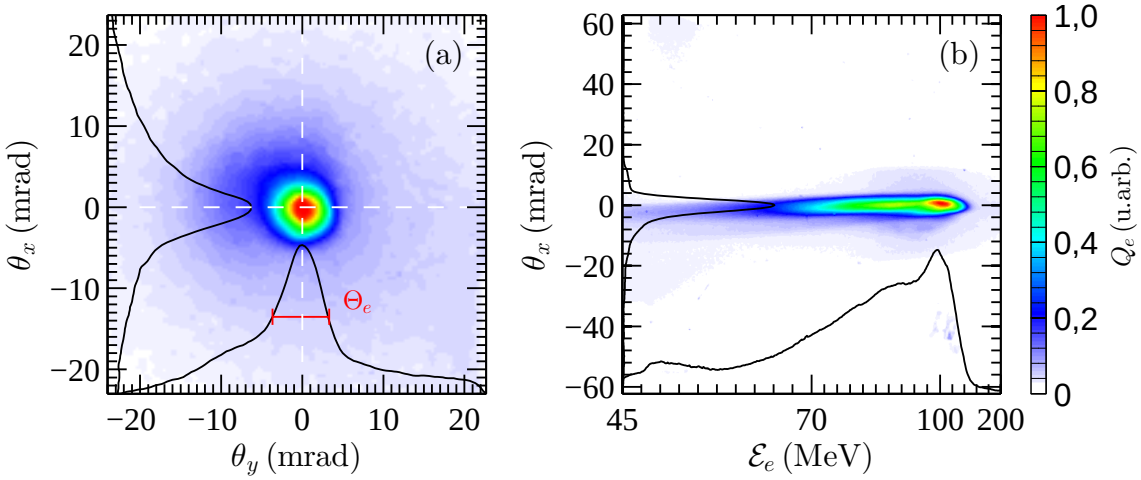


Figure 3.13 : Distribution spatiale des paquets d'électrons (a) sans et (b) avec aimant sur leur chemin. Les courbes noires représentent les projections du signal sur les axes du référentiel du laboratoire. Le centre, dans le cas d'un paquet non dispersé, est indiqué par l'intersection des lignes à tirets blancs.

tribution angulaire $f_e(\theta_e)$ des électrons dans un paquet, non-divergent et ponctuel, tranversant un matériau multi-couches est modélisée par une fonction gaussienne dont l'écart-type s'exprime ainsi (Réf. [190–194]) :

$$\delta\Theta_e = 26{,}6 \times \frac{1}{\beta_e^2 \gamma_e} \sqrt{\sum_i \frac{\mathscr{E}_i}{X_{0,i}}} \left[1 + 0{,}038 \ln\left(\sum_i \frac{\mathscr{E}_i}{X_{0,i}}\right)\right] , \tag{3.12}$$

avec $\mathscr{E}_i$ l'épaisseur et $X_{0,i}$ la longueur de radiation de la i$^{\text{ème}}$ couche, une caractéristique d'un matériau relative à la perte d'énergie par interaction électromagnétique. La longueur de radiation est donnée par la Réf. [193] :

$$X_{0,i}\,[\text{cm}] = 716{,}4 \times \frac{A_i}{Z_i(Z_i+1)\ln\left(287/\sqrt{Z_i}\right)} , \tag{3.13}$$

Pour les matériaux composites, $X_{0,i}$ peut être estimé par $X_{0,i} = \left(\sum_j w_j X_{0,j}^{-1}\right)^{-1}$ avec w_j la fraction massique du j$^{\text{ème}}$ élément composant la i$^{\text{ème}}$ couche. L'écart entre les valeurs prédites par ce modèle et les résultats expérimentaux n'excède pas 11% lorsque l'épaisseur $\mathscr{E}_i$ du matériau traversé satisfait la condition suivante : $10^{-3} \leq \mathscr{E}/X_{0,i} \leq 100$ (Réf. [194]). Pour $\mathscr{E}/X_{0,i} \ll 10^{-3}$, la théorie des diffusions coulombiennes multiples n'est plus valide et une description des diffusions coulombiennes uniques a été proposée par les Réf. [195, 196]. L'approximation de la distribution angulaire des électrons par une fonction gaussienne n'est valable que pour de faibles angles de diffusion, typiquemment inférieurs à quelques $\delta\Theta_e$ (Réf. [194]). Pour des grands angles de diffusion, la théorie de diffusion de Rutherford ($f_e(\theta_e) \propto \sin^4\theta_e$) doit être préférée à celle Molière pour décrire la queue de distribution angulaire des électrons diffusés.

L'épaisseur et la longueur de radiation pour les différentes couches du lanex sont données par la Tab. 3.2 pour un paquet d'énergie $\mathcal{E}_e = 50\,\text{MeV}$. On estime que $\delta\Theta_e = 16{,}8\,\text{mrad}$ lors

du passage de ce paquet dans l'ensemble {aluminium+lanex}.

Matériau	$\mathscr{E}_i$ (cm)	$X_{0,i}$ (cm)
Aluminium	0,0100	9,0037
Acétate de cellulose	0,0015	30,2817
Poly(éthylène térephtalate)	0,0178	29,2857
Gd_2O_2S : Tb +substrat d'uréthane	0,0084	2,0235

Table 3.2: Longueurs de radiation $X_{0,i}$ des composants du lanex.

La divergence finale $\Theta_{e,f}$ du paquet, après avoir traversé un matériau, est obtenue par convolution : $\Theta_{e,f} = \sqrt{\Theta_{e,i}^2 + (2{,}355 \times \delta\Theta_e)^2}$, où $\Theta_{e,i}$ est la divergence initiale du paquet. Un paquet d'électrons d'énergie $\mathcal{E}_e = 50\,\text{MeV}$ avec une divergence initiale de $\Theta_{e,i} = 10\,\text{mrad}$ traversant l'ensemble {aluminium+lanex} aura une divergence finale $\Theta_e = 41\,\text{mrad}$. Bien que cette augmentation de divergence ne soit pas visible dans le signal rayonné par le lanex, il convient de noter que l'utilisation du paquet après son passage dans le lanex devient impossible due à l'augmentation drastique de la divergence. Dans le cadre de l'accélération multi-étages, l'utilisation d'un lanex comme diagnostic entre deux étages n'est donc pas une solution envisageable pour les énergies envisagées. On note toutefois que l'augmentation de la divergence serait plus faible pour des électrons à des énergies plus élevées (Éq. 3.12).

3.4.3 Charge des paquets d'électrons

Dans les accélérateurs conventionnels, la charge des paquets d'électrons accélérés est mesurée à l'aide de coupes de Faraday ou d'ICTs (*Integrating Current Transformer*). Cependant, l'utilisation de ces diagnostics pour caractériser la charge des paquets lors de l'accélération plasma par sillage laser est délicate à mettre en œuvre. En effet, les rayonnements électromagnétiques divers (impulsion laser, rayonnement bêtatron, bremsstrahlung) sont une source de bruit non-négligeable pour les quantités de charges considérées. On notera toutefois qu'un blindage électromagnétique des ICT peut permettre leur utilisation lors de la caractérisation des paquets produits par accélération plasma par sillage laser (Réf. [197]).

Une solution alternative, à base de fluorescence d'une couche scintillatrice, est couramment utilisée par la communauté laser-plasma pour déterminer la charge accélérée. L'énergie déposée par les électrons dans le lanex (Éq. 3.4) est absorbée en partie par le scintillateur qui réémet cette énergie sous forme de rayonnement visible centré sur 546 nm. L'efficacité de conversion a été calibrée grâce à l'utilisation conjointe d'accélérateurs conventionnels et d'accélérateurs plasma par sillage laser en présence d'ICT et de lanex (Réf. [197]). Nakamura *et al.* ont montré que, pour $106\,\text{MeV} \leq \mathcal{E}_e \leq 1522\,\text{MeV}$ et une fluence d'électrons $\Gamma_e \leq 160\,\text{pC/mm}^2$, la quantité de photons produits est proportionnelle à la charge du paquet. Une légère déviation de 1% de la réponse du lanex par tranche de 100 MeV a également été identifiée. À partir de simulations Geant4 [3] (Réf. [198, 199]), Glinec *et al.* montrent que

3. http://geant4.cern.ch/results/index.shtml

la limite de linéarité peut être réduite à $\mathcal{E}_e \geq 3\,\text{MeV}$ si on ne considère que la couche scintillatrice (Réf. [187]). En prenant en compte toutes ces remarques, on considère que, pour les énergies détectées ($\mathcal{E}_e \gtrsim 40\,\text{MeV}$), la réponse du lanex est linéaire en fonction de la charge et indépendante de l'énergie des électrons. La valeur absolue du coefficient de conversion Λ_{ph} en photon/sr/pC, pour des charges de $Q_e = 10^{-12} - 10^{-7}\,\text{C}$ à $\mathcal{E}_e = 40\,\text{MeV}$ impactant perpendiculairement le lanex, est donnée par la Réf. [200] pour divers écrans fluorescents. Dans les expériences présentées aux Chap. 4 et 5, on utilise un *Kodak Lanex Regular* dont le coefficient de conversion est $\Lambda_{ph} = (6{,}95 \pm 0{,}6) \times 10^9$ photon/sr/pC pour des fluences $\Gamma_e \leq (66 \pm 33)$ pC/mm^2. Expérimentalement, on a mesuré des paquets de $Q_{e,tot} \sim 200\,\text{pC}$, de divergence $\Theta_e \sim 10\,\text{mrad}$ lorsque l'aimant était retiré. On estime donc que $\Gamma_e \sim 24\,\text{pC/mm}^2$, ce qui est à la limite de la saturation du lanex. L'intensité de la fluorescence décroît exponentiellement avec le temps d'observation t_{obs} selon une constante de temps $\tau_{ph} \sim 660\,\mu\text{s}$ (Réf. [201]).

La lumière émise sort de l'enceinte expérimentale par une fenêtre de qualité optique, puis est collectée par un miroir. La lumière réfléchie est imagée par une caméra CCD 16 bits (Princeton PhotonMax E2V-CCD-201), d'efficacité quantique q_{eff} et munie d'un objectif photographique (AF Nikkor 50 mm). La transmission (resp. angle de collection) du dispositif optique pour la longueur d'onde d'émisson du lanex est $\mathcal{T}_{opt}$ (resp. $\Omega_{opt} = 2\,\text{msr}$) telle que $\int_\lambda \mathcal{T}_{opt}(\lambda)\, q_{eff}(\lambda)\, d\lambda = 0{,}092$ coup/photon. On en déduit que la calibration en charge Λ_e est :

$$\Lambda_e = \frac{1}{\Omega_{opt}\mathcal{T}_{opt}q_{eff}\Lambda_{ph}}\,, \tag{3.14}$$

On estime pour les expériences réalisées au cours de cette thèse que $\Lambda_e = 7{,}82\,\text{pC/coup}$ soit $\sim 4{,}89$ électron/coup. La distribution en énergie, exprimée en pC/MeV, devient directement :

$$\frac{dQ_e}{d\mathcal{E}_e} = \frac{\Lambda_e C_e(\mathcal{E}_e)}{\triangle_{px}\mathcal{E}_e}\,, \tag{3.15}$$

avec $C_e(\mathcal{E}_e)$ le nombre de coups détectés par la caméra pour une gamme d'énergie d'électrons $\mathcal{E}_e$ de largeur $\triangle_{px}\mathcal{E}_e$ (Éq. 3.7). La charge des paquets est estimée à partir du signal détecté dans une région d'intérêt selon une méthode dépendant de la position de l'aimant. Lorsque l'aimant est retiré, on a $Q_{e,tot} = \Lambda_e C_{e,tot}$ avec $C_{e,tot}$ le nombre de coups total, alors que dans le cas d'un paquet dispersé, on a :

$$Q_{e,tot} = \int_{\mathcal{E}_{e,min}}^{+\infty} \frac{dQ_e}{d\mathcal{E}_e} d\mathcal{E}_e\,. \tag{3.16}$$

3.5 Diagnostics du rayonnement bêtatron

Comme abordé en Sec. 1.4 et 2.5, la caractérisation du rayonnement bêtatron permet d'étudier le mécanisme d'accélération plasma par sillage laser. Des résultats utilisant cette propriété seront donnés dans le Chap. 5, où sera déterminé l'énergie critique du spectre et la fluence du rayonnement bêtatron selon une méthodologie décrite ci-après.

3.5.1 Caméra, méthode de Ross et énergie critique du rayonnement bétâtron

Le rayonnement bêtatron a été observé grâce à l'utilisation d'une caméra CCD (Princeton, SXTE/CCD-512TKB1) située à une distance $D_X = 1220\,\text{mm}$ de la face avant du tube capillaire. Le matériau détectant les photons est un semi-conducteur de silicium d'épaisseur 15 µm composé de 512×512 pixels soit $24{,}8 \times 24{,}8\,\mu\text{m}^2$ ($\Pi_X = 24{,}8\,\mu\text{m/pixel}$). Le facteur de conversion photo-électrique est $G_X = 20{,}2\,\text{eV/coups}$ (Réf. [202]). Afin de minimiser le bruit électronique, le détecteur est placé dans un vide de $\sim 10^{-5}\,\text{mbar}$ et est refroidi par une circulation continue d'eau. Une feuille de béryllium, située à $\sim 10\,\text{mm}$ du détecteur et de 150 µm d'épaisseur, permet de préserver le vide au sein de la caméra et de laisser passer le rayonnement bêtatron. Pour ces mêmes raisons, une feuille identique est placée sur la fenêtre qui permet au rayonnement bêtatron de sortir de l'enceinte expérimentale. Le rayonnement bêtatron traverse de l'air à la pression atmosphérique sur la distance séparant les deux fenêtres, soit environ 5 mm.

L'efficacité quantique Q_{eff} de la caméra en fonction de l'énergie $\mathcal{E}_X$ du photon incident est donnée sur la Fig. 3.14(a) (courbe rouge). On représente également la transmission $\mathcal{T}_{Be}$ des fenêtres de béryllium et $\mathcal{T}_{air}$ du tronçon d'air que parcourt le rayonnement bêtatron. On constate que les photons d'énergie $\mathcal{E}_X \lesssim 2\,\text{keV}$ sont absorbés par les feuilles de béryllium. Outre leur rôle de fenêtres, elles permettent donc également de filtrer le rayonnement détecté émanant de l'enceinte expérimentale, qui ne contient pas exclusivement le rayonnement bêtatron. En effet, il existe diverses sources de rayonnement X, tels que le rayonnement synchrotron des électrons défléchis par l'aimant ou encore le bremsstrahlung des électrons stoppés dans l'enceinte, qu'il est nécessaire d'atténuer pour étudier le rayonnement bêtatron. Par ailleurs, on note que la réponse de la caméra dépend fortement de l'énergie du photon incident. Par conséquent, il est nécessaire de connaître le spectre du rayonnement si on souhaite établir une calibration entre le nombre de coups détectés et le nombre de photons N_X composant le rayonnement bêtratron.

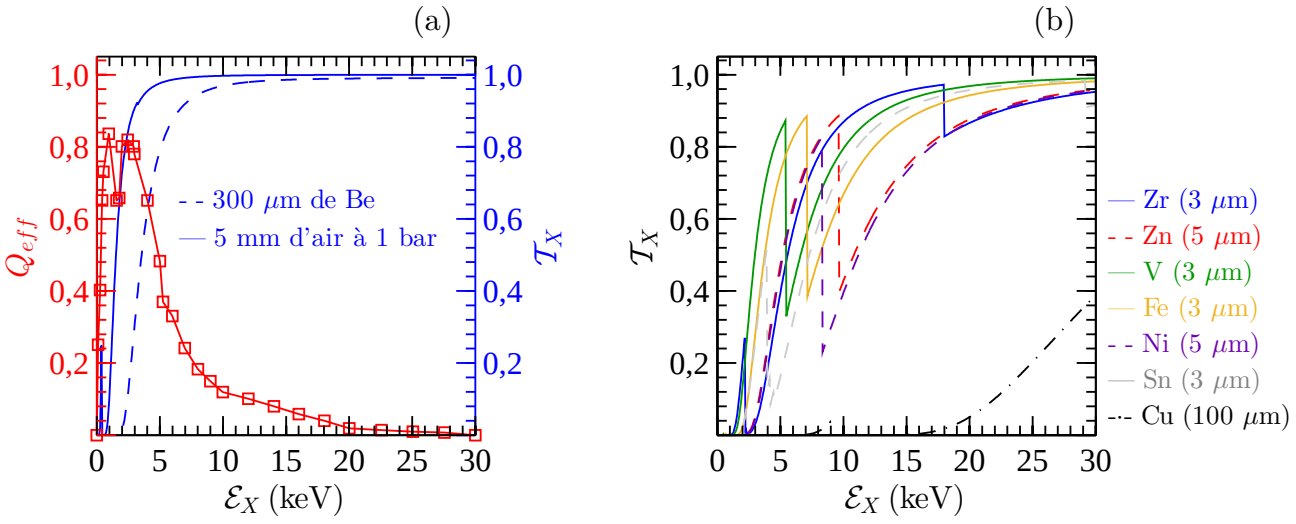


Figure 3.14 : (a) Efficacité quantique Q_{eff} de la caméra CCD 16 bits (courbe rouge), transmission dans 300 µm de béryllium (courbe bleue à trait plein) et dans 5 mm d'air à 1 bar. (b) Transmission $\mathcal{T}_{X,m}$ des filtres métalliques utilisés pour la méthode Ross.

Au vu de la discussion de la Sec. 1.4.2.2 et des travaux de Fourmaux *et al.* (Réf. [203]), on suppose un spectre synchrotron pour le rayonnement bêtatron, paramétré par deux variables, l'énergie critique $\mathcal{E}_c$ et le nombre total $\mathcal{N}_{X,tot}$ de photons émis, tel que :

$$\frac{d\mathcal{N}_X}{d\mathcal{E}_X} = \frac{\mathcal{N}_{X,tot}}{\mathcal{E}_c} \frac{\Psi^2 \mathcal{Y}_{2/3}^2(\Psi)}{\int_\Psi \Psi^2 \mathcal{Y}_{2/3}^2(\Psi)\, d\Psi} , \tag{3.17}$$

avec $\Psi = \mathcal{E}_X/\mathcal{E}_c$ et $d\mathcal{N}_X/d\mathcal{E}_X$ le nombre de photons émis par tranche d'énergie sur l'axe optique ($\theta = 0$). L'énergie critique est déterminée expérimentalement *via* la méthode des filtres de Ross (Réf. [204–206]). Elle consiste à trouver la valeur de $\mathcal{E}_c$ minimisant le carré de l'écart, noté χ^2, entre la transmission théorique et la transmission mesurée d'un rayonnement X se propageant à travers une matrice de filtres métalliques :

$$\chi^2 = \sum_m \left[\mathcal{T}_{m,théo}(\mathcal{E}_c) - \mathcal{T}_{m,exp}\right]^2 , \tag{3.18}$$

avec $\mathcal{T}_{m,exp}$ (resp. $\mathcal{T}_{m,théo}$) la transmission expérimentale (resp. théorique) du rayonnement bêtatron se propageant de la source au détecteur et traversant le m$^{\text{ième}}$ filtre de la matrice. Théoriquement, on a :

$$\mathcal{T}_{m,théo}(\mathcal{E}_c) = \frac{C_{X,m}}{C_X} = \frac{\int_{\mathcal{E}_X} \frac{d\mathcal{N}_X}{d\mathcal{E}_X} \frac{\mathcal{E}_X}{G_X} \mathcal{T}_{Be} \mathcal{T}_{air} \mathcal{T}_{X,m} Q_{eff} d\mathcal{E}_X}{\int_{\mathcal{E}_X} \frac{d\mathcal{N}_X}{d\mathcal{E}_X} \frac{\mathcal{E}_X}{G_X} \mathcal{T}_{Be} \mathcal{T}_{air} Q_{eff} d\mathcal{E}_X} , \tag{3.19}$$

avec $C_{X,m}$ le nombre de coups détectés, par pixel, correspondant au rayonnement bêtatron se propageant de la source au détecteur et traversant le m$^{\text{ième}}$ filtre de la matrice, C_X le nombre de coups détectés, par pixel, du rayonnement bêtatron se propageant de la source au détecteur sans traverser de filtres de la matrice, et $\mathcal{T}_{X,m}$ la transmission intrinsèque au m$^{\text{ième}}$ filtre (Fig. 3.14(b)). On montre une image typique du rayonnement bêtatron écranté par la matrice de filtres sur la Fig. 3.15(a). Les bandes noires verticales correspondent au support tenant les filtres. Le rectangle noir (resp. de couleur) indique la région d'intérêt utilisée pour calculer expérimentalement C_X (resp. $C_{X,m}$). Ces régions d'intérêt sont donc utilisées pour estimer $\mathcal{T}_{m,exp} = C_{X,m}/C_X$. Le cadre blanc à tirets sur fond noir correspond à la zone du filtre de cuivre utilisé comme référence pour l'analyse du bruit. En effet, puisque $\mathcal{T}_{X,Cu} \approx 0$ pour $\mathcal{E}_X \leq 20\,\text{keV}$, le signal détecté dans le cadre blanc est attribué à un type de rayonnement différent du rayonnement bêtatron et doit être retiré, c'est-à-dire soustrait de l'ensemble de l'image, pour une analyse plus précise. À l'exception du cuivre, la couleur des rectangles renvoit aux métaux dont les $\mathcal{T}_{X,m}$ sont données sur la Fig. 3.14(b). On précise que cette méthode est pertinente car on observe un rayonnement bêtatron homogène à l'échelle du détecteur (*cf.* cône d'émission bêtatron en Sec. 1.4.2.3). Le résultat de la méthode de Ross, appliquée à l'image de la Fig. 3.15(a), est donné sur la Fig. 3.15(b). Le χ^2 est tracé pour chaque filtre métallique ainsi que le χ^2 total (courbe rouge). On constate que χ^2 est minimal pour une énergie critique $\mathcal{E}_c = (5{,}79 \pm 0{,}01)$ keV.

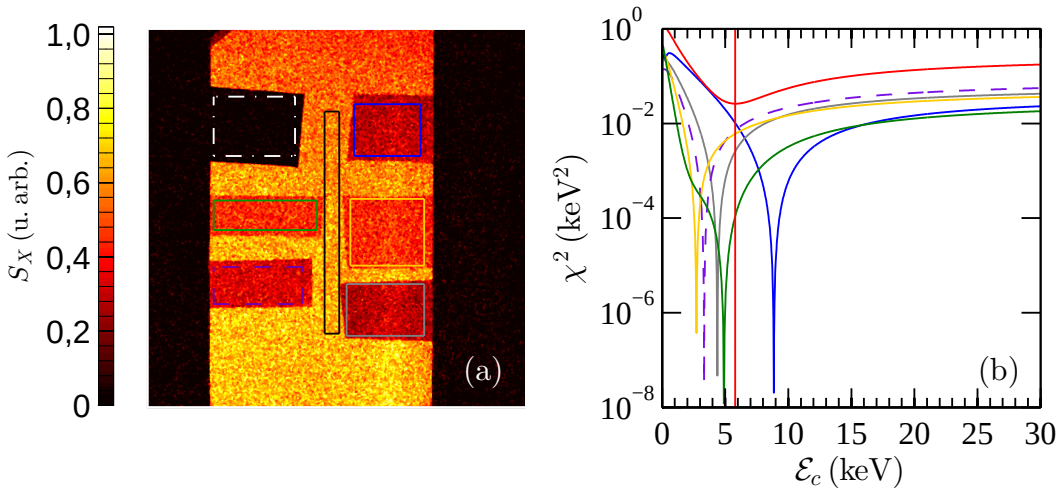


Figure 3.15 : (a) Image typique du rayonnement bêtatron lorsque les filtres sont insérés entre la source et la caméra CCD. À l'exception du cuivre, la couleur des rectangles renvoit aux métaux de la Fig. 3.14(b). Le rectangle noir indique la région d'intérêt utilisée pour calculer expérimentalement C_X. (b) χ^2 en fonction de l'énergie critique $\mathcal{E}_c$, calculé lors de l'utilisation de la méthode des filtres de Ross.

3.5.2 Nombre de photons, fluence et brillance du rayonnement bêtatron

L'avantage de la méthode des filtres de Ross réside dans le fait que $\mathcal{E}_c$ peut être déterminée sans connaitre l'autre paramètre du spectre du rayonnement bêtatron : le nombre de photons émis $\mathcal{N}_{X,tot}$. Puisque le spectre est désormais connu, on peut établir un facteur de calibration Λ_X (en photon/coup) entre le nombre de coups détectés et $\mathcal{N}_{X,tot}$:

$$\Lambda_X\left(\mathcal{E}_c\right) = \frac{\mathcal{N}_{X,tot}}{C_X} = \frac{\mathcal{N}_{X,tot}}{\displaystyle\int_{\mathcal{E}_X} \frac{d\mathcal{N}_X}{d\mathcal{E}_X}\frac{\mathcal{E}_X}{G_X}\mathcal{T}_{Be}\mathcal{T}_{air}Q_{eff}d\mathcal{E}_X} = \frac{1}{\mathcal{E}_c}\frac{\displaystyle\int_{\Psi}\Psi^2\mathcal{Y}_{2/3}^2\left(\Psi\right)d\Psi}{\displaystyle\int_{\Psi}\Psi^2\mathcal{Y}_{2/3}^2\left(\Psi\right)\frac{\Psi}{G_X}\mathcal{T}_{Be}\mathcal{T}_{air}Q_{eff}d\Psi}\,. \tag{3.20}$$

Comme entrevu précédemment, cette calibration dépend bien de l'énergie critique du spectre synchrotron. Le nombre total de photons sur l'axe peut donc être mesuré expérimentalement : $\mathcal{N}_{X,tot} = C_X\Lambda_X\left(\mathcal{E}_c\right)$. En pratique, $\mathcal{N}_{X,tot}$ est calculé pour une région d'intérêt de taille non-nulle (voir rectangle noir sur la Fig. 3.15(a)). On estime la fluence Γ_X comme étant $\mathcal{N}_{X,tot}$ divisé par la surface de la région d'intérêt. On extrapôle cette valeur pour estimer le nombre total de photons $N_X \sim \Gamma_X\Omega_X$ avec Ω_X l'angle solide d'émission du rayonnement bêtatron (Sec. 1.4.2). À partir de l'expression de la taille r_β de la source en fonction de l'énergie critique $\mathcal{E}_c$ (Éq. 1.77) et en supposant connaître la durée de τ_X, on peut estimer la brillance $\mathcal{B}_X$ du rayonnement bêtatron (Éq. 1.87). Finalement, on notera que la qualité des estimations expérimentales de ces paramètres repose sur une bonne détermination de $\mathcal{E}_c$. Une incertitude sur cette dernière se propagera *de facto* sur N_X, Γ_X et $\mathcal{B}_X$.

3.6 Conclusion

Deux campagnes expérimentales d'accélération plasma par sillage laser ont été réalisées au LLC (*Lund Laser Centre*) où une chaîne laser Titane:Saphir, cadencée à 10 Hz, multi-térawatt a été utilisée. Les expériences ont bénéficié de faisceaux laser particulièrement stables grâce à un système actif de stabilisation de pointé laser, composé d'un inhibiteur de tir et d'un verrouillage de pointé. Le principal avantage de ce système réside dans sa capacité à réduire drastiquement la valeur des fluctuations maximales de pointé, préservant ainsi les tubes capillaires d'impulsions laser désalignées heurtant leur face avant. De plus, le front d'onde des faisceaux laser a été corrigé pour obtenir des impulsions laser aux propriétés résumées par le tableau suivant :

Campagne	1	2
$\mathcal{E}_L$ (J)	0,715	0,585
τ_L (fs)	40 ± 5	37 ± 3
w_0 (µm)	17 ± 1	15 ± 1
σ_L (µm)	2,0	2,8
P_L (TW)	18 ± 2	16 ± 1
$I_{L,max}$ $[10^{18}\,\mathrm{W.cm^{-2}}]$	$3{,}7 \pm 0{,}7$	$4{,}2 \pm 0{,}7$
a_0	$1{,}3 \pm 0{,}1$	$1{,}4 \pm 0{,}1$

Table 3.3: Résumé des propriétés des impulsions laser utilisées en expériences au LLC : $\mathcal{E}_L$ est l'énergie sur cible, τ_L la durée à mi-hauteur, w_0 la taille au *waist*, σ_L l'écart-type des fluctuations de pointé , P_L la puissance crête, I_L l'intensité crête et a_0 le potentiel vecteur normalisé.

Plusieurs élements, cibles et diagnostics, ont été alignés sous vide évitant ainsi les incertitudes induites par le pompage de l'enceinte expérimentale : différente propagation de l'impulsion laser, déformation de la structure, *etc.*

L'énergie et le pointé des impulsions laser ont été caractérisés à chaque tir grâce à l'observation d'une fuite laser dans un plan focal équivalent.

La fluorescence induite par l'impact des électrons sur un écran fluorescent a été imagée pour caractériser la charge et la divergence des paquets d'électrons. L'insertion d'un aimant a également permis de disperser le paquet d'électrons et donc de déterminer sa distribution énergie. L'énergie de coupure était $\sim 40\,\mathrm{MeV}$ et la précision de la mesure en énergie était principalement limitée par l'angle d'incidence des électrons dans l'aimant. De plus, il convient de noter que ce diagnostic est destructif et ne peut pas être utilisé comme diagnostic entre deux étages d'un accélérateur plasma multi-étages.

Le spectre du rayonnement bêtatron est supposé être de la forme d'un spectre synchrotron. L'énergie critique le caractérisant est déterminée grâce à la méthode des filtres de Ross et le nombre total de photons émis est extrapôlé à partir, d'une part, de la fluence au centre de la caméra, et d'autre part, du cône d'émission prédit théoriquement.

Finalement, on précise que l'intégralité des données expérimentales a été analysée, selon des méthodes numériques présentées dans ce chapitre, grâce au logiciel GUIBBA (*Graphical User Interface for Beam and Bunch Analysis*), une interface graphique écrite en *Matlab* et développée par l'auteur en collaboration avec Thomas Audet.

Chapitre 4

Stabilité et reproductibilité des paquets d'électrons

Ce chapitre discute des travaux expérimentaux, réalisés essentiellement durant la campagne expérimentale 1, sur la stabilité et la reproductibilité des paquets d'électrons dans des tubes capillaires. L'impact de la longueur du milieu gazeux et de la nature de l'écoulement sur les propriétés des électrons auto-injectés a été statistiquement analysé et publié en Réf. [22]. On mettra également en évidence l'existence de deux types de variations : les fluctuations (à court terme, tir à tir) et les dérives (à long terme). L'importance du pointé laser sur la stabilité et la reproductibilité des propriétés des électrons, ainsi que la durée vie des tubes capillaires, sera examinée (Réf. [207]). Finalement, on analysera les conséquences d'un changement de forme du profil de densité, notamment dans le gradient avant, sur les propriétés des électrons.

Sommaire

4.1 Introduction : stabilité des paquets d'électrons et régimes d'accélération . . . 104
4.2 Fluctuations et dérives des propriétés des paquets d'électrons 104
4.2.1 Fluctuations des propriétés des paquets d'électrons . . . 104
4.2.2 Dérives des propriétés des paquets d'électrons . . . 107
4.3 Discussion sur la reproductibilité et la dynamique d'auto-injection 110
4.3.1 Énergie laser et stabilité . . . 110
4.3.2 Énergie laser réduite, recherche d'une meilleure stabilité . . . 110
4.4 Pointé laser : auto-injection, stabilité et durée de vie des tubes capillaires . . . 112
4.4.1 Corrélation entre pointé laser et position transverse du paquet d'électrons . . . 112
4.4.2 Stabilisation du pointé laser et propriétés des paquets d'électrons auto-injectés . . . 113
4.4.3 Durée de vie des tubes capillaires . . . 115
4.5 Impact de la forme du profil de densité électronique sur les propriétés des paquets d'électrons . . . 116
4.6 Conclusion . . . 117

4.1 Introduction : stabilité des paquets d'électrons et régimes d'accélération

Les applications envisagées pour les accélérateurs plasma par sillage laser ont besoin de paquets d'électrons aux propriétés stables et reproductibles. Par conséquent, de nombreux efforts ont été développés pour améliorer la stabilité en charge, énergie et divergence des paquets d'électrons. De récents travaux au sein de l'équipe ITFIP ont mis en évidence deux régimes d'auto-injection d'électrons dans des tubes capillaires de rayon $r_{cap} = 89\,\mu m$ et de longueur $L_{cap} = 10\,mm$ (Réf. [159]) :

1. Accélération au voisinage du seuil en densité électronique d'auto-injection, où des paquets quasi-monoénergétiques ($\triangle\mathcal{E}_e/\mathcal{E}_e \sim 5\%$) à $\mathcal{E}_e \sim 200\,MeV$ de charge $Q_e \sim 1\,pC$ ont été produits pour des densités électroniques $n_{e0} \sim 5 \times 10^{18}\,cm^{-3}$.
2. Accélération à haute densité ($n_{e0} \sim 10 \times 10^{18}\,cm^{-3}$), où des quantités de charges élévées ($Q_e \sim 100\,pC$) à distribution exponentielle en énergie sont accélérées jusqu'à $\mathcal{E}_{e,max} \sim 100\,MeV$.

Puisque le premier cas est obtenu pour un régime de fonctionnement proche du seuil d'auto-injection, une faible variation des paramètres laser-plasma peut conduire à un changement significatif des propriétés des paquets accélérés. Or, les techniques expérimentales ne permettent pas actuellement d'assurer une stabilité suffisante des paramètres laser-plasma pour examiner ce régime de manière statistique. Par conséquent, on choisit d'étudier le mécanisme d'auto-injection à « haute densité » afin de quantifier la stabilité du paquet d'électrons auto-injectés. Bien que cela ait été partiellement traité dans la thèse de Ju (Réf. [159]), on envisage ici de compléter cette étude puis d'identifier les sources de fluctuations des propriétés des paquets d'électrons auto-injectés. Finalement, on proposera des contraintes sur les paramètres laser-plasma afin d'assurer une certaine stabilité aux paquets d'électrons auto-injectés.

4.2 Fluctuations et dérives des propriétés des paquets d'électrons

4.2.1 Fluctuations des propriétés des paquets d'électrons

La stabilité et la reproductibité des propriétés d'électrons auto-injectés ont été étudiées dans des tubes capillaires de rayon $r_{cap} = 86\,\mu m$, de longueur L_{cap} comprise entre 8 mm et 20 mm, ainsi que dans un jet de gaz sortant d'une buse de diamètre 3 mm. Les expériences ont été réalisées avec du H_2 pur à une densité électronique $n_{e0} = (10 \pm 1{,}5) \times 10^{18}\,cm^{-3}$ (resp. $n_{e0} = (7 \pm 2) \times 10^{18}\,cm^{-3}$) sur le plateau de gaz des tubes capillaires (resp. jet de gaz). Les tubes capillaires de longueur 8 mm (resp. 10 et 20 mm) ont un profil de gaz comprenant un gradient positif de 2 mm (resp. 2,5 mm), un plateau de 4 mm (resp. 5 et 15 mm) puis un gradient négatif de 2 mm (resp. 2,5 mm). L'écoulement de gaz dans les tubes capillaires est laminaire sur le plateau puis turbulent et sonique dans les gradients. Le jet de gaz diffère des tubes capillaires par la longueur des gradients ($\sim 500\,\mu m$) et son écoulement qui est intégralement turbulent et sonique. Les différentes distributions de gaz des cibles permettent donc d'étudier l'influence de (i) la longueur du milieu et (ii) la nature de l'écoulement sur la stabilité des propriétés des paquets d'électrons auto-injectés. Les propriétés des impulsions

laser utilisées sont résumées dans la Tab. 3.3. On précise que ces résultats ont été obtenus lors de la campagne 1 et que l'impulsion laser a été focalisée, dans le cas des tubes capillaires, 1 mm après l'entrée du tube capillaire, soit dans le gradient montant.

On donne sur la Fig. 4.1(a) (resp. (b)) des images typiques de la lumière émise par l'écran fluorescent lors d'une série de trente tirs consécutifs, sans (resp. avec) aimant, pour un tube capillaire de longueur $L_{cap} = 10\,\text{mm}$. Le centroïde de chaque paquet est illustré sur la Fig. 4.1(a) par un point noir. On constate que la distribution angulaire est, en moyenne, quasiment uniforme, comme l'atteste la symétrie azimutale de l'image. On précise également que la forme tir à tir (Fig. 3.13(a)) varie peu et est symétrique. La brisure de symétrie observée dans la partie supérieure droite de l'image n'est qu'un artéfact résultant du traitement du bruit lors de l'analyse des images. La symétrie et la stabilité de pointé des paquets produits sont favorables à leur utilisation pour des applications car on peut clairement définir une zone restreinte vers laquelle un paquet d'électrons est envoyé à chaque tir. Constatant que la fluctuation de pointé tir à tir est qualitativement faible devant la divergence des paquets non dispersés, on peut affirmer qu'une réduction de la zone requiert, tout d'abord, une réduction de la divergence des paquets. Dans le cadre de l'accélération laser-plasma multi-étages, l'envoi de ces paquets dans un second tube capillaire, en régime linéaire purement accélérateur, nécessite l'utilisation d'une ligne de transport entre les deux étages. En effet, en supposant une distance entre les tubes capillaires de $\sim 100\,\text{mm}$, on estime que le paquet à l'entrée du second tube a une taille transverse de $\sim 2\,\text{mm}$, ce qui est plus grand que le rayon interne des tubes capillaires utilisés.

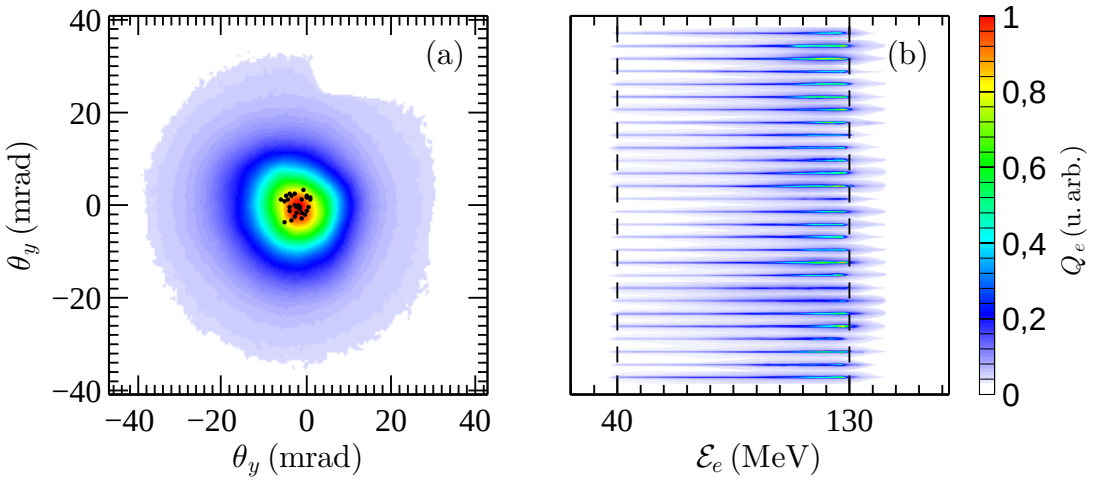


Figure 4.1 : (a) Image cumulée de paquets d'électrons, en l'absence d'aimant, pour 30 tirs consécutifs dans un tube capillaire de rayon $r_{cap} = 89\,\mu\text{m}$ et longueur $L_{cap} = 10\,\text{mm}$ contenant du pur H_2 de densité électronique $n_{e0} = (10 \pm 1{,}5) \times 10^{18}\,\text{cm}^{-3}$. Le centre de chaque paquet est indiqué par un point noir. (b) Concaténation de 30 spectres non déconvolués. La ligne noire gauche (resp. droite) indique l'énergie de coupure du spectromètre à électrons (resp. une estimation de l'énergie maximale des électrons du paquet).

Une concaténation de trente images de spectres est présentée sur la Fig. 4.1(b). La déflection est horizontale et l'énergie de coupure, c'est-à-dire l'énergie minimale $\mathcal{E}_{e,min}$ détectable par le spectromètre, est $\sim 40\,\text{MeV}$. Bien que les images ne soient pas déconvoluées, on peut d'ores et déjà observer une certaine reproductibilité en énergie, notamment avec une énergie

maximale $\mathcal{E}_{e,max} \sim 130\,\text{MeV}$. On analysera de manière plus détaillée la distribution en énergie en Sec. 4.2.2.

Des images, similaires à celles données par la Fig. 4.1, ont été utilisées pour étudier statistiquement les paquets produits avec les cibles présentées ci-dessus. Les résultats de l'analyse de séries de trente tirs sont résumés dans la Tab. 4.1. On précise que l'intensité et la puissance laser ont été supposées constantes car des fluctuations correspondantes de $\sim 4\%$ ont été mesurées, ce qui est inférieur aux incertitudes expérimentales (Tab. 3.3).

Cibles	$L_\nearrow$ (mm)	$L_\leftrightarrow$ (mm)	$L_\searrow$ (mm)	$Q_{e,tot}$ (pC)	$\langle\mathcal{E}_e\rangle$ (MeV)	Θ_e (mrad)	σ_e (mrad)
Jet de gaz	0,5	3	0,5	$60 \pm 60\%$	$59 \pm 20\,\%$	$12 \pm 80\,\%$	8,1
Tubes	2	4	2	$77 \pm 47\%$	$65 \pm 12\,\%$	$10 \pm 19\,\%$	1,5
capillaires	2,5	5	2,5	$66 \pm 11\%$	$65 \pm 9\,\%$	$9 \pm 14\,\%$	2,3
	2,5	15	2,5	$58 \pm 18\%$	$67 \pm 6\,\%$	$6 \pm 16\,\%$	1,5

Table 4.1: Stabilité des propriétés des paquets d'électrons auto-injectés pour 30 tirs consécutifs dans un jet de gaz et des tubes capillaires de rayon $r_{cap} = 89\,\mu\text{m}$. Le milieux gazeux, composé d'un gradient positif de longueur $L_\nearrow$, d'un plateau de longueur $L_\leftrightarrow$ et d'un gradient négatif de longueur $L_\searrow$, est du pur H_2 avec une densité électronique $n_{e0} = (10 \pm 1{,}5) \times 10^{18}\,\text{cm}^{-3}$ (resp. $n_{e0} = (7 \pm 2) \times 10^{18}\,\text{cm}^{-3}$) pour les tubes capillaires (resp. le jet de gaz).

L'interaction laser-plasma dans un tube capillaire de 8 mm produit une charge $Q_{e,tot}$, avec une énergie $\mathcal{E}_e \geq \mathcal{E}_{e,min} = 40\,\text{MeV}$, plus importante que dans le jet de gaz à intensité, puissance et densités électroniques identiques. De plus, les électrons accélérés dans un tube capillaire atteignent des énergies moyennes $\langle\mathcal{E}_e\rangle$ plus élevées, ce qui indique une accélération différente selon la cible utilisée. Ce phénomène est interprété comme étant le résultat d'une différence de longueur d'accélération, définie comme étant la somme de la longueur nécessaire à l'auto-focalisation pour focaliser suffisamment l'impulsion laser et déclencher l'auto-injection, et la longueur de déphasage des électrons auto-injectés.

Les paquets d'électrons produits ont une énergie moyenne similaire, quel que soit le tube capillaire utilisé. Ce résultat et l'argument précédent indiquent que la longueur d'accélération est comprise entre 3,5 mm et 5,5 mm. Les tubes capillaires de 10 mm et 20 mm ont donc une longueur de plasma supplémentaire ne présentant aucun intérêt direct pour l'accélération des électrons. Cependant, comme l'illustre la réduction de charge avec la longueur du tube capillaire, un tube capillaire plus long que la longueur d'accélération permet de filtrer une partie du paquet d'électrons, en écrantant les électrons fortement divergents se perdant dans les parois du tube.

De manière générale, les fluctuations en charge, énergie, divergence et pointé sont plus faibles lorsque les tubes capillaires sont utilisés. Cette différence est interprétée comme résultant d'une auto-focalisation moins stable dans le cas du jet de gaz. En effet, cette dernière dépend fortement du profil de gaz qui diffère selon qu'un tube capillaire ou un jet de gaz est utilisé. Dans le cas d'un tube capillaire, un plateau de gaz, stationnaire, laminaire et essentiellement subsonique, est maintenu pendant $\sim 40\,\text{ms}$ où des fluctuations de densité électronique de $\sim 15\,\%$ sont observées. *A contrario*, l'écoulement sortant d'un jet de gaz est fortement

turbulent et sonique ce qui n'est pas favorable à une auto-injection stable et reproductible pour la puissance laser utilisée dans cette expérience.

La réduction de la divergence des paquets d'électrons recherchée précédemment peut être atteinte en utilisant de longs tubes capillaires. Cependant, on remarque une augmentation des fluctuations des propriétés des paquets d'électrons auto-injectés, ce qui n'est pas souhaitable. De plus, il a été envisagé que, dans des plasmas longs ($L_{cap} \geq 30\,\text{mm}$), le paquet d'électrons puisse rattraper l'impulsion laser conduisant *in fine* à une dégradation des propriétés des paquets d'électrons. Un tube capillaire de 10 mm apparaît comme être un bon compromis en longueur puisque que les paquets accélérés en son sein sont les plus stables. On utilise donc ce type de capillaire pour étudier des effets fins, telles que les dérives des propriétés des paquets d'électrons

4.2.2 Dérives des propriétés des paquets d'électrons

Les propriétés des paquets d'électrons ont été étudiées lors de cent tirs consécutifs dans un tube capillaire de rayon $r_{cap} = 89\,\mu\text{m}$ et longueur $L_{cap} = 10\,\text{mm}$ contenant du pur H_2 de densité électronique $n_{e0} = (10 \pm 1{,}5) \times 10^{18}\,\text{cm}^{-3}$. La cadence de tirs était de deux tirs par minute, si bien que cette série de tirs a été accomplie en environ une heure. On précise que la cadence de tirs n'est pas limitée par celle de la chaîne laser (10 Hz) mais pas la capacité des turbopompes à ramener la pression de l'enceinte expérimentale à $10^{-5}\,\text{mbar}$ après chaque remplissage du tube capillaire. À partir d'images similaires à celles de la Fig. 4.1(b) et d'une méthode détaillée en Sec. 3.4.1, on obtient les spectres déconvolués en énergie donnés sur la Fig. 4.2(a). La courbe bleue représente le spectre moyen des spectres calculés, à chaque tir, et illustré par les courbes grises.

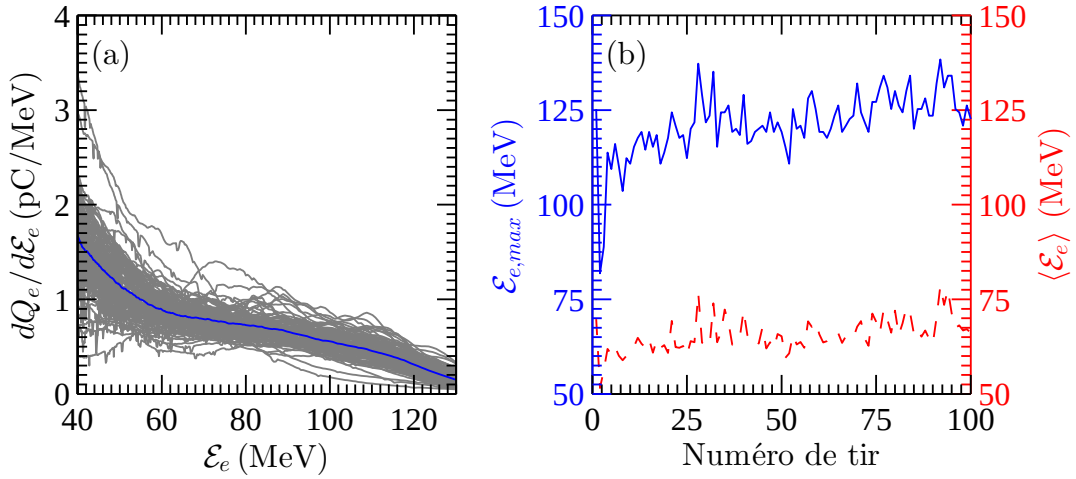


Figure 4.2 : (a) Spectre en énergie, (b) énergie moyenne $\langle\mathcal{E}_e\rangle$ et énergie maximum $\mathcal{E}_{e,max}$ des paquets d'électrons pour cent tirs consécutifs dans un tube capillaire de rayon $r_{cap} = 89\,\mu\text{m}$ et longueur $L_{cap} = 10\,\text{mm}$ contenant du pur H_2 de densité électronique $n_{e0} = (10 \pm 1{,}5) \times 10^{18}\,\text{cm}^{-3}$.

La forme exponentielle des spectres indiquent que l'auto-injection des électrons est continue. Chaque spectre est caractérisé par son énergie moyenne $\langle\mathcal{E}_e\rangle$ ainsi que son énergie maximale

$\mathcal{E}_{e,max}$ définie, sur une gamme en énergie $\mathcal{E}_e \geq \mathcal{E}_{e,min} = 40\,\text{MeV}$, par :

$$\frac{dQ_e}{d\mathcal{E}_e}(\mathcal{E}_{e,max}) = 0{,}1 \times \max\left(\frac{dQ_e}{d\mathcal{E}_e}\right) \quad , \tag{4.1}$$

Les évolutions de $\langle\mathcal{E}_e\rangle$ et $\mathcal{E}_{e,max}$ durant la série sont données sur la Fig. 4.2(b). La valeur moyenne de $\langle\mathcal{E}_e\rangle$ (resp. $\mathcal{E}_{e,max}$) est de 65 MeV (resp. 120 MeV) et son écart-type de 9% (resp. 10%). Malgré une faible fluctuation relative tir à tir, on observe une dérive significative de $\langle\mathcal{E}_e\rangle$ (resp. $\mathcal{E}_{e,max}$) passant de 60 MeV à 70 MeV (resp. 110 MeV à 125 MeV).

Afin d'obtenir des informations complémentaires sur cette dérive en énergie, on trace sur la Fig. 4.3 les charges contenues dans les fenêtres en énergie suivantes : $\mathcal{E}_e \geq \mathcal{E}_{e,min} = 40\,\text{MeV}$ (courbe bleue), $\mathcal{E}_{e,min} \leq \mathcal{E}_e \leq 45\,\text{MeV}$, $45\,\text{MeV} \leq \mathcal{E}_e \leq 55\,\text{MeV}$, $55\,\text{MeV} \leq \mathcal{E}_e \leq 100\,\text{MeV}$ et $100\,\text{MeV} \leq \mathcal{E}_e$ (courbes rouges). Les valeurs moyennes de la charge contenue dans ces fenêtres et leur fluctuation sont résumées dans la Tab. 4.2. Ces fenêtres en énergie ont été choisies car une ligne de transport centrée sur une énergie de 50 MeV est en cours de construction et de caractérisation (Réf. [31]).

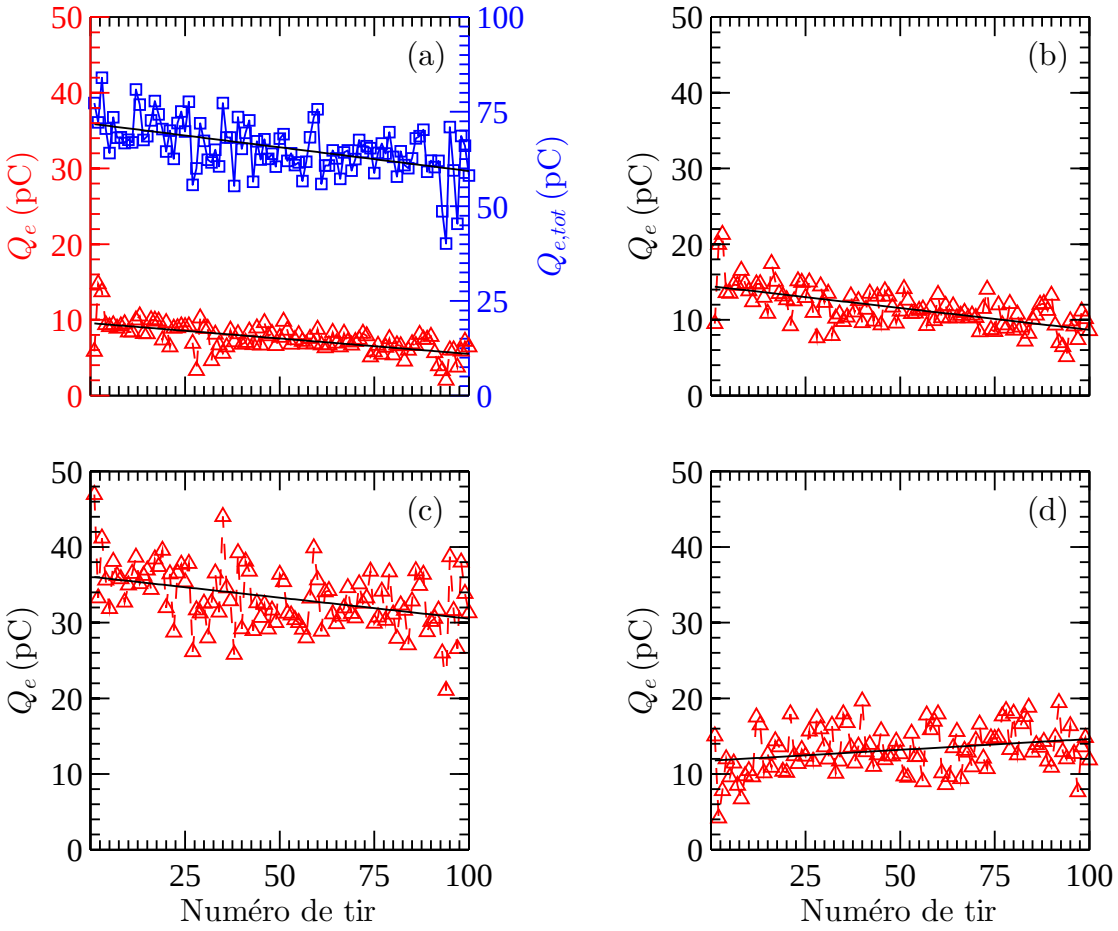


Figure 4.3 : Stabilité de la charge de paquets d'électrons auto-injectés (tirs de la Fig. 4.2) pour les fenêtres en énergie suivantes : (a) $\mathcal{E}_e \geq 40\,\text{MeV}$ (courbe bleue) et $40\,\text{MeV} \leq \mathcal{E}_e \leq 45\,\text{MeV}$ (courbe rouge), (b) $55\,\text{MeV} \leq \mathcal{E}_e \leq 100\,\text{MeV}$, (c) $100\,\text{MeV} \leq \mathcal{E}_e \leq 45\,\text{MeV}$, (d) $\mathcal{E}_e \geq 100\,\text{MeV}$. Les lignes noires sont des régressions linéaires destinées à surligner les tendances.

$\mathcal{E}_e$ (MeV)	≥ 40	$40-45$	$45-55$	$55-100$	≥ 100
Q_e (pC)	$66 \pm 11\,\%$	$8 \pm 25\,\%$	$12 \pm 23\,\%$	$33 \pm 12\,\%$	$13 \pm 23\,\%$

Table 4.2: Stabilité de la charge Q_e pour différentes fenêtres en énergies $\mathcal{E}_e$ pour la série de tirs donnée sur la Fig. 4.8.

Les graphes de la Fig. 4.3 mettent en évidence une réorganisation de la distribution en énergie dans le paquet. Bien qu'une baisse globale ait été observée durant cette série, une augmentation des charges accélérées à haute énergie est mesurée. Cette modification de la répartition en énergie des charges dans le paquet est la raison pour laquelle les valeurs de $\langle \mathcal{E}_e \rangle$ et $\mathcal{E}_{e,max}$ augmentent.

Un autre paramètre est également affecté par cette réorganisation de l'énergie dans le paquet d'électrons : la divergence à mi-hauteur Θ_e. En effet, on constate une dérive de Θ_e au cours de la série sur la Fig. 4.4(a), passant de 10,4 mrad à 7,2 mrad. Or, remarquant que la divergence à mi-hauteur $\vartheta\,(\mathcal{E}_e)$ fonction de l'énergie $\mathcal{E}_e$ décroît avec cette dernière (Fig. 4.4(b)), on interprète la diminution de Θ_e comme étant une conséquence de la réduction du nombre de charges à basse énergie dont la divergence est plus importance que celle des électrons à haute énergie.

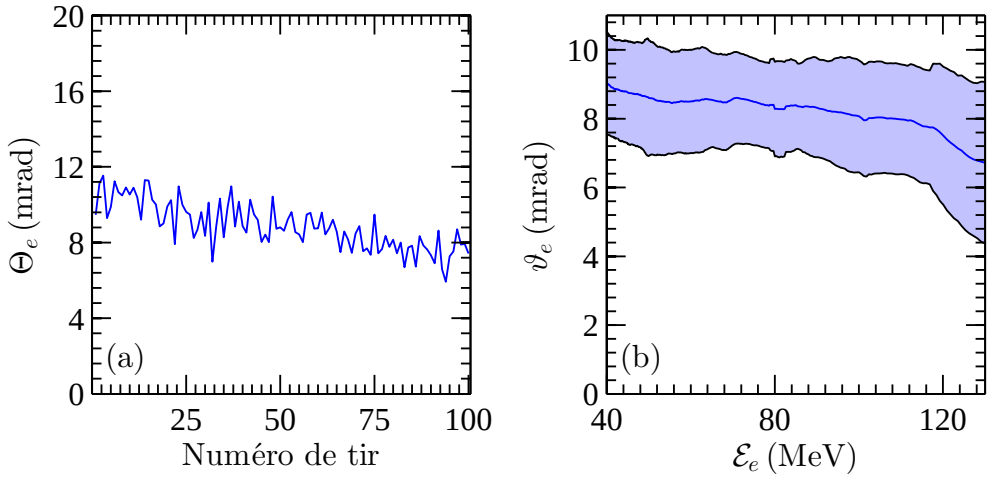


Figure 4.4 : (a) Stabilité de la divergence mi-hauteur Θ_e de paquets d'électrons auto-injectés (tirs de la Fig. 4.2) tels que $\mathcal{E}_e \geq 40$ MeV. (b) Divergence mi-hauteur ϑ_e en fonction de l'énergie $\mathcal{E}_e$ des électrons au sein des paquets. La courbe (resp. zone) bleue représente la moyenne (resp. écart-type) sur les 100 tirs.

La discussion jusqu'à présent a décrit la réorganisation de la distribution en énergie des électrons dans le paquet et ses conséquences sur la divergence, l'énergie moyenne et maximale de ce dernier. En revanche, elle n'explique pas l'origine physique d'un tel phénomène, ce qu'on se propose d'aborder dans la prochaine section.

4.3 Discussion sur la reproductibilité et la dynamique d'auto-injection

4.3.1 Énergie laser et stabilité

Plusieurs pistes sont à envisager pour tenter d'expliquer la dérive décrite dans la section précédente. On relève notamment les possibilités que la cible soit « fatiguée » ou encore que les propriétés de l'impulsion laser, telles que l'énergie, la puissance ou le pointé, aient été modifiées significativement depuis le début de la série. Pour la suite de la discussion, on supposera que les propriétés du tube capillaire n'ont pas été modifiées au cours de l'acquisition des données. Cette hypothèse est justifiée car une vérification de la transmission de lumière à travers le tube a été effectuée au cours de la série. On choisit donc d'étudier l'évolution des propriétés de l'impulsion laser au cours de la série. Pour cela, on trace l'énergie laser $\mathcal{E}_L$ en fonction du numéro de tir sur la Fig. 4.5(a). On observe que l'énergie laser sur cible diminue au cours de la série, passant de 840 mJ à 760 mJ, soit une dérive de $\sim$ 10% de l'énergie initiale. La corrélation linéaire entre la charge $Q_{e,tot}$ et $\mathcal{E}_L$ (Fig. 4.5(b)) montre que la dérive de l'énergie laser est responsable de la diminution de $Q_{e,tot}$ observée en section précédente. Puisqu'aucune autre dérive n'a été observée expérimentalement, on suppose que la dérive en énergie est également responsable de la réorganisation de la distribution en énergie des électrons dans le paquet. Une telle conjecture requiert une analyse théorique et numérique plus approfondie qui n'a pas pu être développée dans cette thèse.

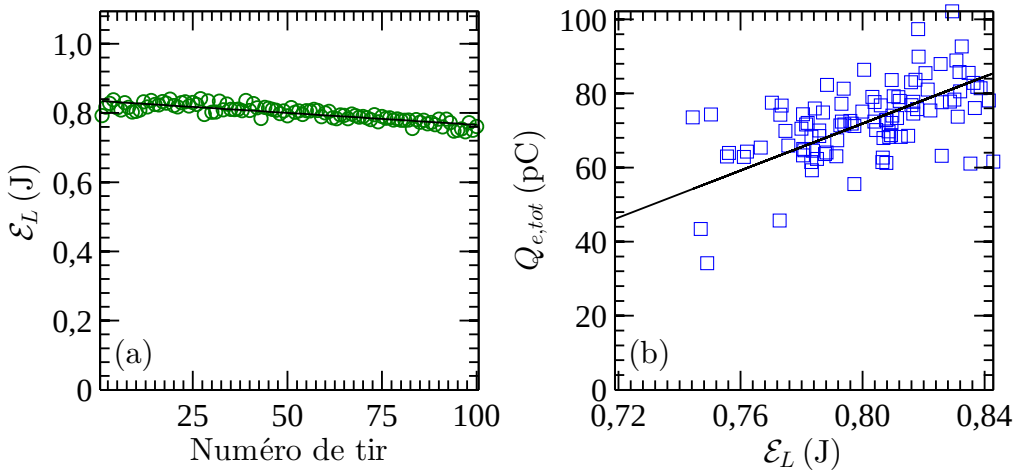


Figure 4.5 : (a) Diminution de l'énergie laser lors de la série de cent tirs des Fig. 4.2-4.4. (b) Corrélation entre la charge $Q_{e,tot}$ telle que $\mathcal{E}_e \geq 40$ MeV et l'énergie laser $\mathcal{E}_L$. Les lignes noires sont des régressions linéaires destinées à surligner les tendances.

4.3.2 Énergie laser réduite, recherche d'une meilleure stabilité

Au vu des conséquences de la dérive en énergie sur les propriétés des paquets auto-injectés, il est crucial de stabiliser l'énergie de l'impulsion laser pour améliorer la reproductibilité de l'accélération plasma par sillage laser. Cependant, on constate sur la Fig. 4.5(b) que la charge peut varier de ± 20 pC malgré une énergie laser constante. On en déduit qu'il existe

d'autres paramètres qu'il convient de stabiliser pour réduire les fluctuations des propriétés des paquets auto-injectés.

Sachant que les fluctuations de densité électronique sur le plateau sont de $\sim 15\,\%$ (Fig. 2.8(a)), on suppose que les variations de charges auto-injectées à énergie laser constante sont dues aux fluctuations de densité électronique. Afin de rendre compte de es dernières et des fluctuations en énergie laser, Mangles *et al.* ont quantifié la quantité de charge auto-injectée en introduisant le concept d'énergie réduite :

$$\widetilde{\mathcal{E}_L} = \alpha_L \mathcal{E}_L \frac{n_{e0}}{n_c} \,, \tag{4.2}$$

un paramètre prenant en compte l'énergie laser « utile » $\alpha_L \mathcal{E}_L$, c'est-à-dire l'énergie laser contenue au centre de l'impulsion et qui particpe à l'auto-focalisation, mais également la densité électronique n_{e0} du plasma normalisée à la densité critique n_c (Réf. [118]). Dans le cas des données de la Fig. 4.5(a), l'énergie réduite est estimée à $\widetilde{\mathcal{E}_L} \sim 2{,}2\,\mathrm{mJ}$ si on suppose que l'impulsion laser est une impulsion gaussienne ($\alpha_L = 0{,}5$). Selon Mangles *et al.*, l'auto-injection dans un tel domaine d'énergie réduite présente des fluctuations en charge de $\sim 40\%$ (Fig. 4.6), ce qui est supérieur aux fluctuations observées ici ($\sim 10\%$). Sachant que Mangles *et al.* ont utilisé des jets de gaz et en se basant sur la comparaison entre jet de gaz et tubes capillaires (Sec. 4.2.1), on en déduit que cette meilleure stabilité est due à l'utilisation de tubes capillaires.

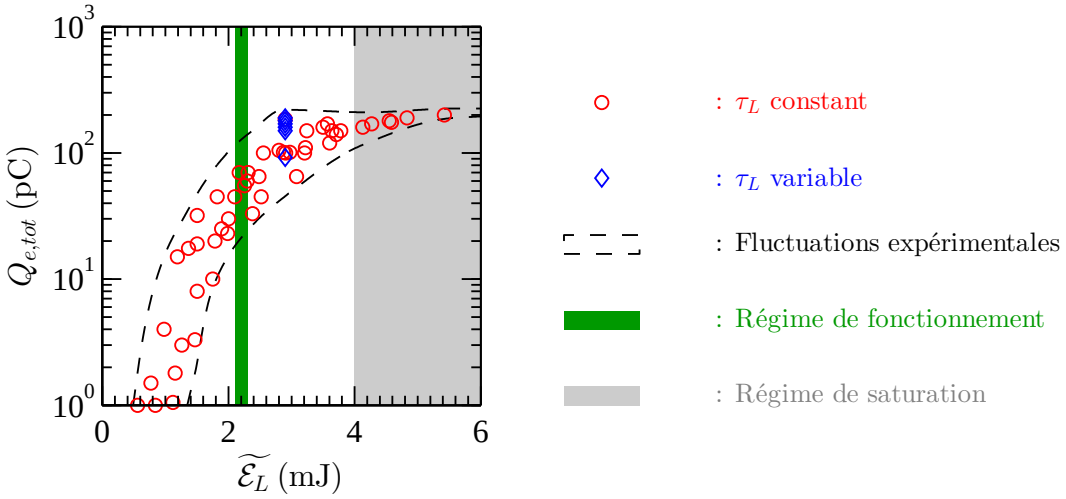


Figure 4.6 : Charge $Q_{e,tot}$ accélérée, dans des jets de gaz, en fonction de l'énergie réduite $\widetilde{\mathcal{E}_L}$ d'une impulsion laser de durée à mi-hauteur τ_L constante (cercles rouges) ou variable (losanges bleus). La zone verte (resp. grise) indique le régime de fonctionnement (resp. saturation). Résultats publiés par Mangles *et al.*, Réf. [118].

Mangles *et al.* ont également montré qu'il existe un domaine en énergie réduite où les fluctuations de charge sont moindres (zone grise sur la Fig. 4.6). En extrapôlant ce résultat aux tubes capillaires, on en déduit qu'il doit être possible d'améliorer la stabilité en charge en fonctionnant dans un régime tel que $\widetilde{\mathcal{E}_L} \gtrsim 4\,\mathrm{mJ}$. Cela peut être atteint en travaillant à plus haute densité électronique ou en augmentant l'énergie laser. Il faut cependant nuancer cette remarque par le fait que l'augmentation de la densité électronique n'est pas favorable à l'accélération d'électrons à haute énergie, comme l'indique l'expression du gain en énergie

ΔW_{max} donnée dans la Tab. 1.2. De plus, au vu de la diminution de la divergence lors de la dérive en énergie laser (Fig. 4.4(a)), augmenter l'énergie laser peut s'avérer en contradiction avec la volonté de produire, par auto-injection aux puissances laser considérées, des paquets d'électrons à faible divergence.

Bien que l'énergie réduite d'une impulsion laser soit un bon indicateur pour quantifier la stabilité de la charge auto-injectée, elle ne permet pas de prendre en compte d'autres sources de fluctuations telles que la déformation du front d'onde ou les fluctuations de pointé laser.

4.4 Pointé laser : auto-injection, stabilité et durée de vie des tubes capillaires

4.4.1 Corrélation entre pointé laser et position transverse du paquet d'électrons

Les travaux précédents de l'équipe ITFIP n'ont pas mis en évidence de corrélations claires entre le pointé du faisceau laser et les propriétés des paquets d'électrons (Réf. [159]), notamment entre le pointé laser et le pointé des électrons. Une nouvelle tentative de corréler les deux pointés a été entreprise dans cette thèse. Le résultat obtenu tend à affirmer qu'il n'existe pas de corrélation forte entre le pointé des électrons et celui du laser, d'autant plus que le pointé des électrons σ_e est de $\sim 1\,\mathrm{mrad}$ et celui du laser σ_L est de $\sim 1\,\mu\mathrm{rad}$. Qualitativement, le pointé des électrons dépend de la direction (i) du déplacement de la bulle de plasma, soit le pointé laser, et (ii) du vecteur vitesse moyen du paquet lorsque l'impulsion laser est épuisée. Comme $\sigma_L \ll \sigma_e$, on suppose que la principale source de fluctuations de pointé des électrons est la variation de la direction du paquet lorsque l'impulsion laser est épuisée, ce qui n'est pas corrélé au pointé du faisceau laser incident.

Toutefois, une corrélation entre la position transverse du paquet d'électrons dans le tube capillaire et le pointé laser a été observée expérimentalement. Pour cela, il est nécessaire d'utiliser un tube capillaire plus long avec un rayon interne plus petit pour que l'ombre des parois du tube soit observable sur le diagnostic du rayonnement bêtatron. Un balayage en densité électronique n_{e0}, comprenant cent tirs allant de $5 \times 10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$ à $12 \times 10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$ par pas de $0{,}3 \times 10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$, est realisé dans un tube capillaire de rayon $r_{cap} = 76\,\mu\mathrm{m}$ et longueur $L_{cap} = 50\,\mathrm{mm}$ contenant du pur $99\%\mathrm{H}_2 + 1\%\mathrm{Ar}$. On montre sur la Fig. 4.7(a) comment le centre du rayonnement bêtatron sortant du tube capillaire est déterminé. Les réflexions des rayons X sur les parois du tube rendent complexe l'automatisation de la détection du centre. Les centres ont donc dû êtres déterminés « manuellement » en faisant correspondre un cercle sur l'ombre des parois du tube. Quant au centre de l'impulsion laser, il est estimé à partir de la caméra hors-axe (Fig. 3.5) qui image une « fuite laser » dont le pointé a été corrélé à celui du faisceau dans le plan focal (Fig. 3.7). On peut donc tracer sur la Fig. 4.7(b) la corrélation entre les pointés laser et bêtatron pour lesquels on observe une corrélation linéaire soulignée par la courbe bleue. Ce résultat est conforme à l'ombroscopie décrite en Sec. 2.5 où la position du rayonnement bêtatron sur la caméra dépend linéairement de la position transverse de la source dans le tube capillaire. En effet, si on considère que la position transverse de la source correspond à la position transverse de l'impulsion laser $\triangle r_L$, on détermine que le pointé du

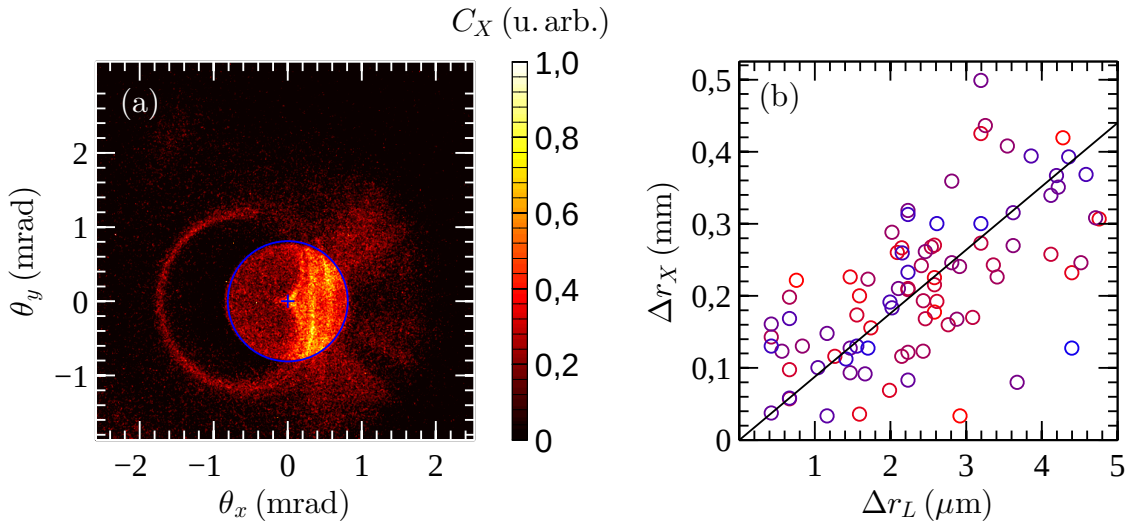


Figure 4.7 : (a) Image typique du rayonnement bêtatron sortant d'un tube capillaire de rayon $r_{cap} = 76\,\mu\text{m}$ et longueur $L_{cap} = 50\,\text{mm}$ contenant du pur H_2 de densité électronique $n_{e0} = (10 \pm 1{,}5) \times 10^{18}\,\text{cm}^{-3}$. Le cercle bleu indique le bord du trou du tube capillaire dont le centre est représenté par une croix bleue. (b) Corrélation entre la fluctuation de pointé laser $\triangle r_L$ et celle du pointé bêtatron $\triangle r_X$ lors d'un balayage de cent tirs en densité électronique n_{e0}. Le dégradé de couleur illustre les différentes valeurs de n_{e0}, allant de $5 \times 10^{18}\,\text{cm}^{-3}$ (cercles bleus) à $12 \times 10^{18}\,\text{cm}^{-3}$ (cercles rouges). La ligne noire est une régression linéaire destinée à surligner la corrélation entre les deux pointés.

rayonnement bêtatron sortant d'un tube capillaire est donné par :

$$\triangle r_X \sim \frac{\triangle r_L D_X}{L_{cap} - z_i}\,, \tag{4.3}$$

avec $D_X = 1220\,\text{mm}$ la distance entre le tube capillaire et la caméra, $L_{cap} = 50\,\text{mm}$ la longueur du tube capillaire et $z_i = 3\,\text{mm}$ la position longitudinale d'injection des électrons. On estime que, pour $\triangle r_L = 3\,\mu\text{m}$, $\triangle r_X \approx 100\,\mu\text{m}$ ce qui est l'ordre de grandeur observé sur la Fig. 4.7(b). Une partie des erreurs autour de la corrélation est attribuée aux erreurs de détermination du centre.

Bien que cette discussion montre qu'il existe une relation entre la position transverse du paquet d'électrons dans le tube capillaire et le pointé laser, elle ne commente pas les éventuels changements de propriétés des électrons induits par des fluctuations de pointé laser.

4.4.2 Stabilisation du pointé laser et propriétés des paquets d'électrons auto-injectés

Le couplage de l'impulsion laser au tube capillaire dépend de l'alignement de ce dernier sur l'axe optique (Sec. 2.3.2). Un pointé différent modifie donc la propagation de l'impulsion laser dans le tube. Ceci est directement observable lors de le procédure d'alignement des tubes capillaires où le motif de la lumière transmise (Fig. 3.8) peut fluctuer, indiquant une distribution transverse de l'énergie laser différente.

Afin d'étudier l'impact d'une vaste gamme de fluctuation de pointé laser sur les propriétés des électrons auto-injectés dans des tubes capillaires, des séries de mesures ont été réalisées en présence et en absence de système de stabilisation de pointé laser décrit en Sec. 3.1.3. Cent tirs consécutifs dans un tube capillaire de rayon $r_{cap} = 76\,\mu m$ et longueur $L_{cap} = 20\,mm$, contenant du pur H_2 à une densité électronique $n_{e0} = (13 \pm 1{,}5) \times 10^{18}\,cm^{-3}$, ont été réalisés avec le système de stabilisation de pointé laser. À l'issue de cette série, cinquante nouveaux tirs ont été effectués, à paramètres laser-plasma constants, après avoir éteint le système de stabilisation de pointé laser. L'évolution des propriétés des paquets d'électrons est donnée sur la Fig. 4.8 et les moyennes en charge $Q_{e,tot}$, énergie $\mathcal{E}_{e,max}$ et divergence Θ_e sont résumées dans la Tab. 4.3 pour les deux séries.

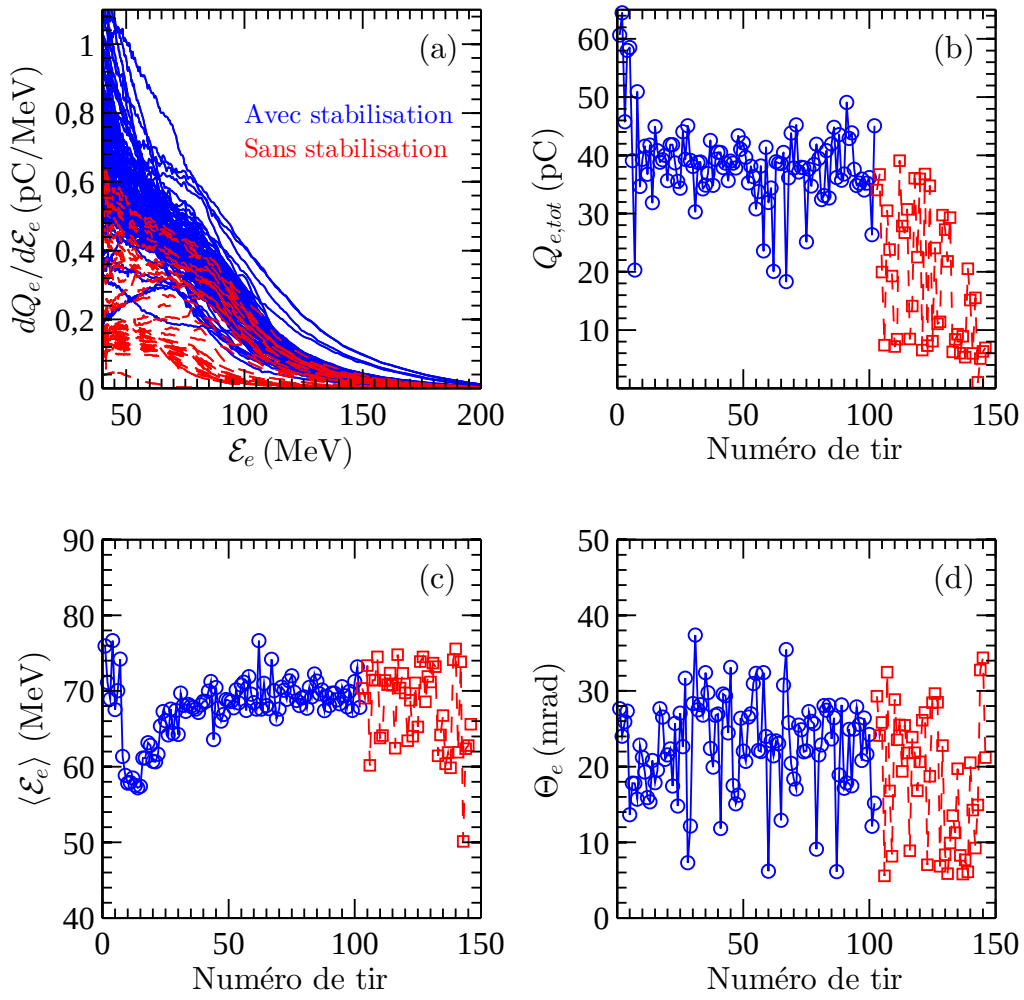


Figure 4.8 : Propriétés des paquets d'électrons, avec (cercles bleus) et sans (carrés rouges) stabilisation de pointé laser, dans un tube capillaire de rayon $r_{cap} = 76\,\mu m$ et longueur $L_{cap} = 20\,mm$ contenant du pur H_2 de densité électronique $n_{e0} = (13 \pm 1{,}5) \times 10^{18}\,cm^{-3}$. Les propriétés affichées sont (a) le spectre en énergie des électrons, (b) leur charge Q_e, (c) leur énergie moyenne $\langle\mathcal{E}_e\rangle$ et (d) leur divergence Θ_e.

La désactivation du système de stabilisation du pointé laser affecte peu la forme des spectres en énergie, comme l'atteste la Fig. 4.8(a). En revanche, on aperçoit clairement une diminution de la charge totale accélérée jusqu'à ce qu'elle soit nulle au cinquantième tir, signalant une fin de vie probable du tube capillaire. La Fig. 4.8(b) montre que, outre cette diminution de charge, les fluctuations tir à tir de la charge augmentent en amplitude, passant de 18% à 63%. Similairement, les fluctuations de d'énergie maximum et de divergence sont plus amples en absence de stabilisation du pointé laser, ce qui démontre l'importance d'un tel système pour l'accélération plasma par sillage laser dans des tubes capillaires.

Pointé laser	$Q_{e,tot}$ (pC)	$\mathcal{E}_{e,max}$ (MeV)	Θ_e (mrad)
Stabilisé	$40 \pm 18\,\%$	$125 \pm 9\,\%$	$23 \pm 27\,\%$
Non stabilisé	$18 \pm 63\,\%$	$120 \pm 13\,\%$	$19 \pm 47\,\%$

Table 4.3: Stabilité des propriétés des paquets d'électrons auto-injectés pour la série de tirs donnée en Fig. 4.8.

4.4.3 Durée de vie des tubes capillaires

La désactivation du système de stabilisation du pointé laser affecte les propriétés des électrons auto-injectés mais également la durée de vie des tubes capillaires. En moyenne, plus de cinq cents tirs peuvent être réalisés dans un tube capillaire de $r_{cap} = 89\,\mu\text{m}$ avant qu'il ne soit endommagé significativement. En cas de fatigue du tube capillaire, il suffit d'augmenter la pression de réservoir pour retrouver des paquets d'électrons aux propriétés initiales. Ceci est interprété comme étant le résultat de l'ablation progressive du trou avant du tube, ce qui conduit à une augmentation de la fuite de gaz qu'on « compense » en augmentant la densité électronique de plateau.

Des photographies de faces avant de tubes capillaires sont données en Fig. 4.9, après une série de tirs (a) avec et (b) sans système de stabilisation pointé laser. Leur comparaison démontre que la stabilisation du pointé laser préserve l'intégrité des tubes capillaires, favorisant ainsi leur usage lors de longues séries. Ceci est attribué à la réduction drastique du maximum de déviation du pointé laser causée par le système de stabilisation de pointé (Fig. 3.7), ce qui empêche que certains tirs impactent la face avant du tube capillaire. On note toutefois une modification de la structure du verre après des centaines de tirs. En effet, on remarque sur la Fig. 4.9(a) que les propriétés optiques du tube capillaire sont différentes puisque le verre au voisinage du trou s'est assombri après trois cents tirs. Ceci est attribué à un dépôt progressif d'énergie laser et aucune conséquence pour les propriétés des paquets d'électrons n'a été observée. Finalement, on signale qu'il est possible que le trou de sortie s'élargisse d'une dizaine de microns et perde sa symétrie après des centaines de tir. Bien que l'origine de ce phénomène ne soit pas connue, on suppose qu'il résulte des conditions extrêmes sollicitant le tube à son extrémité : présence d'un écoulement choqué, dépôt d'énergie laser résiduelle, écrantage du rayonnement bêtatron et des électrons par le tube capillaire.

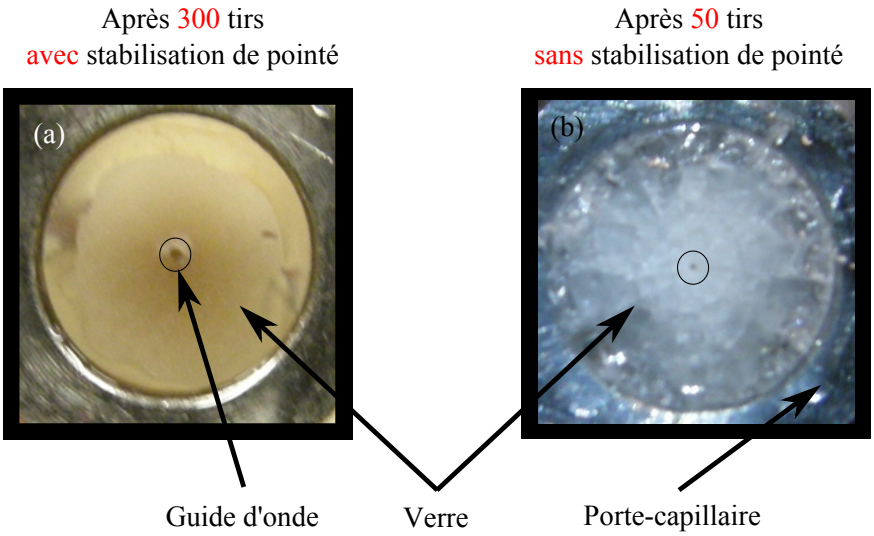


Figure 4.9 : (a) Photographies de la face avant d'un tube capillaire après trois cents tirs et avec le système de stabilisation de pointé activé. (b) *Idem* pour cinquante tirs supplémentaires après désactivation du système de stabilisation de pointé.

4.5 Impact de la forme du profil de densité électronique sur les propriétés des paquets d'électrons

L'utilisation prolongée des tubes capillaires modifie ses trous avant et arrière, si bien que l'écoulement de gaz peut évoluer au cours d'une série de tirs. Si le profil longitudinal de densité électronique est modifié, il est possible que cela détériore la stabilité et la reproductibilité des propriétés des paquets d'électrons. En considérant que le gradient avant du profil de densité électronique est le plus susceptible d'être modifié au cours d'une série de mesure, on se propose d'étudier l'impact de la forme du gradient avant sur les propriétés des paquets d'électrons pour un mélange de $99\%H_2 + 1\%N_2$.

Pour cela, des tubes capillaires, de rayon $r_{cap} = 76\,\mu m$ et de longueur $L_{cap} = 20\,mm$, ont été préparés avec différentes longueurs de gradient avant $L_{\nearrow}$: de 2,5 mm à 5 mm. On montre sur la Fig. 4.10 l'évolution de la charge accélérée $Q_{e,tot}$ lors des balayages en densité électronique n_{e0}, allant de $5 \times 10^{18}\,cm^{-3}$ à $22 \times 10^{18}\,cm^{-3}$ par pas de $0{,}3 \times 10^{18}\,cm^{-3}$, pour un mélange de $99\%H_2 + 1\%N_2$. On précise que l'impulsion laser était focalisée à l'entrée du tube capillaire avec une précision de l'ordre de la longueur de Rayleigh, soit $\sim 0{,}5\,mm$. On distingue deux types d'évolution de charge.

Sur la Fig. 4.10(a), on observe que toutes les séries atteignent une « saturation » où l'augmentation de la densité électronique n'augmente plus la charge accélérée. Elle atteint une valeur maximale de $\sim 100\,pC$ et commence à diminuer pour $n_{e0} \gtrsim 18 \times 10^{18}\,cm^{-3}$, ce qui est supposé être un effet de charge d'espace. De plus, on observe que le seuil d'injection en densité électronique augmente avec $L_{\nearrow}$, ce qui est attribué à des propagations différentes de l'impulsion laser selon le profil de densité dans le tube capillaire. En effet, les puissances et intensités laser utilisées dans cette thèse ne permettent pas d'injecter directement des électrons. L'impulsion doit être auto-focalisée pour déclencher l'injection des électrons. L'auto-focalisation dépend de la densité électronique (Éq. 1.44) et donc de la forme du gradient avant. Or, plus un gradient est long et plus les densités électroniques au voisinage du point de focalisation

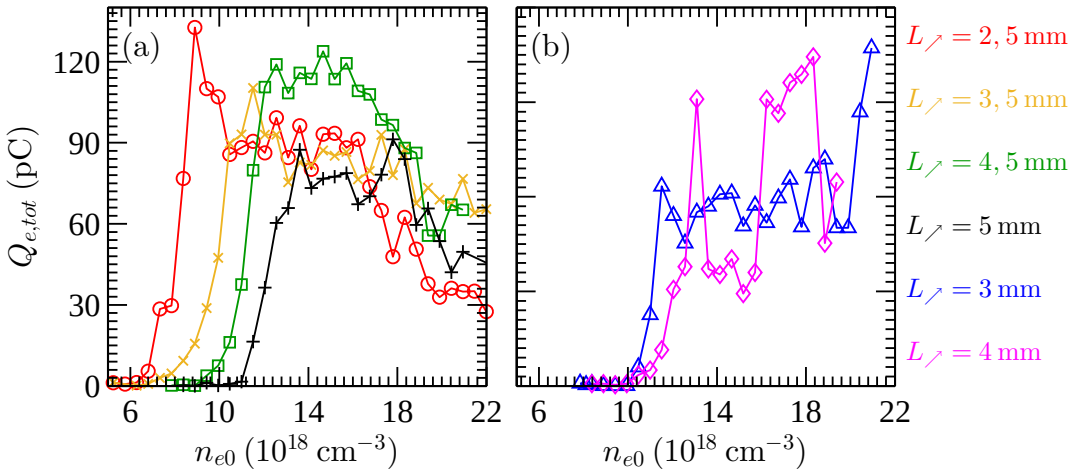


Figure 4.10 : Évolution de la charge lors d'un balayage en densité électronique pour du $99\%H_2 + 1\%N_2$ dans des tubes capillaires de rayon $r_{cap} = 76\,\mu$m, de longueur $L_{cap} = 20$ mm pour des longueurs de gradients avant $L_{\nearrow}$ de (a) 2,5 mm, 3,5 mm, 4,5 mm,5 mm et (b) 3 mm, 4 mm.

sont faibles (Fig. 2.6(b)). Une augmentation de $L_{\nearrow}$ entrave donc le développement de l'auto-focalisation qui nécessite une densité plus importante pour amorcer le piégeage des électrons. On constate qu'un fonctionnement dans le régime de saturation ($n_e \geq 14 \times 10^{18}\,$cm^{-3}), où la forme du profil de gaz influence peu la quantité de charges accélérées, permettrait de minimiser l'impact des changements de gradients au cours de longues séries.

Sur la Fig. 4.10(b), une tendance différente est observée où $Q_{e,tot}$ augmente continument avec n_{e0}. Ce résultat suggère que les conditions d'interaction diffèrent de la Fig. 4.10(a) et que les paramètres étudiés jusqu'à présent ne peuvent rendre compte complètement de l'accélération plasma par sillage laser. Par exemple, on pourrait considérer de quantifier les propriétés des paquets d'électrons en fonction de la qualité d'alignement des tubes capillaires ou encore de la forme du front d'onde d'intensité laser (Réf. [208]).

4.6 Conclusion

La production, stable et reproductible, de paquets d'électrons lors de l'accélération plasma par sillage laser requiert un bon contrôle des propriétés de l'impulsion laser ainsi que de la forme de la distribution électronique dans le tube capillaire. Les paquets d'électrons aux propriétés les plus stables ont été obtenus avec un tube capillaire, de rayon interne $r_{cap} = 89\,\mu$m et de longueur $L_{cap} = 10$ mm, contenant du H_2 pur à une densité de plateau $n_{e0} = (10 \pm 1{,}5) \times 10^{18}\,$cm^{-3}. Les propriétés obtenues sont :

- Charge accélérée au-delà de 40 MeV : $Q_{e,tot} = 66 \pm 7\,$pC.
- Énergie moyenne : $\langle \mathcal{E}_e \rangle = 65 \pm 6\,$MeV.
- Divergence mi-hauteur : $\Theta_e = 9 \pm 1\,$mrad.
- Écart-type des fluctuations de pointé : $\sigma_e = 2{,}3\,$mrad.

Le profil de densité électronique dans le tube capillaire se compose d'un gradient avant de longueur $L_{\nearrow} = 2{,}5\,\mathrm{mm}$, d'un plateau de gaz de longueur $L_{\leftrightarrow} = 5\,\mathrm{mm}$ et d'un gradient arrière de $L_{\searrow} = 2{,}5\,\mathrm{mm}$. L'écoulement au sein du plateau est laminaire et non-choqué ce qui favorise la production de paquets d'électrons aux propriétés stables par rapport aux jets de gaz. Il a également été montré que la longueur d'accélération, définie comme étant la somme de la longueur nécessaire à l'auto-focalisation pour focaliser suffisamment l'impulsion laser et déclencher l'auto-injection, et la longueur de déphasage des électrons auto-injectés, est comprise entre 3,5 mm et 5,5 mm pour les paramètres laser-plasma explorés.

Une dérive en énergie laser de $\sim 10\%$ a été observée expérimentalement durant une série de cent tirs. Outre la diminution attendue de charge accélérée, une modification des propriétés du paquet d'électrons a été constatée : plus (resp. moins) d'électrons sont accélérés à haute (resp. basse) énergie, c'est-à-dire $\mathcal{E}_e \geq 100\,\mathrm{MeV}$ (resp. $\mathcal{E}_e \leq 100\,\mathrm{MeV}$), ce qui conduit à une augmentation de l'énergie moyenne du paquet et une réduction de sa divergence.

L'importance de la stabilisation du pointé laser, et notamment la réduction du maximum de déviation du pointé laser, a été mise en évidence pour l'accélération plasma par sillage laser dans les tubes capillaires. D'une part, elle permet de réduire les fluctuations tir à tir des propriétés des paquets d'électrons auto-injectés, et d'autre part, elle prolonge significativement la durée de vie des tubes capillaires à tel point que des séries comprenant des centaines de tirs peuvent réalisées sans observer de modification des propriétés des paquets produits.

L'évolution du profil de densité dans un tube capillaire, due à une ablation progressive de la paroi du tube par le faisceau laser, peut conduire à une modification des propriétés des électrons après une utilisation prolongée. Ce phénomène peut être limité si on travaille dans un régime de saturation ($n_e \geq 14 \times 10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$) où la modification du gradient montant de densité électronique ne conduit pas à une modification de la charge accélérée.

Finalement, on peut définir des contraintes pour obtenir des paquets d'électrons aux propriétés données ci-dessus :

- Fluctuation et dérive de l'énergie laser en-deçà du 1%.
- Fonctionnement en régime de saturation : $n_e \geq 14 \times 10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$.
- Fluctuations faibles de pointé laser : $\sigma_L \lesssim 3\,\mu\mathrm{m}$ avec $\triangle r_{L,max} \lesssim 30\,\mu\mathrm{m}$ pour une tache focale de taille au *waist* $w_0 = 17\,\mu\mathrm{m}$.

Chapitre 5

Comparaison de l'injection induite par ionisation et de l'auto-injection : expériences et simulations

Ce chapitre présente les travaux sur l'injection induite par ionisation dont le principe a été examiné théoriquement et expérimentalement durant les deux campagnes expérimentales. L'impact de la composition du milieux gazeux sur les propriétés des paquets d'électrons a été statistiquement analysé pour du H_2 pur et des mélanges contenant 1% de dopants à électrons (N_2, Ne et Ar). Une analyse approfondie du rayonnement bêtatron a été réalisée pour, d'une part, diagnostiquer *in situ* les mécanismes d'injection, et d'autre part, estimer les propriétés du faisceau bêtatron comme une source potentielle de lumière X. Finalement, des simulations PIC ont été réalisées afin de comparer les résultats expérimentaux à la théorie, contribuant ainsi à l'interprétation des résultats expérimentaux. Les conclusions présentées dans ce chapitre ont été publiées dans les Réf. [103, 209].

Sommaire

5.1 Introduction : augmentation de la fluence bêtatron 120
5.2 Propriétés des paquets d'électrons produits en présence de dopants 121
5.2.1 Stabilité des propriétés des paquets d'électrons pour différents mélanges 121
5.2.2 Balayage en densité électronique pour différents mélanges 123
5.3 Modification du rayonnement bêtatron en présence de dopants 124
5.3.1 Discussion préliminaire à l'analyse du rayonnement bêtatron . . . 124
5.3.2 Énergie critique et taille de la source lors d'un balayage en densité électronique 125
5.3.3 Corrélation entre la fluence du rayonnement bêtatron et les propriétés des paquets d'électrons 125
5.3.4 Profil longitudinal d'émission bêtatron par méthode ombroscopique 127
5.3.5 Détermination expérimentale de la durée de l'impulsion X 129
5.4 Simulations PIC et discussion 131
5.4.1 Remarques préliminaires à l'analyse des résultats de simulations . 131
5.4.2 Blocage de l'auto-injection par injection induite par ionisation . . 132
5.4.3 Processus bloquant l'auto-injection 135
5.5 Conclusion 138

5.1 Introduction : augmentation de la fluence bêtatron

La stabilité et la reproductibilité des paquets d'électrons ont été étudiées au Chap. 4 en discutant de la stabilité de l'installation laser ou encore des propriétés de l'écoulement de gaz au sein des tubes capillaires. Ce chapitre propose de considérer un autre degré de liberté, la composition du gaz, afin d'optimiser les propriétés des paquets d'électrons et de fournir des informations utiles à la conception de l'injecteur laser-plasma.

Pour les paramètres laser-plasma considérés dans cette thèse, l'auto-injection est le seul mécanisme permettant de capturer et d'accélérer des électrons du plasma lorsque de l'hydrogène pur est utilisé. Dans le cas d'un mélange, composé essentiellement d'hydrogène (H) et d'une faible fraction d'atomes lourds, l'auto-injection n'est plus le seul mécanisme permettant de capturer des électrons. En effet, comme discuté en Sec. 1.3.5, l'injection induite par ionisation peut injecter des électrons, ionisés au voisinage du maximum d'intensité laser, dans l'onde de plasma.

Afin d'étudier l'influence de la composition du mélange sur les propriétés des paquets d'électrons, les gaz utilisés pour l'accélération plasma par sillage laser étaient composés de 99% de H_2 et de 1% d'un élément lourd, appelé dopant à électrons, tel que le diazote (N_2), l'argon (Ar) ou encore le néon (Ne), dont les énergies (resp. intensité laser) d'ionisation sont données dans la Tab. A.2 (resp. Tab. A.3). À titre d'exemple, on donne sur la Fig. 5.1 des résultats expérimentaux typiques, comparant (a) les électrons accélérés après dispersion et (b) le rayonnement bêtatron sortant d'un tube capillaire de rayon $r_{cap} = 89\,\mu m$ et $L_{cap} = 20\,mm$, rempli de H_2 pur (images supérieures) et de $99\%H_2 + 1\%N_2$(images inférieures) à une densité électronique $n_{e0} = 12 \times 10^{18}\,cm^{-3}$.

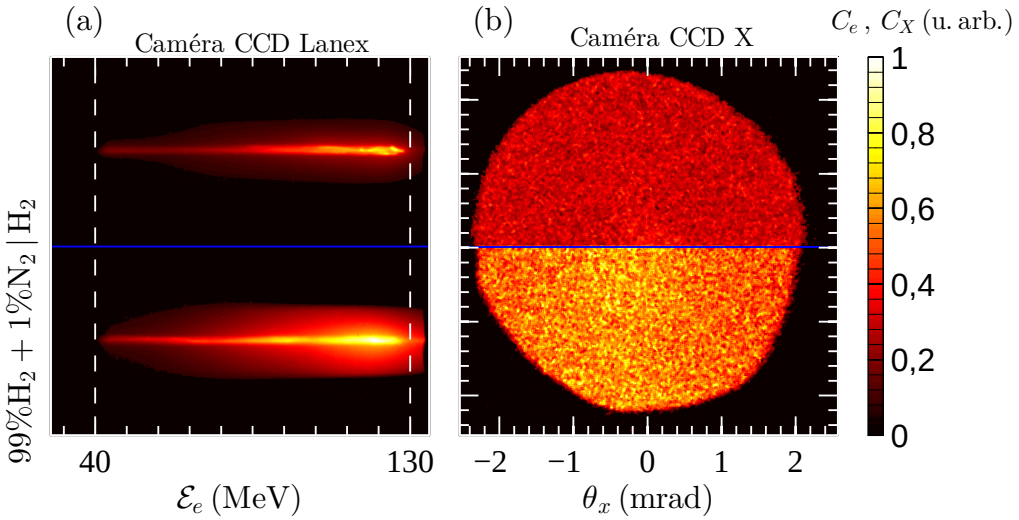


Figure 5.1 : Images (a) du lanex et (b) du rayonnement bêtatron avec (bas) et sans (haut) 1% d'azote dans de l'hydrogène pur à une densité électronique $n_{e0} = 12 \times 10^{18}\,cm^{-3}$ dans un même tube capillaire de rayon $r_{cap} = 89\,\mu m$ et $L_{cap} = 20\,mm$.

On constate que pour du $99\%H_2 + 1\%N_2$, d'une part, la charge accélérée est plus importante sans que le motif de la dispersion ait été significativement changé, et d'autre part, le niveau du rayonnement bêtatron détecté par la caméra est deux fois plus intense en terme de coups. On notera toutefois que cette dernière remarque ne permet pas de conclure sur la nature de

la modification du rayonnement bêtatron émis. En effet, puisque la traduction du nombre de coups en quantité de photons dépend de la forme du spectre (Éq. 3.20), une augmentation de la valeur du signal de la caméra peut être attibuée soit à un changement d'énergie critique soit à une augmentation du nombre de photons émis.

En résumé, une modification significative des propriétés des électrons et du rayonnement bêtatron est observée lorsque de l'azote est ajouté à du H_2 pur. Puisqu'on ne peut pas conclure sur la nature de ce changement, on examine de manière plus approfondie les mécanismes pouvant conduire aux résulats observés. Pour cela, on étudie expérimentalement les propriétés des paquets électrons (Sec. 5.2), ainsi que celles du rayonnement bêtatron (Sec. 5.3), produits en présence de dopants de diazote (N_2), d'argon (Ar) ou encore de néon (Ne). Les résultats présentés dans ce chapitre seront discutés à l'aide de simulations PIC (Sec. 5.4), utilisant le code WARP.

5.2 Propriétés des paquets d'électrons produits en présence de dopants

5.2.1 Stabilité des propriétés des paquets d'électrons pour différents mélanges

La stabilité de la production des paquets d'électrons accélérés dans différents mélanges de gaz a été étudiée pour $n_{e0} = (12 \pm 2) \times 10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$, une densité électronique présentant la meilleure stabilité en charge. Les propriétés des paquets d'électrons accélérés dans du H_2 pur (resp. $99\%H_2 + 1\%N_2$ et $99\%H_2 + 1\%Ar$) sont illustrées par les courbes bleues (resp. rouges et vertes) sur la Fig. 5.2. Ces résultats ont été obtenus lors de la première campagne expérimentale, dans des tubes capillaires de rayon $r_{cap} = 73\,\mu\mathrm{m}$ et de longueur $L_{cap} = 20\,\mathrm{mm}$, lors de séries de trente (resp. huit) tirs pour le H_2 pur et le $99\%H_2 + 1\%N_2$ (resp. $99\%H_2 + 1\%Ar$).

Les spectres moyens de ces séries sont représentés sur les Fig. 5.2(a)-(c) par des courbes à trait plein alors que l'écart-type au spectre moyen est illustré par des courbes à tirets. Pour les paramètres laser-plasma considérés, les électrons ont une distribution exponentielle en énergie au sein du paquet, indiquant une injection continue. À partir de l'Éq. 3.16, la charge totale $Q_{e,tot}$, accélérée au-delà de l'énergie de coupure $\mathcal{E}_{e,min} = 40\,\mathrm{MeV}$ du spectromètre à électrons, est estimée à $55 \pm 10\,\mathrm{pC}$ pour le H_2 pur, $100 \pm 20\,\mathrm{pC}$ pour le $99\%H_2 + 1\%N_2$, et $130 \pm 40\,\mathrm{pC}$ pour le $99\%H_2 + 1\%Ar$. On remarque que, pour les paramètres étudiés, le H_2 pur et le $99\%H_2 + 1\%N_2$ ont une stabilité de $\sim 20\%$, ce qui est similaire aux valeurs de stabilité données dans la Tab. 4.1. En revanche, il apparaît que la quantité de charge accélérée fluctue plus lorsque le $99\%H_2 + 1\%Ar$ est utilisé. Bien que l'ajout de dopants à électrons augmente la charge totale avec des électrons à basse énergie, une énergie moyenne de $\sim 70\,\mathrm{MeV}$ a été estimée pour tous les gaz. Le facteur de Lorentz correspondant est ~ 140.

A l'instar des spectres en énergie, les divergences à mi-hauteur $\vartheta\,(\mathcal{E}_e)$, en fonction de l'énergie des électrons dans les paquets accélérés, ont été étudiées et sont représentées sur les Fig. 5.2(d)-(f). Dans le cas du H_2 pur, le signal détecté était trop faible pour calculer les divergences des paquets d'électrons accélérés à des énergies supérieures à 130 MeV. À partir de l'Éq. 3.10, la divergence à mi-hauteur du paquet Θ_e est estimée à $6 \pm 1\,\mathrm{mrad}$ pour le

H_2 pur, 23 ± 3 mrad pour le $99\%H_2 + 1\%N_2$ et 24 ± 5 mrad pour le $99\%H_2 + 1\%Ar$. Ces résultats montrent que l'augmentation de la charge constatée sur les Fig. 5.2(a)-(c) est due à une production plus importante d'électrons divergents en présence de dopants à électrons, ce qui peut ne pas être profitable dans le cadre de la conception d'un injecteur laser-plasma.

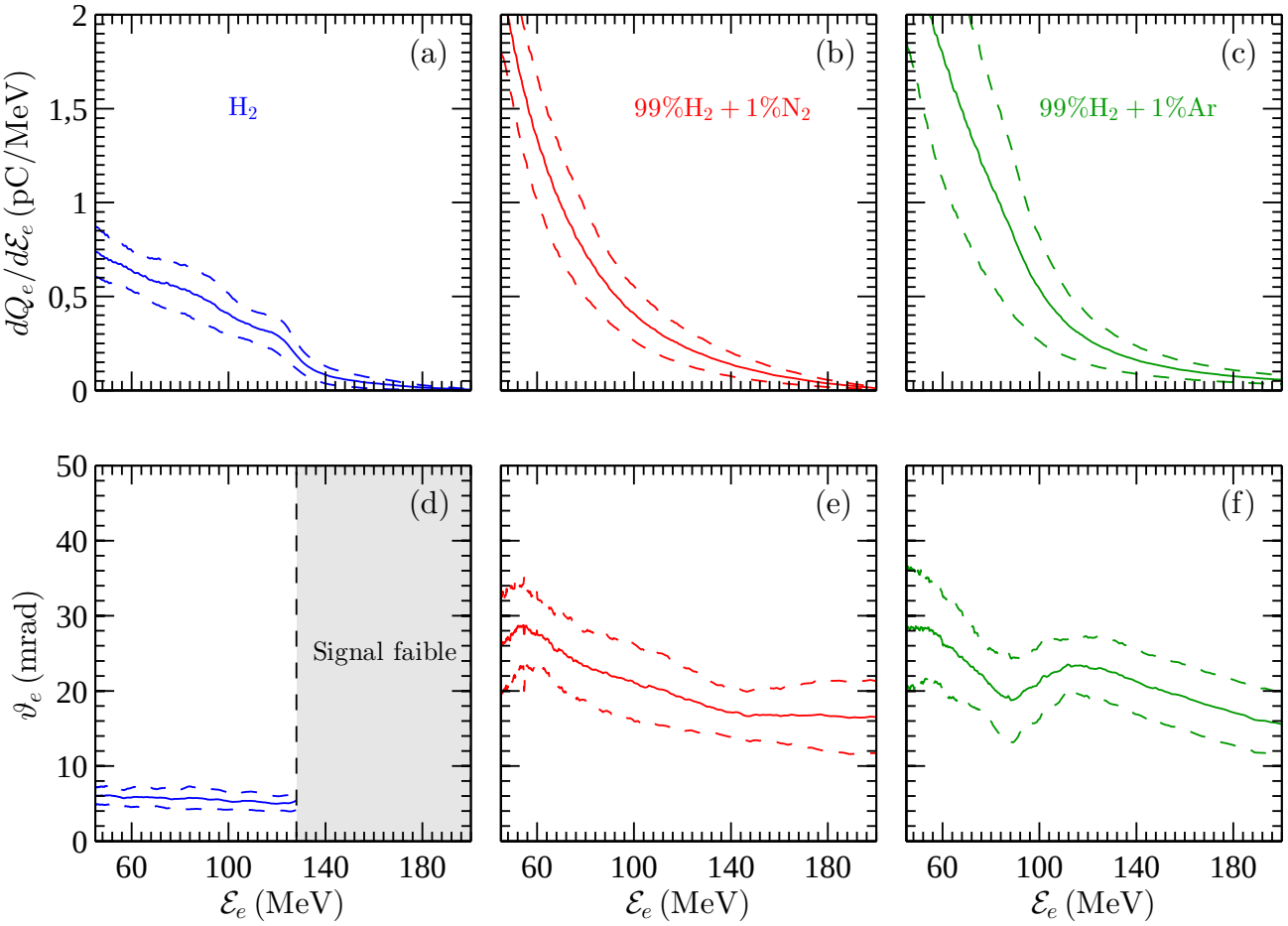


Figure 5.2 : Spectre moyen en énergie (courbes à trait plein) des paquets d'électrons pour une série de trente tirs réalisée dans des tubes capillaires de rayon $r_{cap} = 73\,\mu m$ et de longueur $L_{cap} = 20\,mm$ rempli avec du (a) H_2 pur, (b) $99\%H_2 + 1\%N_2$ et (c) $99\%H_2 + 1\%Ar$ à $n_{e0} = (12 \pm 2) \times 10^{18}\,cm^{-3}$. Les écart-types par rapport aux spectres moyens sont représentés par les courbes à tirets. (d-f) *Idem* pour la divergence à mi-hauteur $\vartheta\,(\mathcal{E}_e)$. La zone grisée indique la gamme en énergie pour laquelle le signal détecté était trop faible pour mesurer la divergence à mi-hauteur.

L'ajout de 1% de dopants à électrons suffit à radicalement changer les propriétés des électrons accélérés. Il est remarquable de constater que l'augmentation de seulement 6% (resp. 8%) de la densité électronique, résultant de l'ajout de 1% de N_2 (resp. Ar), conduise à une augmentation de 100% de la charge totale $Q_{e,tot}$. Puisque ce résultat a été obtenu pour $n_{e0} = (12 \pm 2) \times 10^{18}\,cm^{-3}$, il est intéressant d'examiner à présent les propriétés des électrons pour différentes valeurs de densité électronique.

5.2.2 Balayage en densité électronique pour différents mélanges

Les propriétés des électrons accélérés en fonction de la densité électronique n_{e0} sont étudiées pour différents milieux gazeux utilisés lors de la seconde campagne expérimentale. On montre sur la Fig. 5.3(a) (resp. (b)) l'évolution de la charge accélérée $Q_{e,tot}$ (resp. divergence à mi-hauteur du paquet Θ_e) lors des balayages en densité électronique n_{e0}, allant de $4 \times 10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$ à $26 \times 10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$par pas de $0{,}3 \times 10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$. Chaque point expérimental correspond à une valeur moyennée sur une série de cinq tirs consécutifs. On précise que l'impulsion laser était focalisée à l'entrée du tube capillaire avec une précision de $\sim 0{,}5\,\mathrm{mm}$, contrairement à la première campagne expérimentale où l'impulsion était focalisée 1 mm dans le tube capillaire. De manière générale, l'évolution de $Q_{e,tot}$ en fonction de n_{e0} est la suivante : au-delà d'un seuil d'injection en n_{e0} dépendant du gaz utilisé, $Q_{e,tot}$ croît rapidement, puis sature, voire diminue à cause d'un effet de charge d'espace.

Qualitativement, on retrouve que la charge accélérée $Q_{e,tot}$ est environ deux fois plus importante en présence de N_2 ou de Ar, ce qui souligne la reproductibilité des résultats expérimentaux entre les deux campagnes expérimentales. On note toutefois une légère baisse des valeurs moyennes, passant de $\geq 100\,\mathrm{pC}$ à $\sim 90\,\mathrm{pC}$. Bien qu'une étude complémentaire soit nécessaire pour interpréter ce résultat, un changement des propriétés des paquets d'électrons accélérés est probablement dû aux différentes positions de focalisation entre les deux campagnes expérimentales, comme le suggère une analyse actuellement en cours de révision (Réf. [128]). Ces résultats montrent également que, malgré l'ajout de 1% de Ne, la dynamique d'injection des électrons est proche du cas où du H_2 pur est utilisé. Ceci suggère que, pour du $99\%H_2 + 1\%Ne$, le mécanisme de capture des électrons est similaire à celui en action pour du H_2 pur, c'est-à-dire l'auto-injection, malgré la présence d'un dopants à électrons.

Contrairement aux résultats de la Fig. 5.2(d)-(f), la divergence à mi-hauteur Θ_e est de $\sim 20\,\mathrm{mrad}$ quel que soit le gaz utilisé, ce qui pourrait également être dû aux différentes positions de focalisation.

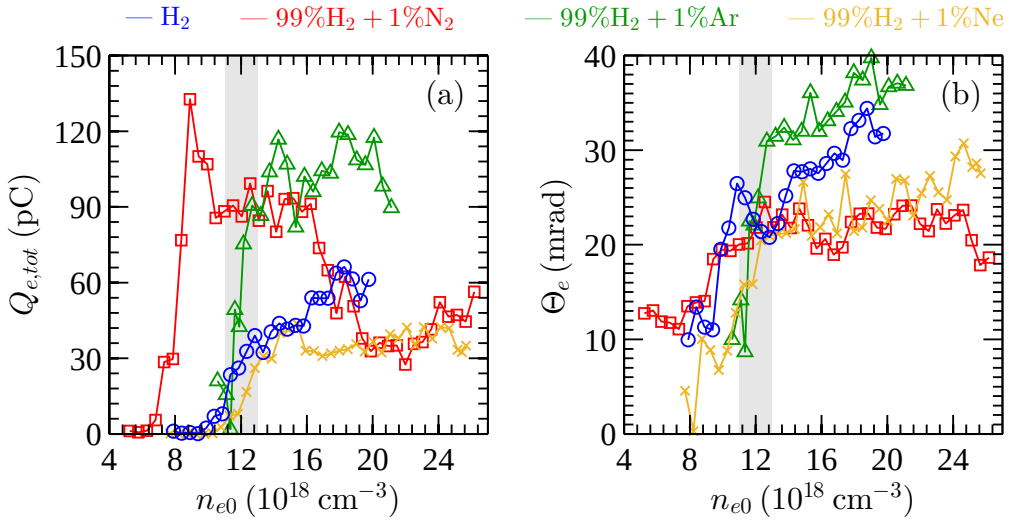


Figure 5.3 : Évolution de (a) la charge totale $Q_{e,tot}$ et (b) la divergence à mi-hauteur Θ_e lors d'un balayage en densité électronique n_{e0}, avec et sans dopants, dans des tubes capillaires de rayon $r_{cap} = 76\,\mu\mathrm{m}$, de longueur $L_{cap} = 20\,\mathrm{mm}$. La zone grisée correspond aux densités principalement étudiées au cours de ce chapitre.

De nombreuses études traitant de l'injection induite par ionisation fonctionne dans un régime à faible densité électronique où l'auto-injection d'électrons de H_2 n'est pas observée (Réf. [102]). Cela permet de s'assurer que le mécanisme d'injection des électrons est l'injection induite par ionisation et non une combinaison d'auto-injection et d'injection induite par ionisation. Pour les paramètres laser-plasma considérés dans cette thèse, il faut $n_{e0} \leq 8 \times 10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$ pour mener une telle étude. Or, le critère de stabilité recherché impose l'utilisation de densités électroniques plus élévées ($\sim 10^{19}\,\mathrm{cm}^{-3}$), indiquées par la zone grise sur la Fig. 5.3(a). On constate que, à de telles densités électroniques, deux mécanismes d'injection d'électrons sont possibles. Afin d'examiner les mécanismes d'injection lors d'un fonctionnement à haute densité électronique, on analyse le rayonnement bêtatron sortant d'un tube capillaire selon une méthodologie décrite en Sec. 2.5.

5.3 Modification du rayonnement bêtatron en présence de dopants

La caractérisation du rayonnement bêtatron sortant des tubes capillaires est un excellent moyen de diagnostic non-destructif de l'injection et de l'accélération des électrons. D'une part, on peut estimer l'amplitude des oscillations bêtatron, qui est supposée être la taille transverse de la source X, et d'autre part, on peut calculer le profil longitudinal d'émission des rayons X, ce qui permet d'examiner la dynamique d'injection et d'estimer la durée de l'impulsion bêtatron.

5.3.1 Discussion préliminaire à l'analyse du rayonnement bêtatron

L'augmentation du signal de la caméra CCD X, après ajout de dopants à électrons au H_2 pur, peut ne pas être le résultat d'une accélération plasma différente. En effet, il est probable que les paquets d'électrons, ou les photons du rayonnement bêtatron, déposent de l'énergie dans le milieu gazeux, et tout particulièrement sur les atomes lourds, qui peuvent réémettre des photons X dans le domaine du keV.

L'énergie déposée par les électrons peut être déterminée à partir de l'Éq. 3.4 ou du logiciel EStar (Sec. 3.4.1.2). À titre d'exemple, on estime que la perte en énergie d'un électron relativiste ($\gamma_e = 140$) traversant un milieu gazeux de longueur $L_{cap} = 20\,\mathrm{mm}$, et composé de $99\%H_2 + 1\%Ar$ à 300 mbar, est de $\sim 8 \times 10^{-2}\,\mathrm{keV}$, dont $\sim 2 \times 10^{-2}\,\mathrm{keV}$ pour les 1% de Ar. Or, l'énergie rayonnée lors de l'oscillation bêtatron de cet électron est de $\sim 2\,\mathrm{keV}$ (Éq. 1.80) pour $N_\beta = 3$, $\lambda_p = 10\,\mu\mathrm{m}$ et $K_\beta = 5$. On en déduit que l'énergie réémise par le gaz après le passage des électrons est faible devant l'énergie contenue dans le rayonnement bêtatron.

Les tables d'aborption des rayons X, publiées par Henke *et al.* (Réf. [179]) [1], indiquent une transmission supérieure à 99% pour des photons X, d'énergie comprise entre 2 keV et 30 keV, se propageant dans des tubes capillaires de longueur $L_{cap} = 20\,\mathrm{mm}$ et remplis de gaz à $P_{cap} = 300\,\mathrm{mbar}$. On peut donc exclure la possibilité qu'une partie significative du signal

1. Le *Center for X-ray Optics* du *Lawrence Berkeley National Laboratory* dispose d'une base de données en ligne sur l'absorption des rayons X par divers matériaux à l'adresse internet : http://henke.lbl.gov/optical_constants/.

détecté par la caméra X provienne de la réémission du rayonnement bêtatron absorbé par le milieu gazeux.

En résumé, on considère que le rayonnement du milieu gazeux, dus aux différents stimuli (électrons, rayons X), peut être négligé devant le rayonnement bêtatron. De plus, en rappellant qu'on a choisi des tubes capillaires de longueur $L_{cap} = 20\,\text{mm}$ pour minimiser la réflexion des rayons X sur les parois du tube (Sec. 2.5.3), on peut donc considérer que le signal détecté par la caméra X est exclusivement le rayonnement bêtatron émis lors de l'accélération plasma par sillage laser. Son étude consiste à, d'une part, déterminer l'énergie critique en supposant un spectre synchrotron (Sec. 3.5.1), et d'autre part, à analyser le profil longitudinal d'émission (Sec. 5.3.2).

5.3.2 Énergie critique et taille de la source lors d'un balayage en densité électronique

L'énergie critique $\mathcal{E}_c$ du rayonnement bêtatron est déterminée selon la méthode des filtres de Ross (Sec. 3.5) lors d'un balayage en densité électronique n_{e0}, allant de $6 \times 10^{18}\,\text{cm}^{-3}$ à $18 \times 10^{18}\,\text{cm}^{-3}$par pas de $0{,}3 \times 10^{18}\,\text{cm}^{-3}$, durant la seconde campagne expérimentale. L'évolution de $\mathcal{E}_c$ (resp. χ^2) en fonction de n_{e0} est illustrée pour du $99\%H_2 + 1\%N_2$ par la courbe bleue (resp. rouge) sur la Fig. 5.4(a). On précise que les énergies critiques calculées en présence de H_2 pur sont similaires. Par conséquent, l'augmentation du signal détecté par la caméra CCD X (Fig. 5.1(b)) observée après l'ajout du N_2 est attribuée à une augmentation de la fluence du rayonnement bêtatron. Les faibles valeurs de χ^2 indiquent que le modèle synchrotron est une bonne approximation pour le spectre du rayonnement bêtatron. On constate que, pour les faibles densités électroniques ($n_{e0} \lesssim 10 \times 10^{18}\,\text{cm}^{-3}$), $\mathcal{E}_c$ décroît jusqu'à $\sim 2\,\text{keV}$, l'énergie minimale $\mathcal{E}_{X,min}$ de détection de la caméra CCD X. Par conséquent, le signal détecté par la caméra diminue avec n_{e0}, si bien que la précision de l'estimation de $\mathcal{E}_c$ par la méthode de Ross devient moins précise, comme l'atteste l'augmentation de χ^2. On précise également que des spectres plus complexes ont été essayés avec la méthode de Ross. On a notamment utilisé un « double spectre synchrotron » à trois paramètres : deux énergies critiques $\mathcal{E}_{c,1}$ et $\mathcal{E}_{c,2}$, et une intensité relative $\mathcal{I}_{1,2} \in [0;1]$ quantifiant l'intensité d'un spectre synchrotron par rapport au second. Il a été trouvé que le plus faible χ^2, c'est-à-dire le spectre décrivant le mieux les résultats expérimentaux, est obtenu pour $\mathcal{E}_{c,1} = \mathcal{E}_{c,2}$ et $\mathcal{I}_{1,2} = 0{,}5$, indiquant ainsi qu'un spectre synchrotron « simple » est suffisant pour décrire le rayonnement bêtatron.

Les tailles transverses r_β de la source bêtatron, correspondant aux énergies critiques $\mathcal{E}_c$ de la Fig. 5.4(a), sont calculées à partir de l'Éq. 1.78 en supposant $\gamma_e = 140$ puis données sur la Fig. 5.4(b). Chaque tir est illustré par une croix bleue alors que la tendance moyenne est représentée par la courbe rouge. On constate que, pour les densités électroniques principalement étudiées au cours de ce chapitre, la taille de la source est de $\sim 3\,\mu\text{m}$.

5.3.3 Corrélation entre la fluence du rayonnement bêtatron et les propriétés des paquets d'électrons

La connaissance de l'énergie critique $\mathcal{E}_c$ du spectre, supposé synchrotron, permet d'estimer la fluence Γ_X du rayonnement bêtatron à partir des images de la caméra X selon une méthode

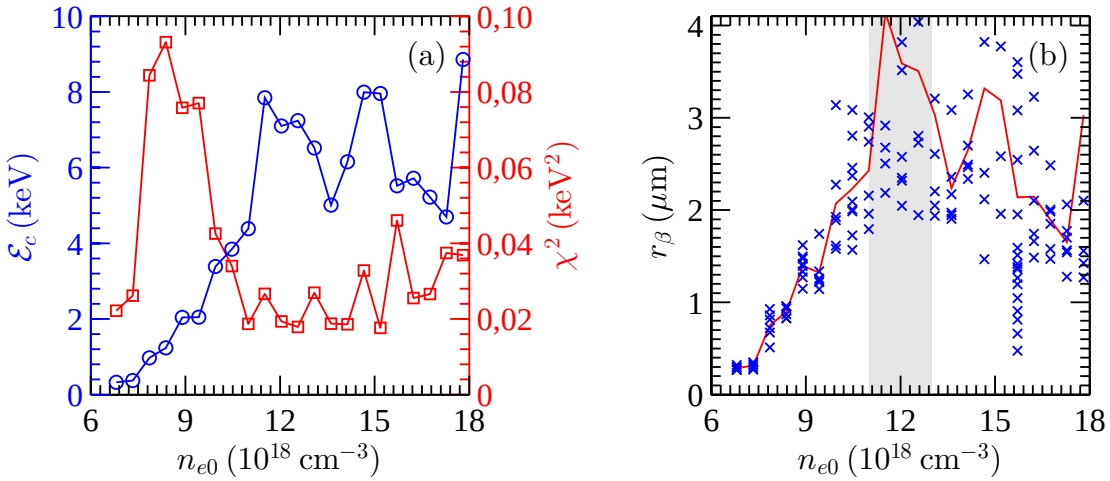


Figure 5.4 : (a) Évolution de l'énergie critique $\mathcal{E}_c$ (courbe bleue) du rayonnement bêtatron et du χ^2 correspondant (courbe rouge) lors d'un balayage en densité électronique n_{e0} dans un tube capillaire, de rayon $r_{cap} = 76\,\mu$m et de longueur $L_{cap} = 20\,$mm, rempli de $99\%H_2 + 1\%N_2$. (b) *Idem* pour la taille de la source r_β en supposant que $\gamma_e = 140$. La courbe rouge représente la valeur moyenne de r_β. La zone grisée correspond aux densités principalement étudiées au cours de ce chapitre.

décrite en Sec. 3.5.2. Afin de déterminer si l'augmentation de la charge $Q_{e,tot}$ et celle de la fluence Γ_X ont une origine commune, on trace sur la Fig. 5.5(a) la corrélation entre ces deux grandeurs pour quatres séries de mesure. Elles ont été réalisées avec des tubes capillaires, de longueur $L_{cap} = 20\,$mm et de rayon interne $r_{cap} = 76\,\mu$m (symboles +) ou $r_{cap} = 89\,\mu$m (symboles o), contenant du $99\%H_2 + 1\%N_2$ (symboles rouges) ou du H_2 pur (symboles bleus) à une densité électronique $n_{e0} = (12 \pm 2) \times 10^{18}\,$cm^{-3}.

On observe que $Q_{e,tot}$ et Γ_X sont corrélées linéairement, ce qui suggère une origine commune pour l'augmentation des valeurs de ces paramètres lors de l'utilisation de dopants à électrons. On interprète ce résultat de la manière suivante : plus la quantité de charges accélérées est importante et plus le nombre de photons rayonnés est grand. On estime qu'une fluence pic de $\sim 2 \times 10^5\,$photons.mrad^{-2} a été obtenue pour du $99\%H_2 + 1\%N_2$, indépendemment du rayon interne du tube capillaire. En revanche, on observe une fluence pic de $\sim 0{,}8 \times 10^5\,$photons.mrad^{-2} (resp. $\sim 0{,}4 \times 10^5\,$photons.mrad^{-2}) pour du H_2 pur contenu dans un tube capillaire de rayon $r_{cap} = 89\,\mu$m (resp. $r_{cap} = 76\,\mu$m).

On constate également une asymétrie dans la distribution des points autour de la régression linéaire, indiquant qu'un autre paramètre doit être pris en compte pour décrire le processus d'émission de photons durant l'oscillation bêtatron : l'énergie des électrons. Dans le cadre du modèle de canal ionique (Éq. 1.86 et Réf. [148]), on a $\Gamma_X \propto \gamma_e^2 Q_e$. En traçant Γ_X en fonction de $\gamma_e^2 Q_e$ sur la Fig. 5.5(b), on observe que la distribution des points autour de la régression linéaire est plus symétrique pour les symboles rouges, ce qui montre que le modèle de canal plasma fournit une bonne description du rayonnnement détecté sur la caméra CCD X. Le coefficient directeur de la régression linéaire permet d'estimer le nombre d'oscillations bêtatron N_β à ~ 3 pour $\gamma_e = 140$. En comparant la linéarité des deux corrélations, on en déduit que l'augmentation de la fluence est principalement due à une augmentation de la charge accélérée.

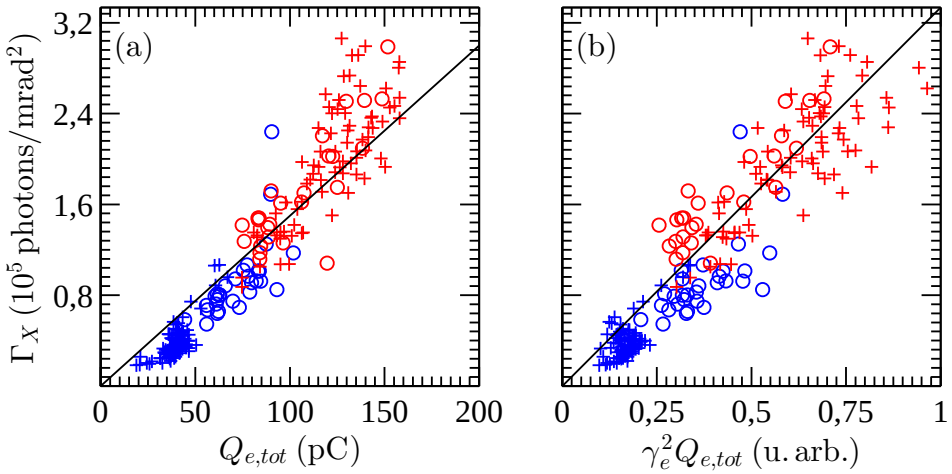


Figure 5.5 : (a) Corrélation entre la charge $Q_{e,tot}$ des paquets d'électrons et la fluence Γ_X du rayonnement bêtatron dans des tubes capillaires de longueur $L_{cap} = 20\,\text{mm}$, de rayon $r_{cap} = 76\,\mu\text{m}$ (symboles +) ou $r_{cap} = 89\,\mu\text{m}$ (symboles o), remplis de H_2 pur (symboles bleus) ou de $99\%H_2 + 1\%N_2$ (symboles rouges) à $n_{e0} = (12 \pm 2) \times 10^{18}\,\text{cm}^{-3}$. (b) *Idem* entre Γ_X et $Q_{e,tot}\gamma_e^2$ où γ_e est le facteur de Lorentz moyen du paquet d'électrons.

5.3.4 Profil longitudinal d'émission bêtatron par méthode ombroscopique

Une image typique de la fluence du rayonnement bêtatron sortant d'un tube capillaire est donnée sur la Fig. 5.1(b). Pour les paramètres expérimentaux explorés au cours de cette thèse, l'angle d'émission Θ_X du rayonnement bêtatron ($\sim 100\,\text{mrad}$) est grand devant l'angle d'ouverture Θ_{cap} du tube capillaire ($\sim 10\,\text{mrad}$). Par conséquent, le rayonnement bêtatron est écranté par les parois du tube capillaire, si bien que la méthode d'ombroscopie X (Sec. 2.5) peut être utilisée pour étudier le profil longitudinal d'émission bêtatron et examiner l'origine de l'augmentation de la charge accélérée.

Le signal de la caméra CCD X, située à $D_X = 1220\,\text{mm}$ de la source du rayonnement bêtatron, est intégré azimutalement autour du centre de la fluence bêtatron et donné sur la Fig. 5.6(a) pour trois tirs typiques, utilisant du $99\%H_2 + 1\%N_2$ (courbe rouge), du $99\%H_2 + 1\%Ar$ (courbe verte) et du H_2 pur (courbe bleue) à $n_{e0} = (11 \pm 2) \times 10^{18}\,\text{cm}^{-3}$. On souligne que, dans le cas du $99\%H_2 + 1\%N_2$ et du H_2 pur, les résultats ont été obtenus dans un même tube capillaire, de rayon $r_{cap} = 76\,\mu\text{m}$ et de longueur $L_{cap} = 20\,\text{mm}$. De plus, on ne présente pas de résultat avec du $99\%H_2 + 1\%Ne$ car le signal détecté était trop faible pour $n_{e0} = (11 \pm 2) \times 10^{18}\,\text{cm}^{-3}$. La fluence pic est significativement plus importante en présence de N_2 et de Ar, ce qui confirme la tendance observée sur la Fig. 5.3(a), c'est-à-dire une dynamique d'injection similaire pour les deux gaz et différente du H_2 pur. On précise que les fluctuations de S_X pour $r \leq 2\,\text{mm}$ sont attribuées à la réflexion des rayons X sur les parois du tube. Cet artefact a été minimisé en choisissant avec précaution la région d'intérêt utilisée pour tracer le profil radial, de telle sorte que l'analyse du rayonnement bêtatron n'est pas perturbée par la présence de ces réflexions.

Les profils d'émission du rayonnement bêtatron, correspondant aux cas de la Fig. 5.6(a), sont donnés sur la Fig. 5.6(b), où $z = 0\,\text{mm}$ est associé à la face avant du tube capillaire. On en déduit deux résultats majeurs :

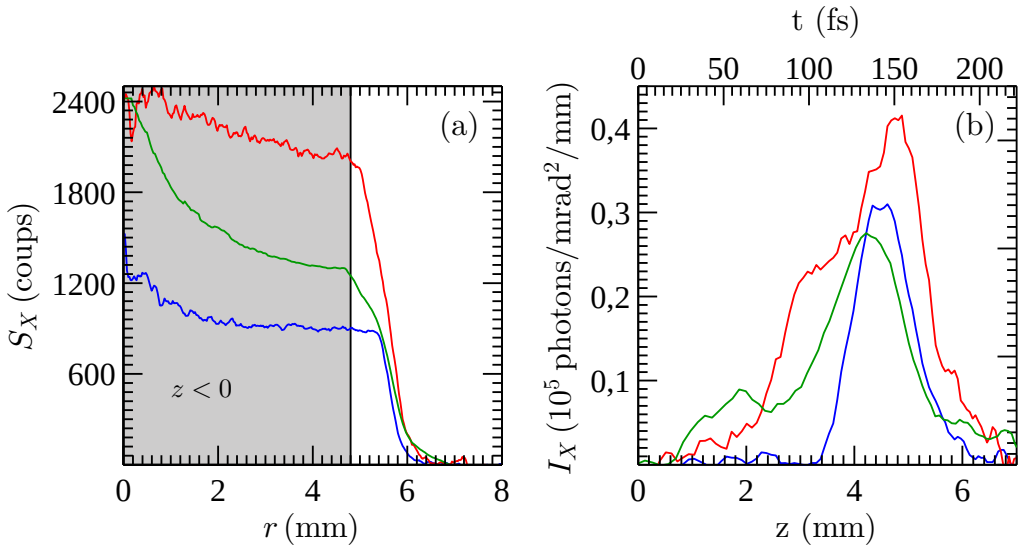


Figure 5.6 : (a) Signal S_X du rayonnement bêtatron détecté par la caméra CCD X, intégré azimutalement, pour du H_2 pur (courbe bleues), du $99\%H_2 + 1\%N_2$ (courbes rouges) et du $99\%H_2 + 1\%Ar$ (courbes vertes) à $n_{e0} = (11 \pm 2) \times 10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$, contenus dans un tube capillaire de rayon $r_{cap} = 76\,\mu\mathrm{m}$ et de longueur $L_{cap} = 20\,\mathrm{mm}$. (b) Profils longitudinaux d'émission bêtatron correspondant. La zone grise représente la partie centrale du rayonnement bêtatron qui n'est pas écrantée par les parois du tube capillaire.

1. En supposant que le début de l'injection des électrons dans l'onde de plasma correspond au début de l'émission bêtatron, la Fig. 5.6(b) montre que le piégeage des électrons dans du $99\%H_2 + 1\%N_2$ et du $99\%H_2 + 1\%Ar$ est plus précoce que dans du H_2 pur. On ajoute que, puisque la densité électronique est identique quel que soit le gaz utilisé, l'évolution non-linéaire de l'impulsion laser durant sa propagation, et notamment l'auto-focalisation, est similaire pour les trois cas. Ainsi, une injection plus précoce, c'est-à-dire débutant avec une intensité laser plus faible, peut être associée à un milieu contenant du N_2 ou du Ar. Bien que cela puisse être la signature d'une injection induite par ionisation pour les premiers électrons à être accélérés, cette observation ne permet pas de conclure sur la nature du mécanisme d'injection pour $z \gtrsim 3{,}2\,\mathrm{mm}$, c'est-à-dire lorsque les deux mécanismes d'injection sont possibles. Cette problématique sera discutée plus en détail en Sec. 5.4, où des résultats de simulations PIC seront présentés (Fig. 5.6(a)).

2. La longueur d'émission L_β, définie comme étant la longueur durant laquelle $dI_X/dz \neq 0$, est de $\sim 5\,\mathrm{mm}$ (resp. $\sim 3\,\mathrm{mm}$) pour du $99\%H_2 + 1\%N_2$ et du $99\%H_2 + 1\%Ar$ (resp. H_2 pur). Elle est donc, quel que soit le gaz utilisé, plus grande que la longueur de déphasage des électrons $L_\varphi = 400\,\mu\mathrm{m}$ (Tab. 1.2). Puisque $\Gamma_X \propto Q_{e,tot}\gamma_e^2$, l'évolution de la fluence le long de z est soit le résultat d'une injection continue de charges, soit une alternance d'accélération/décélération des électrons, c'est-à-dire de rotations dans l'espace des phases (Fig. 1.8). On précise que les arguments de cette discussion restent valides malgré l'erreur sur la longueur d'émission due à la taille de la source $\triangle_S z \sim 1\,\mathrm{mm}$ (Sec. 2.5.2), ce qui sera pris en compte par la suite.

5.3.5 Détermination expérimentale de la durée de l'impulsion X

Après avoir déterminé la taille r_β de la source et la fluence Γ_X du rayonnement bêtatron, il ne reste qu'à estimer la durée τ_X de l'impulsion X afin de calculer la brillance $\mathcal{B}_X$ du rayonnement bêtatron (Éq. 1.87). τ_X peut être calculé à partir des profils d'émission du rayonnement de la Fig. 5.1(b), en convertissant la position z d'émission en un temps t d'émission. Or, cette transformation dépend fortement de la dynamique d'injection et d'accélération des électrons. En effet, on distingue trois sources responsables de l'extension temporelle de l'impulsion X : (i) la durée du paquet d'électrons oscillant dans le sillage laser, (ii) la longueur d'accélération d'un électron, c'est-à-dire la longueur de déphasage L_φ, (iii) la longueur d'émission. Ces trois cas sont schématisés sur la Fig. 5.7. Le point A renvoie à la position où débute l'injection d'électrons et B à la position où se termine le processus d'accélération. Par convention, on note la longueur d'émission correspondante L_{AB}. C_i, C_{ii} et C_{iii} sont les positions atteintes par le premier photon à être émis lorsque le processus d'accélération se termine pour le cas (i), (ii) et (iii). En supposant que la vitesse de groupe des rayons X, dans les gaz étudiés ici, est égale à la vitesse de la lumière c, la durée d'impulsion X pour chaque cas est estimée par :

$$\tau_{X,i} = \frac{L_{AC_i} - L_{AB}}{c} \,. \tag{5.1}$$

La longueur d'émission L_{AB} et la distance L_{AC} parcourue par le premier photon émis sont

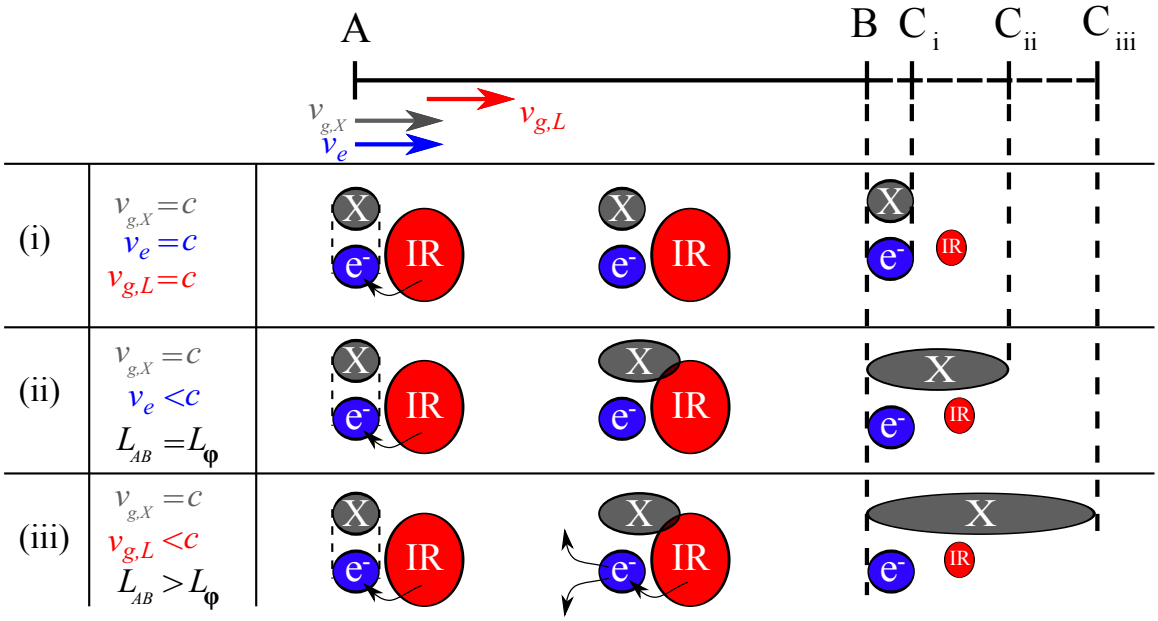


Figure 5.7 : Illustration schématique de trois mécanismes pouvant déterminer la durée de l'impulsion X : (i) la taille du paquet d'électrons, (ii) la vitesse relative $c - v_e$ des électrons, par rapport au rayonnement bêtatron, lors de l'accélération le long de la longueur de déphasage L_φ et (iii) la vitesse relative $c - v_{g,L}$ de la source, par rapport au rayonnement bêtatron, lors de l'accélération le long de la longueur d'épuisement laser $L_{ép}$. Les points C sont les positions atteintes par les premiers photons à être émis en A lorsque le processus d'émission se termine en B. Les ellipses bleues (rouges et grises) symbolisent les paquets (resp. impulsions) d'électrons (resp. laser et bêtatron), les flèches noires l'injection d'électrons dans l'onde de plasma.

évaluées pour les trois cas mentionnés précédemment :

(i) La taille longitudinale du paquet d'électrons limite intrinsèquement la durée minimale des impulsions X émises durant l'oscillation bêtatron du paquet d'électrons. $L_{AB}-L_{AC_i}$ est donc la taille longitudinale du paquet d'électrons, estimée à $\lambda_p/2$, soit $\sim 5\,\mu$m pour $n_{e0} = 12\times10^{19}\,\mathrm{cm}^{-3}$. Par conséquent, la durée d'impulsion X est $\tau_{X,i} = \lambda_p/2c \approx 17\,$fs.

(ii) Un électron oscillant dans une structure ionique voyage plus lentement que le rayonnement X qu'il émet ($v_e < v_X = c$). On en déduit que la durée de l'impulsion X augmentera avec la distance d'accélération, équivalente ici à la longueur de déphasage $L_{AB} = L_\varphi$ (Fig. 1.7(b)). La distance parcourue par un photon X, durant le temps d'accélération L_{AB}/v_e, est $L_{AC_{ii}} = c\,(L_{AB}/v_e)$. Par conséquent, la durée d'impulsion X est :

$$\tau_{X,ii} = \frac{L_{AC_{ii}} - L_{AB}}{c} = \frac{L_{AB}}{c}\left(\frac{c}{v_e} - 1\right) = \frac{L_\varphi}{c}\left(\frac{1-\beta_e}{\beta_e}\right) = \frac{L_\varphi}{c}\left(\frac{1-\beta_e^2}{(1+\beta_e)\,\beta_e}\right)\,, \tag{5.2}$$

$$\tau_{X,ii} \approx \frac{L_\varphi}{c}\times\frac{1}{2\gamma_e^2}\,. \tag{5.3}$$

Pour $n_{e0} = 12\times10^{19}\,\mathrm{cm}^{-3}$, on a $L_\varphi = 400\,\mu$m. En prenant une énergie moyenne $\gamma_e = 140$ (Fig. 5.2), on a $\tau_X = 0{,}03\,$fs.

(iii) La source du rayonnement bêtatron, c'est-à-dire le paquet d'électrons, peut émettre des photons sur des distances plus longues que la longueur de déphasage d'un électron. En effet, si l'injection d'électrons est continue ou si les électrons subissent des cycles d'accélération/décélération, la source continue à rayonner au-delà de la longueur de déphasage. Dans une telle configuration, l'émission bêtatron s'arrête dès que l'impulsion laser n'est plus suffisamment intense pour maintenir un sillage laser avec des champs électriques assez forts pour faire osciller les électrons. La distance au-delà de laquelle on considère l'impulsion laser comme épuisée est estimée par $L_{ép} = 3a_0c\tau_L\gamma_p^2$ (Tab. 1.2). Pour les paramètres expérimentaux de cette thèse, on estime que $L_{AB} = L_{ép} = 3\,\mathrm{mm} \geq L_\varphi$. Puisque la source du rayonnement bêtatron se déplace à la vitesse de groupe de l'impulsion laser ($v_{g,L} \leq v_X = c$), la durée d'impulsion X est :

$$\tau_{X,iii} = \frac{L_{AC_{iii}} - L_{AB}}{c} = \frac{L_{AB}}{c}\left(\frac{c}{v_{g,L}} - 1\right)\,, \tag{5.4}$$

$$\tau_{X,iii} \approx \frac{L_{ép}}{c}\times\frac{1}{2\gamma_p^2}\,, \tag{5.5}$$

En utilisant les résultats du modèle de Lu *et al.* (Tab. 1.2), on a $\tau_{X,iii} = 3a_0\tau_L/2 \sim 80\,$fs pour $\tau_L = 40\,$fs et $a_0 = 1{,}3$.

En conclusion, on a montré que la principale source contribuant à l'élargissement de la durée de l'impulsion X est une émission continue du rayonnement bêtatron sur des longueurs millimétriques. En utilisant l'Éq. 5.4 et $\gamma_p \approx 8$, l'analyse d'une série de dix tirs consécutifs montre que, en moyenne, la durée d'impulsion X à mi-hauteur est de $\sim 53\,$fs (resp. $\sim 47\,$fs) pour du $99\%H_2 + 1\%N_2$ (resp. H_2 pur). En utilisant l'Éq. 1.87, la brillance pic du rayonnement bêtatron, émis lors de l'interaction laser-plasma dans du $99\%H_2 + 1\%N_2$, est estimée à $\sim 5\times10^{20}\,\mathrm{photons/s/mm^2/mrad^2/0{,}1\%}\triangle\omega/\omega$.

5.4 Simulations PIC et discussion

Des simulations PIC (*Particle-in-Cell*), utilisant le code WARP (Réf. [34]), ont été réalisées afin de comparer les résultats expérimentaux à la théorie. Après avoir présenté les paramètres des simulations (Sec. 5.4.1), on discutera de l'évolution de la charge des différentes espèces d'électrons accélérés au cours de l'interaction (Sec. 5.4.2), et de ses conséquences sur les mécanismes d'injection d'électrons dans l'onde de plasma (Sec. 5.4.3).

5.4.1 Remarques préliminaires à l'analyse des résultats de simulations

Les résultats expérimentaux sont analysés à l'aide de simulations PIC où une géométrie cartésienne 2D (xz) est utilisée pour simuler l'accélération plasma par sillage laser. On précise que ces simulations PIC ne permettent que de commenter qualitativement les résultats expérimentaux car, d'une part, la charge accélérée dans une géométrie 2D ne peut pas être déterminée en valeur absolue, et d'autre part, l'évolution non-linéaire de l'impulsion laser est différente selon le type de géométrie utilisée : 2D ou 3D (Réf. [210]). Le tube capillaire diélectrique, composé de verre flotté de constante diélectrique $\varepsilon_r = 2{,}25$, est modélisé par deux parois, séparées d'une distance égale au diamètre interne ($2r_{cap} = 152\,\mu\text{m}$) du tube capillaire. Le profil longitudinal du plasma dans le tube est représenté par une rampe de longueur $L_{\nearrow} = 2{,}5\,\text{mm}$, suivie d'un plateau de densité $n_{e0} = 11 \times 10^{18}\,\text{cm}^{-3}$. Puisqu'une certaine sensibilité des propriétés des électrons à la forme du gradient avant a été montrée en Sec. 4.5, on précise que les résultats de simulations PIC présentés dans cette thèse ont été vérifiés pour différentes longueurs de gradient. Bien que les valeurs des grandeurs étudiées dépendent de la longueur du gradient, on souligne que, qualitativement, les phénomènes décrits en Sec. 5.4.2 et 5.4.2 sont également observés pour des gradients de longueur $L_{\nearrow}$ comprise entre 0,5 mm à 2,5 mm.

Les paramètres de l'impulsion laser sont fixés en accord avec les données expérimentales (Tab. 3.3), c'est-à-dire avec une valeur maximale de potentiel vecteur normalisé $a_0 = 1{,}3$, une taille au *waist* $w_0 = 17\,\mu\text{m}$, une durée à mi-hauteur $\tau_L = 40\,\text{fs}$ et une position de focalisation de $z = 1\,\text{mm}$.

La stabilité numérique des simulations requiert une résolution du maillage parallèle (resp. transverse) à la direction z de propagation de l'impulsion laser de 0,04 µm (resp. 0,33 µm) ainsi que l'utilisation de quatre macro-particules par cellule.

L'ionisation des atomes a été implémentée dans WARP et est décrite par la théorie ADK (Réf. [211]). De plus, afin d'identifier l'origine des électrons après leur ionisation, on crée une espèce d'électron par état d'ionisation. Par exemple, pour un mélange de H_2 et N_2, huit espèces d'électrons sont générées : une pour H_2 et sept pour N_2. Les énergies d'ionisation (EI) des espèces d'électrons, c'est-à-dire des niveaux électroniques associées aux atomes utilisés dans cette thèse, sont données dans la Tab. 5.1. La couleur d'une case de la table ne dépend pas de la structure atomique de l'atome mais de la dynamique des électrons après leur ionisation (Sec. 5.4.2). Les cellules en gris clair, blanc et noir correspondent aux niveaux électroniques ayant une énergie d'ionisation arbitrairement qualifiée de basse, moyenne et haute (BEI, MEI et HEI). Dans le cas des mélanges, les électrons BEI est un groupe d'électrons comprenant les électrons BEI de l'hydrogène et ceux du dopants à électrons : N_2, Ne ou Ar.

Niveaux	H		N		Ne		Ar	
	EI	Symbole	EI	Symbole	EI	Symbole	EI	Symbole
1	13,6	−−, ▽, —, ▽	14,5	−−, ◇	21,6	−−, ◇	15,8	∅
2			29,6	∅	41,0	−−, ∗	27,6	∅
3			47,5	∅	63,5	−−, △	40,7	∅
4			77,5	∅	97,1	−−, +	59,8	∅
5			97,9	∅	126,2	−−, ○	75,0	∅
6			552,1	—, △	158,0	−−, ×	91,1	∅
7			667,0	—, +	207,0	−−, ◁	124,3	∅
8					239,1	−−, ▷	143,5	∅
9					1196	∅	422,5	−−, ▽
10					1362	∅	478,7	−−, ◇
11							539,0	−−, ∗
12							618,3	—, △
13							686,1	—, +
14							755,7	—, ○
15							854,8	—, ×
16							918,0	—, ◁
17							4121	∅
18							4426	∅

Table 5.1: Énergies d'ionisation (EI) en électron-volt pour l'hydrogène (H), l'azote (N), le néon (Ne) et l'argon (Ar). Les cellules en gris clair, blanc et noir correspondent aux niveaux électroniques ayant une énergie d'ionisation arbitrairement qualifiée de basse, moyenne et haute (BEI, MEI et HEI). Les symboles correspondent à ceux utilisés sur la Fig. 5.8.

5.4.2 Blocage de l'auto-injection par injection induite par ionisation

Les évolutions de a_0 et de la charge $Q_{e,tot}$ accélérée au-delà de $\mathcal{E}_{e,min} = 40\,\text{MeV}$ sont simulées pour du H_2 pur (courbes bleues), du $99\%H_2 + 1\%N_2$ (courbes rouges), du $99\%H_2 + 1\%Ar$ (courbes vertes) et du $99\%H_2 + 1\%Ne$ (courbes jaunes). Les résultats de ces simulations sont données sur la Fig. 5.8.

Le profil de densité électronique n_e/n_{e0}, selon la direction de propagation l'impulsion laser, est représenté sur la Fig. 5.8(a) par une surface grisée. Comme observé sur la Fig. 5.8(a), l'évolution de a_0 au cours de la propagation de l'impulsion laser dans le milieu gazeux est quasiment indépendante du choix du gaz. Elle est régie par l'auto-focalisation qui ne dépend que de la puissance laser P_L et de la densité électronique. L'auto-focalisation conduit à l'augmentation de a_0 jusqu'à atteindre $\sim$ 3 à $z \sim 2{,}7\,\text{mm}$. On indique le seuil d'auto-injection (resp. injection induite par ionisation) par des lignes noires à tirets (resp. trait

plein). Pour les paramètres laser-plasma choisis, on considère que l'injection induite par ionisation commence pour $a_0 \approx 1{,}7$ (Sec. 1.3.5, Réf. [120]) alors que l'auto-injection requiert $a_0 \gtrsim 2$ pour capturer et accélérer des électrons (Sec. 1.3.4, Réf. [64]). En conclusion, les deux mécanismes d'injection sont possibles et l'origine des électrons doit être examinée pour conclure sur la nature du mécanisme injectant les électrons dans l'onde de plasma.

Préalablement à une telle étude, on vérifie que la charge $Q_{e,tot}$ est, qualitativement, en accord avec les résultats expérimentaux. Pour cela, on trace sur la Fig. 5.8(b) la charge totale, c'est-à-dire la somme des charges de chaque espèce d'électrons, en fonction de la position z dans le plasma. On constate que :

1. Une charge plus importante est accélérée lorsque le $99\%H_2 + 1\%N_2$ et le $99\%H_2 + 1\%Ar$ sont utilisés par rapport à du H_2 pur ou du $99\%H_2 + 1\%Ne$.

2. La dynamique d'injection est similaire pour le $99\%H_2 + 1\%N_2$ et le $99\%H_2 + 1\%Ar$.

3. La dynamique d'injection est similaire pour le H_2 pur et le $99\%H_2 + 1\%Ne$.

4. En présence de $99\%H_2 + 1\%N_2$ ou de $99\%H_2 + 1\%Ar$, l'injection puis l'accélération d'électrons est plus précoce que pour le H_2 pur ou le $99\%H_2 + 1\%Ne$.

Ces résultats sont en accord avec les observations expérimentales des Sec. 5.2 et 5.3. Par conséquent, on considère que les simulations PIC réalisées dans cette thèse sont un bon outil pour examiner théoriquement l'origine des électrons accélérés.

On trace sur les Fig. 5.8(c)-(d) les différentes espèces d'électrons, provenant des atomes de H et de N, qui sont capturés puis accélérés par l'onde de plasma. On choisit de différencier les électrons MEI, associés aux ions N^{6+} et N^{7+} (Fig. 5.8(d)), du reste des électrons BEI, associés aux ions H^+ et N^{1-5+}(Fig. 5.8(c)), car on remarque qu'ils sont cent fois plus nombreux à être accélérés. On considère donc que seuls les électrons MEI peuvent être capturés par l'onde de plasma. Le mécanisme injectant les électrons MEI, discuté en Sec. 1.3.5, est l'injection induite par ionisation. Sachant que les électrons BEI sont injectés selon le mécanisme d'auto-injection, on en déduit que la présence d'injection induite par ionisation des électrons MEI bloque l'auto-injection des électrons BEI. On observe que l'injection induite par ionisation commence $\sim 1\,\text{mm}$ avant l'auto-injection (Fig. 5.8(b)), ce qui est conforme avec le profil d'émission de la Fig. 5.6(b). Dans tous les cas, le processus d'injection s'arrête lors de la diminution de a_0 pour $z \geq 3\,\text{mm}$. Par conséquent, la « longueur d'injection » pour l'injection induite par ionisation des électrons MEI est plus grande que celle de l'auto-injection des électrons BEI. Ceci est interprété comme étant la raison pour laquelle la charge accélérée en présence de $99\%H_2 + 1\%N_2$ est significativement plus importante, comme constatée expérimentalement sur la Fig. 5.2. Finalement, l'accélération d'une faible quantité d'électrons BEI est attribuée à la présence d'un sillage généré par les électrons MEI capturés par injection induite par ionisation.

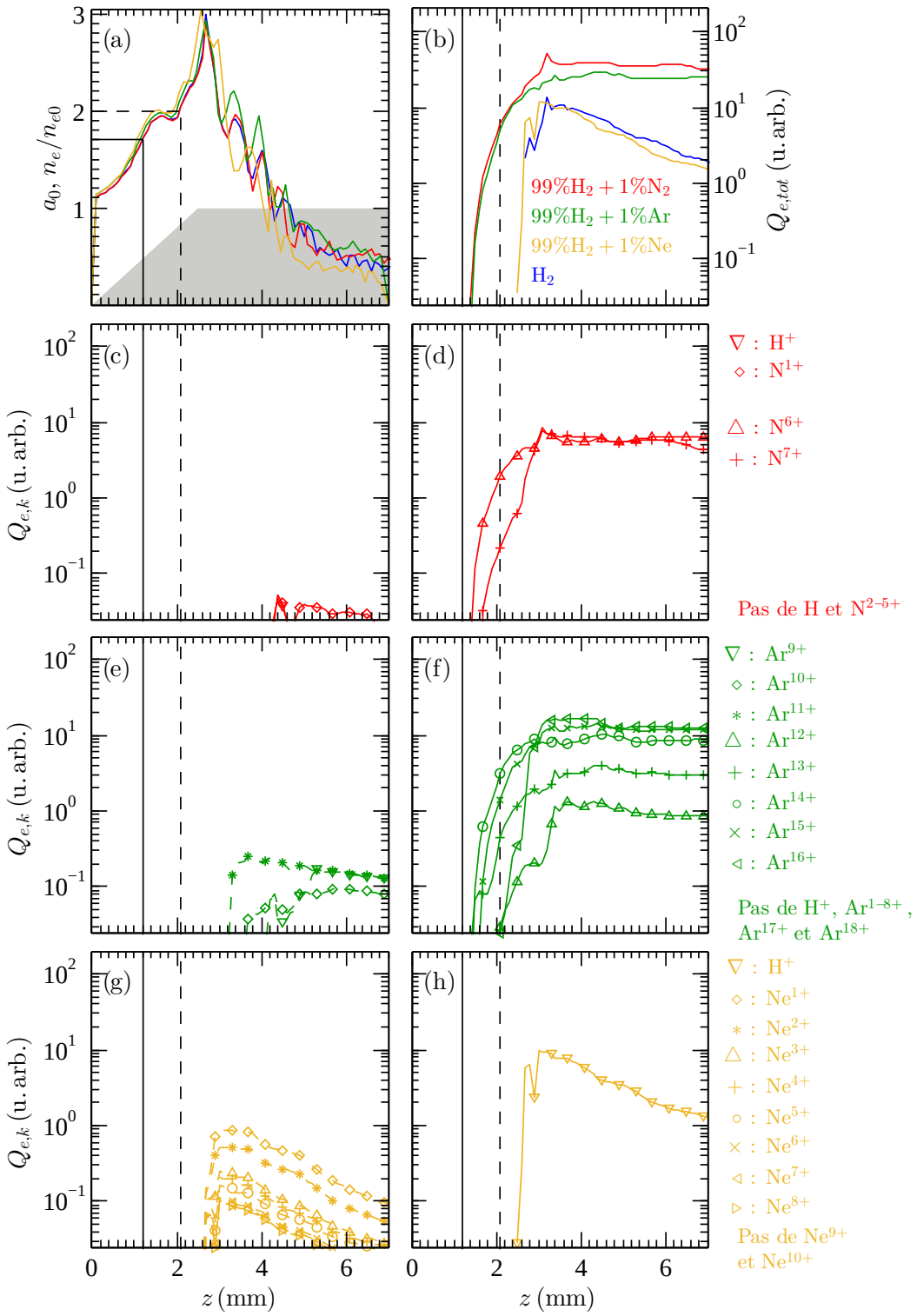


Figure 5.8 : Résultats de simulations PIC 2D pour un profil longitudinal de densité n_e/n_{e0}, représenté par la zone grisée et composé de H_2 pur (courbe bleues), de 99%H_2 + 1%N_2 (courbes rouges), de 99%H_2+1%Ar (courbes vertes), de 99%H_2+1%Ne (courbes jaunes) à $n_{e0} = (11 \pm 1) \times 10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$. (a) Évolution du maximum a_0 du potentiel vecteur normalisé de l'impulsion laser en fonction de la position z au sein du plasma. (b) *Idem* pour la charge totale, accélérée au-delà de $\mathcal{E}_{e,min} = 40\,\mathrm{MeV}$, des paquets d'électrons. (c)-(h) *Idem* par espèce d'électrons. À chaque espèce est associée un symbole, et les courbes en trait plein (resp. à tirets) sont utilisées pour des espèces considérées comme capturées (resp. non-capturées). Les lignes noires à trait plein (resp. tirets) illustrent les seuils théoriques de l'ionisation induite par ionisation (resp. auto-injection).

Une tendance similaire a été observée pour le $99\%H_2 + 1\%Ar$. En effet, en traçant sur les Fig. 5.8(e)-(f) les différentes espèces d'électrons, on constate que les charges associées aux ions Ar^{1-8+} ne sont pas capturées et que peu de charges associées aux ions Ar^{9-11+} sont accélérées comparé à celles associées aux ions Ar^{12-16+}. Par conséquent, on qualifie ces deux premières espèces d'électrons BEI et la troisième d'électrons MEI. Pour ce gaz, on constate qu'il existe également une troisième espèce correspondant aux électrons HEI. En effet, les intensités laser au cours de la propagation ne permettent pas d'ioniser les deux derniers électrons des atomes de Ar (Tab. A.3). Comme suggéré par les résultats expérimentaux, ces simulations confirment que la quantité de charge piégée, mais également la dynamique d'injection, sont similaires à celles observées en présence de $99\%H_2 + 1\%N_2$.Ce résultat peut être différent à plus haute intensité laser. En effet, McGuffey *et al.* ont montré qu'une impulsion laser avec $a_0 = 4$, se propageant dans du $95\%He + 5\%N_2$ à $n_{e0} = 10^{19}\,cm^{-3}$, conduit à l'injection transverse indifférenciée des électrons BEI et MEI (Réf. [101]). Ceci est le résultat d'une ionisation des électrons MEI sur le front montant d'intensité laser, c'est-à-dire hors du pic d'intensité. Les électrons ainsi ionisés acquièrent un moment transverse résiduel (Sec. 1.3.5) ce qui les empêchent de dériver longitudinalement dans la bulle de plasma, comme cela est le cas dans un schéma d'injection induite par ionisation. Leur trajectoire devient semblable à celle des électrons BEI auto-injectés transversalement. Puisque les électrons MEI du Ar ont des EI différentes de celles des électrons MEI du N (Tab. 5.1), cette modification de dynamique d'injection peut se produire à des intensités laser plus élévées que pour du $99\%H_2 + 1\%Ar$.

Les charges accélérées lors de l'interaction de l'impulsion laser avec du $99\%H_2 + 1\%Ne$ sont données sur les Fig. 5.8(g)-(h). Contrairement aux deux cas précédents, les charges du dopants à électrons ne sont quasiment pas capturées puisque les électrons du Ne sont dix fois moins nombreux à être accélérés par rapport ceux du H. Ce résultat est conforme avec l'observation expérimentale de la Fig. 5.3(a), où l'évolution de la charge accélérée durant un balayage en densité électronique était similaire pour le $99\%H_2 + 1\%Ne$ et le H_2 pur. On note également que les électrons associés aux ions Ne^{9+} et Ne^{10+} ne sont pas capturés car ils ne sont pas ionisés par l'impulsion laser auto-focalisée (Tab. A.3).

En résumé, pour les conditions expérimentales explorées dans cette thèse, l'utilisation de dopants à électrons avec des EI comprises entre $\sim 500\,eV$ et $\sim 1000\,eV$ permet de favoriser l'injection induite par ionisation d'électrons MEI par rapport à l'auto-injection d'électrons BEI. À présent, il convient d'étudier la nature du processus conduisant au blocage de l'auto-injection des électrons BEI.

5.4.3 Processus bloquant l'auto-injection

Une des conséquences de la présence de dopants à électrons est le blocage de l'auto-injection des électrons BEI par l'injection induite par ionisation des électrons MEI. Avant de discuter du processus aboutissant à ce résultat, il est nécessaire de distinguer deux types d'injection : les injections transverses et les injections longitudinales, relativement à la direction de propagation de l'impulsion laser. Les simulations PIC ont montré que l'auto-injection est, en général, un mécanisme d'injection transverse (Réf. [64] et Sec. 1.3.4). On précise toutefois qu'il a été mis en évidence, par Corde *et al.* (Réf. [100]), une auto-injection dite longitudinale pour des paramètres laser-plasma proches de ceux utilisés dans cette thèse. Ce mécanisme sera négligé dans la discussion qui suit car les charges accélérées ($\sim 1\,pC$) sont faibles devant les charges injectées ($\sim 100\,pC$) lors d'une auto-injection transverse. Quant à l'injection

induite par ionisation, elle est intrinsèquement longitudinale.

Dans les simulations, puisque les électrons sont traités comme des espèces distinctes selon leur niveau d'ionisation, on peut examiner l'influence du piégeage des électrons MEI du N sur celui des électrons BEI du H et N. Pour cela, on donne les cartes de densités électroniques de ces deux espèces d'électrons sur la Fig. 5.9 pour le H_2 pur et le $99\%H_2 + 1\%N_2$. Les Fig. 5.9(a)-(c) représentent les cartes de densité électronique, pour trois positions longitudinales, en présence de H_2 pur. Les Fig. 5.9(d)-(f) (resp. Fig. 5.9(g)-(i)) représentent les cartes de densité électronique des électrons BEI (resp. MEI) du $99\%H_2 + 1\%N_2$. Les lignes blanches sur les Fig. 5.9(g)-(i) indiquent la position de l'impulsion laser.

Initialement, au début de l'injection induite par ionisation ($z \lesssim 950\,\mu m$), les cartes de densité des électrons BEI du $99\%H_2 + 1\%N_2$ et du H_2 pur sont identiques, comme cela peut être constaté en comparant les Fig. 5.9(a) et 5.9(d). Pour $z \gtrsim 950\,\mu m$, les électrons MEI du $99\%H_2 + 1\%N_2$ sont progressivement injectés à l'arrière de la bulle de plasma, selon une trajectoire longitudinale depuis le pic d'intensité ($x = 0$) de l'impulsion laser (Fig. 5.9(g)). On précise que, bien que les électrons soient injectés longitudinalement, ils peuvent toujours osciller dans la bulle de plasma, et donc rayonner, grâce à leur moment transverse résiduel acquis lors d'une ionisation hors pic (Sec. 1.3.5).

Au cours de l'interaction laser-plasma, l'auto-focalisation augmente l'intensité de l'impulsion laser (Fig. 5.8(a)) si bien que le sillage laser devient progressivement non-linéaire, comme en l'atteste la distribution localisée des électrons dans le plasma sur les Fig. 5.9(b),(c). Cependant, dans le cas du $99\%H_2 + 1\%N_2$, la présence des électrons MEI injectés longitudinalement (Fig. 5.9(h),(i)) empêche les électrons BEI d'être injectés transversalement qui sont repoussés hors de l'axe optique, comme cela peut être constaté en comparant les Fig. 5.9(b),(c) avec les Fig. 5.9(e),(f). On explique donc le déficit d'électrons, au voisinage de l'axe optique, observé sur les Fig. 5.9(e),(f) comme étant une conséquence de l'expulsion des électrons BEI par les électrons MEI déjà injectés à cette position (Fig. 5.9(h),(i)). Cette modification du sillage laser due à la présence d'injection induite par ionisation bloque *in fine* l'auto-injection transverse. Ce phénomène est possible car l'auto-focalisation augmente lentement un a_0 initialement faible ($a_0 \lesssim 2$). En effet, puisque le seuil en a_0 de l'injection induite par ionisation est atteint avant celui de l'auto-injection, les électrons peuvent être capturés en nombre suffisant selon l'injection induite par ionisation avant que l'auto-injection ne débute. Dans le cas contraire, l'utilisation d'impulsions laser avec un a_0 initial plus élevé ionise les électrons MEI hors du pic d'intensité laser, ce qui conduit à une injection transverse des électrons BEI et MEI (Réf. [101]).

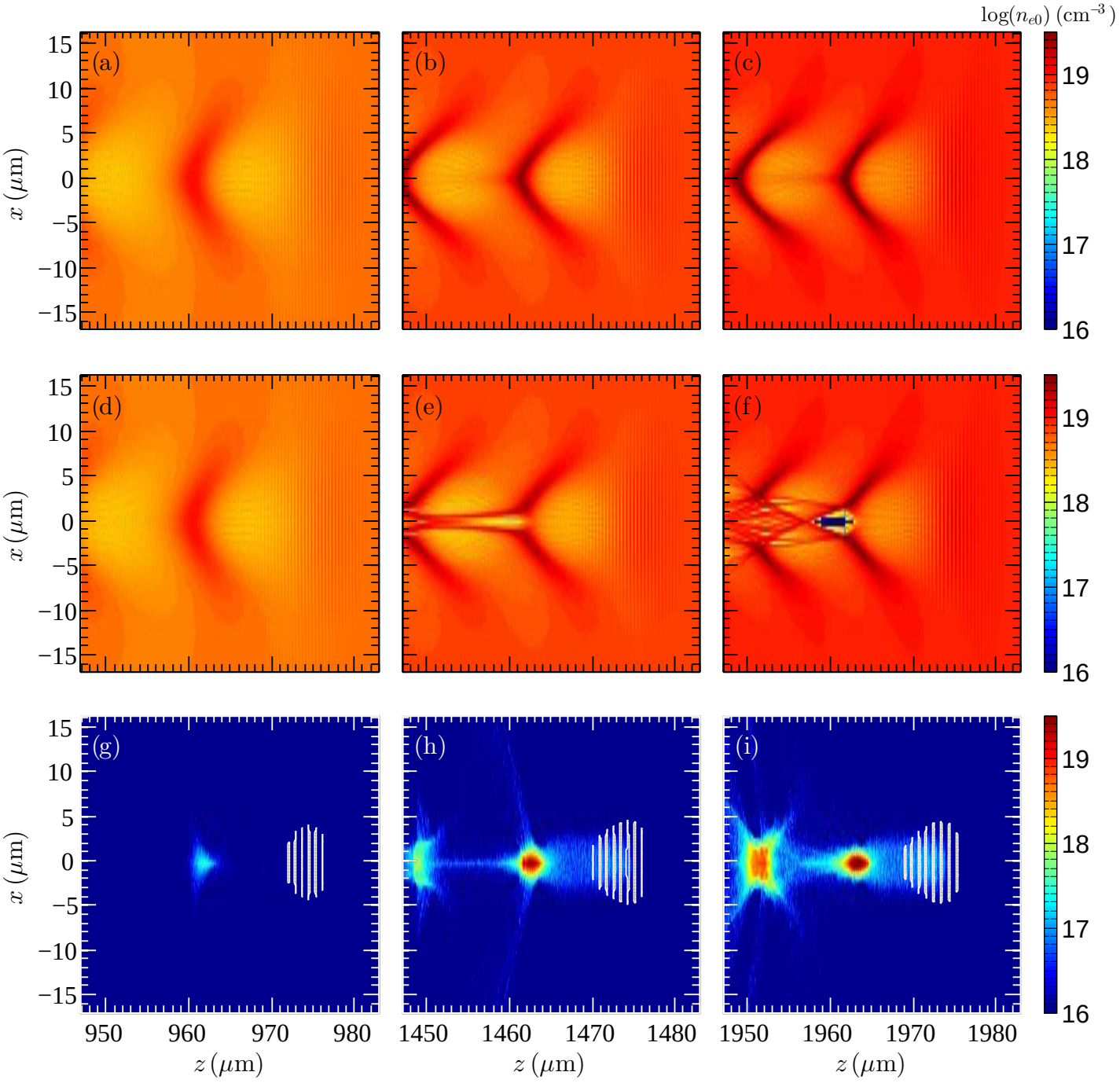


Figure 5.9 : Modification de la structure du sillage laser conduisant au blocage de l'auto-injection transverse par l'injection induite par ionisation. (a), (b) et (c) Cartes de densités électroniques n_{e0} dans du H_2 pur à différentes positions longitudinales. (d), (e) et (f) *Idem* pour les électrons associés à H^+ et $N^{+,2+,3+,4+}$. (g), (h) et (i) *Idem* pour les électrons associés à $N^{5+,6+}$, et position de l'impulsion laser indiquée par des courbes blanches.

5.5 Conclusion

L'injection induite par ionisation pour différents mélanges de gaz a été principalement examinée dans un régime à haute densité électronique ($\sim 10^{19}\,\mathrm{cm}^{-3}$), où la valeur de la charge accélérée et sa stabilité étaient optimales. Les propriétés des paquets d'électrons dans du $99\%H_2 + 1\%N_2$ ont été étudiées avec un tube capillaire, de rayon interne $r_{cap} = 76\,\mu\mathrm{m}$, de longueur $L_{cap} = 20\,\mathrm{mm}$ et de densité de plateau $n_{e0} = (12 \pm 2) \times 10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$, et sont résumées par :

- Charge accélérée au-delà de 40 MeV : $Q_{e,tot} = 100 \pm 20\,\mathrm{pC}$, soit une augmentation de 100% par rapport au H_2 pur.
- Énergie moyenne : $\langle \mathcal{E}_e \rangle \sim 70\,\mathrm{MeV}$ quel que soit le gaz utilisé.
- Divergence à mi-hauteur : $\Theta_e \sim 23\,\mathrm{mrad}$, soit une augmentation de 300% par rapport au H_2 pur.

L'augmentation de la charge résulte d'une production plus importante d'électrons divergents en présence de dopants de N_2. On précise que des résultats analogues ont été obtenus avec du $99\%H_2 + 1\%Ar$. *À contrario*, les paquets accélérés dans du $99\%H_2 + 1\%Ne$ ont des propriétés proches du H_2 pur. Ces résultats indiquent que l'injection et l'accélération des électrons dépendent des éléments qui composent le milieux gazeux. Pour les paramètres laser-plasma étudiés dans ce chapitre, les mécanismes d'auto-injection et d'injection induite par ionisation sont possibles, si bien qu'il n'est pas possible de conclure sur le mécanisme dominant de l'injection des électrons dans l'onde de plasma.

L'analyse du rayonnement bêtatron sortant des tubes capillaires permet d'obtenir des informations complémentaires. Premièrement, selon la méthode de l'ombroscopie X, une injection plus précoce dans le cas du $99\%H_2 + 1\%N_2$ a été observée, indiquant que les premiers électrons à être accélérés sont piégés selon le mécanisme d'injection induite par ionisation. Deuxièmement, la méthode des filtres de Ross a permis de déterminer l'énergie critique, en supposant que le spectre du rayonnement bêtatron est proche d'un spectre synchrotron. Cette hypothèse a été testée en essayant différentes formes de spectres telles qu'un « double spectre synchrotron ». Il a été trouvé qu'un « simple spectre » synchrotron est une approximation satisfaisante pour la méthode des filtres de Ross. Les propriétés du rayonnement bêtatron lors de l'accélération d'électrons dans du $99\%H_2 + 1\%N_2$ à $n_{e0} = (11 \pm 2) \times 10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$ sont :

- Énergie critique d'un spectre supposé synchrotron : $\mathcal{E}_c \sim 7\,\mathrm{keV}$.
- Taille transverse de la source : $r_\beta \sim 3\,\mu\mathrm{m}$.
- Fluence du rayonnement bêtatron pour des photons d'énergie $\mathcal{E}_X \geq 2\,\mathrm{keV}$: $\Gamma_X \sim 10^5\,\mathrm{photons.mrad}^{-2}$.
- Durée mi-hauteur, principalement due à une émission bêtatron sur des longueurs millimétriques : $\tau_X \sim 53\,\mathrm{fs}$.
- Brillance : $\mathcal{B}_X \sim 5 \times 10^{20}\,\mathrm{photons/s/mm^2/mrad^2/0{,}1\%}\triangle\omega/\omega$.

Une source de lumière bêtatron présente un meilleur rendement si du $99\%H_2 + 1\%N_2$ est utilisé à la place du H_2. En effet, à puissance laser égale, l'augmentation de charges accélérées dans le cas du $99\%H_2 + 1\%N_2$ conduit à une augmentation de 100% de la fluence du rayonnement bêtatron.

Bien que l'analyse du rayonnement bêtatron ait montré que les premiers électrons à être accélérés sont piégés selon le mécanisme d'injection induite par ionisation, les résultats expérimentaux ne permettent pas de déterminer si la totalité des électrons sont injectés selon ce processus. En effet, une injection hybride, combinant auto-injection et injection induite par ionisation peut être envisagée pour les paramètres laser-plasma considérés dans cette thèse. Afin de discuter de cette possibilité, des simulations PIC utilisant le code WARP ont été réalisées. Il a été montré que la théorie est qualitativement en accord avec les résultats expérimentaux. De plus, le blocage de l'auto-injection des électrons BEI par l'injection induite des électrons MEI a été mise en évidence pour des dopants à électrons possédant des électrons MEI dont l'énergie d'ionisation est comprise entre $\sim 500\,\mathrm{eV}$ et $\sim 1000\,\mathrm{eV}$. L'injection, longitudinale et précoce, des électrons MEI du $99\%H_2 + 1\%N_2$ dans le sillage laser empêche, par leur présence, l'auto-injection transverse des électrons BEI du $99\%H_2 + 1\%N_2$. Ceci conduit *in fine* à une injection « plus longue » où une quantité de charges plus importante est accélérée.

Des travaux complémentaires, utilisant une géométrie 3D et suivant chacune des particules (*particle tracking*), sont nécessaires pour étudier théoriquement le rayonnement bêtatron et approfondir l'étude des conditions de piégeage des mécanismes examinés dans cette thèse.

Conclusion et perspectives

Cette thèse traite des mécanismes d'injection d'électrons lors de l'accélération plasma par sillage laser dans des tubes capillaires diélectriques. Deux mécanismes de piégeage d'électrons par une onde de plasma, l'auto-injection et l'injection induite par ionisation, ont été étudiés grâce à l'analyse des propriétés des paquets d'électrons, ainsi que l'étude du rayonnement émis au cours de leur accélération, le rayonnement bêtatron. Après avoir brièvement résumé les résultats de cette thèse, on discutera de leur implication pour la conception de l'injecteur ELISA, un injecteur laser-plasma s'intégrant dans le projet d'accélération plasma multi-étages proposé par CILEX. Finalement, on donnera quelques perspectives générales pour l'accélération plasma par sillage laser.

Résultats expérimentaux et numériques

Stabilité et reproductibilité des paquets d'électrons

Deux campagnes expérimentales d'accélération plasma par sillage laser ont été réalisées au LLC où une chaîne laser Titane:Saphir, fournissant des impulsions de durée à mi-hauteur $\sim 40\,\mathrm{fs}$ et de puissance laser sur cible $\sim 17\,\mathrm{TW}$, a été utilisée. La focalisation du faisceau laser par une parabole hors-axe et la correction du front d'onde par un miroir déformable ont contribué à la production de taches focales de bonne qualité avec des intensités laser crête de $\sim 4 \times 10^{18}\,\mathrm{W.cm^{-2}}$, correspondant à des potentiels vecteurs normalisés de $\sim 1{,}3$. Bien que cette valeur soit inférieure aux seuils d'auto-injection (~ 2) et d'injection induite par ionisation ($\sim 1{,}7$), l'auto-focalisation de l'impulsion laser se propageant dans des gaz sous-denses ($\lesssim 10^{19}\,\mathrm{cm^{-3}}$) a permis d'atteindre des intensités telles que les deux mécanismes d'injection ont été observés.

Les études expérimentales ont bénéficié de faisceaux laser particulièrement stables grâce à l'utilisation d'un système actif de stabilisation de pointé laser, composé d'un inhibiteur de tir et d'un verrouillage de pointé. Outre une diminution de la fluctuation du pointé laser, passant de $3{,}5\,\mu\mathrm{m}$ à $2{,}8\,\mu\mathrm{m}$, l'emploi d'un tel système présente l'avantage de réduire drastiquement la déviation maximale des fluctuations de pointé laser, passant de $\sim 150\,\mu\mathrm{m}$ à $\sim 20\,\mu\mathrm{m}$. Ce résultat a été primordial pour préserver l'intégrité des cibles gazeuses utilisées dans cette thèse : les tubes capillaires.

Des tubes capillaires diélectriques ont été employés pour confiner le milieu gazeux, siège de l'interaction laser-plasma. L'utilisation conjointe de simulations fluide et de mesures interférométriques a permis de caractériser le profil de gaz selon l'axe optique. Il se compose d'un gradient montant de $2{,}5\,\mathrm{mm}$, d'un plateau de $15\,\mathrm{mm}$ et d'un gradient descendant de $2{,}5\,\mathrm{mm}$ pour un tube capillaire de longueur $20\,\mathrm{mm}$. En régime permanent, les densités électroniques obtenues sur le plateau étaient comprises entre $4 \times 10^{18}\,\mathrm{cm^{-3}}$ et $26 \times 10^{18}\,\mathrm{cm^{-3}}$ et l'écoulement était laminaire et non-choqué, ce qui favorise la production de paquets d'électrons aux

propriétés stables par rapport aux jets de gaz. Les paquets d'électrons aux propriétés les plus stables ont été obtenus avec un tube capillaire, de rayon interne de 89 µm et de longueur 10 mm, contenant du H_2 pur à une densité électronique de plateau $(10 \pm 1{,}5) \times 10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$. Une série de trente tirs, avec une cadence de deux tirs par minute, a conduit à la production de paquets d'électrons auto-injectés dont les propriétés sont :

- Charge accélérée au-delà de 40 MeV : 66 ± 7 pC.
- Énergie moyenne : 65 ± 6 MeV.
- Divergence à mi-hauteur : 9 ± 1 mrad.
- Écart-type des fluctuations de pointé : 2,3 mrad.

Trois sources de fluctuations et de dérives des propriétés des paquets d'électrons ont été discutées : dérive d'énergie laser, modification du gradient montant de densité électronique et fluctuation du pointé laser. Des contraintes sur le régime de fonctionnement ont été proposées afin d'atteindre la stabilité présentée ci-dessus :

1. Suite à une dérive en énergie laser de $\sim 10\%$, une modification de la répartition en énergie des électrons dans le paquet a été constatée, provoquant une augmentation de $\sim 17\%$ de l'énergie moyenne du paquet et une réduction de $\sim 30\%$ de sa divergence. La réduction des fluctuations et dérives de l'énergie laser en-deçà du 1% devrait permettre d'améliorer la stabilité des propriétés des paquets d'électrons.
2. L'évolution du profil de densité dans un tube capillaire, due à une ablation progressive de la paroi du tube par le faisceau laser au voisinage du trou d'entrée, peut conduire à une modification des propriétés des électrons après une utilisation prolongée. Ce phénomène peut être limité lors d'un fonctionnement en régime de saturation ($\geq 14 \times 10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$), où la modification du gradient montant de densité électronique ne conduit pas à une modification de la charge accélérée.
3. La stabilisation et le verrouillage du pointé laser permettent, d'une part, de réduire les fluctuations tir à tir des propriétés des paquets d'électrons auto-injectés, et d'autre part, de prolonger significativement la durée de vie des tubes capillaires. De tels résultats ont été constatés pour des fluctuations de pointé laser n'excédant pas 3 µm en écart-type et 30 µm en déviation maximale.

Auto-injection et injection induite par ionisation

L'auto-injection et l'injection induite par ionisation ont été comparées théoriquement et expérimentalement. En pratique, cela a consisté à étudier l'impact de la composition du milieu gazeux sur les propriétés des paquets d'électrons. Une analyse statistique a été réalisée pour du H_2 pur et des mélanges contenant 1% de dopants à électrons (N_2, Ne ou Ar) dans un régime à haute densité électronique ($\sim 10^{19}\,\mathrm{cm}^{-3}$), où la valeur de la charge accélérée et sa stabilité étaient optimales. Les propriétés des paquets d'électrons accélérés dans un tube capillaire, de rayon interne $r_{cap} = 76$ µm et de longueur $L_{cap} = 20$ mm, contenant du $99\%H_2 + 1\%N_2$ à une densité de plateau $(12 \pm 2) \times 10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$, sont :

- Charge accélérée au-delà de 40 MeV : 100 ± 20 pC, soit une augmentation de 100% par rapport au H_2 pur.
- Énergie moyenne : ~ 70 MeV quel que soit le gaz utilisé.

- Divergence à mi-hauteur : $\sim 23\,\text{mrad}$, soit une augmentation de 300% par rapport au H_2 pur.

Des résultats analogues ont été obtenus avec du $99\%H_2 + 1\%Ar$ alors que les paquets accélérés dans du $99\%H_2 + 1\%Ne$ ont des propriétés proches du H_2 pur, indiquant que l'injection et l'accélération des électrons dépendent des dopants qui composent le milieu gazeux. Puisque les deux mécanismes d'injection sont possibles pour les paramètres laser-plasma étudiés dans cette thèse, il n'est pas possible de conclure, à partir des propriétés des électrons, sur le mécanisme responsable de l'injection d'électrons en présence de dopants. Afin d'approfondir l'interprétation des observations expérimentales, il a donc été nécessaire de mettre en œuvre des diagnostics supplémentaires, comme ce fut le cas avec l'observation et l'analyse du rayonnement bêtatron.

Outre un gain en stabilité apporté par le confinement du gaz dans des tubes capillaires, leur utilisation a également permis de réaliser l'étude du rayonnement bêtatron par ombroscopie X sur les parois des tubes capillaires, réalisant ainsi une caractérisation non-invasive de l'injection et de l'accélération des électrons du plasma. La mise en place d'une telle méthode, pour le dispositif expérimental utilisé au cours de cette thèse, a imposé l'emploi de tubes capillaires de longueur supérieure à 20 mm. Cependant, on a également montré que l'utilisation de long tubes diminue la précision de cette technique à cause de limitations multiples : incertitudes dues à la taille de la source, signal bruité par les réflexions des rayons X sur les parois du tube, diffusion du paquet d'électrons par l'impulsion laser. Par conséquent, il a été choisi des tubes capillaires de longueur 20 mm lors de l'étude expérimentale, réalisant ainsi un compromis entre faisabilité et précision de la méthode d'ombroscopie.

L'analyse du rayonnement bêtatron sortant des tubes capillaires a permis d'obtenir des informations complémentaires sur la dynamique d'injection des électrons dans l'onde de plasma. Trois paramètres du rayonnement bêtatron, correspondant chacun à un paramètre de la source de rayons X, c'est-à-dire le paquet d'électrons, ont été mesurés lors de l'accélération d'électrons dans du $99\%H_2 + 1\%N_2$ à $(11 \pm 2) \times 10^{18}\,\text{cm}^{-3}$.

1. Selon la méthode de l'ombroscopie X sur les parois des tubes capillaires, l'émission bêtatron s'est produite sur $\sim 3\,\text{mm}$, soit la longueur sur laquelle oscille le paquet. La durée à mi-hauteur en résultant a été estimée à $\sim 53\,\text{fs}$. De plus, une injection plus précoce en présence de $99\%H_2 + 1\%N_2$ comparé au H_2 pur a été observée, indiquant que les premiers électrons à être accélérés sont piégés selon le mécanisme d'injection induite par ionisation.
2. La méthode des filtres de Ross a permis de déterminer l'énergie critique, en supposant que le spectre du rayonnement bêtatron est proche d'un spectre synchrotron. Cette hypothèse a été testée en essayant différentes formes de spectres telles qu'un « double spectre synchrotron ». Il a été trouvé qu'un « simple spectre » synchrotron est une approximation satisfaisante pour la méthode des filtres de Ross. Une énergie critique de $\sim 7\,\text{keV}$ a été mesurée, ce qui correspond à une taille transverse de $\sim 3\,\mu\text{m}$ selon le modèle du paquet d'électrons oscillant dans un canal ionique.
3. La quantité de signal détectée sur la caméra a permis, après détermination de l'énergie critique, d'estimer la fluence du rayonnement bêtatron à $\sim 10^5\,\text{photons.mrad}^{-2}$. De plus, il a été montré que la corrélation tir à tir de la fluence avec la charge pondérée par le carré de l'énergie des électrons est linéaire, comme décrit par le modèle d'un paquet d'électrons oscillant dans un canal ionique. Le coefficient directeur de cette corrélation a permis d'estimer le nombre d'oscillations bêtatron à ~ 3.

La détermination de la durée d'impulsion X, de la taille de la source et de la fluence a permis d'estimer la brillance à $\sim 5 \times 10^{20}$ photons/s/mm^2/mrad^2/0,1%$\triangle\omega/\omega$. Une source de lumière bêtatron présente un meilleur rendement si du $99\%H_2 + 1\%N_2$ est préféré à du H_2 pur. En effet, à puissance laser égale, l'augmentation de charges accélérées dans le cas du $99\%H_2 + 1\%N_2$ conduit à une augmentation de 100% de la fluence du rayonnement bêtatron.

Bien que l'analyse du rayonnement bêtatron ait montré que les premiers électrons à être accélérés sont piégés selon le mécanisme d'injection induite par ionisation, les résultats expérimentaux ne permettent pas de déterminer si la totalité des électrons sont injectés selon ce processus. Des simulations PIC utilisant le code WARP ont été réalisées afin d'approfondir l'interprétation des résultats expérimentaux. Outre le bon accord entre théorie et expérience, le blocage de l'auto-injection des électrons BEI par l'injection induite des électrons MEI a été mis en évidence pour des mélanges contenant des dopants à électrons dont les énergies d'ionisation des électrons MEI sont comprises entre ~ 500 eV et ~ 1000 eV. L'injection induite par ionisation est longitudinale et précoce, si bien que les électrons MEI du $99\%H_2 + 1\%N_2$ empêchent, par leur présence dans le sillage laser, l'auto-injection transverse des électrons BEI du $99\%H_2 + 1\%N_2$. Ceci conduit *in fine* à une injection « plus longue » où une quantité de charges plus importante est accélérée.

Des travaux complémentaires, utilisant une géométrie 3D et suivant chacune des particules (*particle tracking*), sont nécessaires pour étudier théoriquement le rayonnement bêtatron et approfondir l'étude des conditions de piégeage des mécanismes examinés dans cette thèse. En revanche, les travaux présentés précédemment permettent d'ores et déjà de proposer des recommandations et d'établir des contraintes pour la conception d'ELISA.

Conclusions pour ELISA

ELISA est un projet d'injecteur laser-plasma d'électrons qui s'intègre dans un schéma d'accélération plasma multi-étages. Il doit être capable de fournir, de manière stable et reproductible, des paquets d'électrons relativistes à haute charge et de faible divergence. Au vu des résultats expérimentaux, plusieurs recommandations peuvent être proposées pour la conception et l'utilisation d'ELISA :

- Un écoulement laminaire doit être préféré au jet de gaz, turbulent et sonique, afin de stabiliser les propriétés des paquets d'électrons.
- La forme et l'extension des gradients de gaz aux extrémités du plateau de densité électronique doivent être connues et contrôlées. Plus le gradient est court et plus le seuil en densité électronique d'injection est bas, favorisant l'accélération des électrons à haute énergie.
- La cadence de tir est actuellement limitée par la vitesse de pompage du gaz dans l'enceinte expérimentale. La quantité de gaz à évacuer peut être réduite en diminuant le diamètre des fuites de gaz. Or, plus ce diamètre est faible et plus l'impulsion laser est susceptible d'interférer avec la structure de confinement du gaz, provoquant ainsi un élargissement du trou de la face avant de la cible. Ceci conduit à l'évolution de la forme des gradients, ce qui peut être préjudiciable pour la stabilité des propriétés des paquets d'électrons. Le fonctionnement de l'injecteur dans un régime peu sensible à la forme du profil, soit à plus haute densité, pourrait minimiser cette source de dérive des propriétés des paquets d'électrons. De plus, l'utilisation d'un système de stabilisation de pointé, comme celui

développé au LLC, doit permettre de prolonger la durée de vie des cibles gazeuses en diminuant la déviation maximale et les dérives lentes du pointé laser.

- L'injection et l'accélération des électrons dépend de paramètres laser tels que la puissance et l'intensité. Expérimentalement, ces derniers fluctuent essentiellement à cause d'une mauvaise reproductibilité du dernier étage d'amplification d'énergie laser. Pour les paramètres laser-plasma étudiés dans cette thèse, une contrainte sur la stabilité en énergie laser a été proposée pour obtenir les propriétés des paquets d'électrons présentées précédemment : $\lesssim 1\%$.
- À puissance laser donnée ($\sim 17\,\mathrm{PW}$), l'utilisation de l'injection induite par ionisation augmente la quantité de charges accélérés par rapport à l'auto-injection. L'injection induite par ionisation peut donc être utilisée pour augmenter le rendement de l'injecteur.

Pour les paramètres laser-plasma étudiés dans cette thèse, les électrons accélérés ont des spectres exponentiels en énergie, résultat d'une injection continue, c'est-à-dire une injection considérée comme non-ponctuelle par rapport la longueur d'accélération des électrons. Ce type de distribution n'est pas optimal pour l'injection des paquets dans une ligne de transport et/ou un second étage accélérateur. En effet, chaque ligne de transport et étage accélérateur dispose de « fenêtres en énergie », au-delà desquelles les électrons ne peuvent être capturés. Pour le projet DACTOMUS, une ligne de transport a été développée pour des électrons d'énergies $50 \pm 5\,\mathrm{MeV}$. Au vu de la distribution en charge des électrons dans le paquet, la transmission de cette ligne serait de $\sim 10\%$, soit $\sim 10\,\mathrm{pC}$. Afin de minimiser les pertes d'électrons dans la ligne de transport, et le rayonnement en résultant, il est nécessaire d'améliorer la dispersion des paquets produits. Puisque cette dernière résulte d'une injection continue dans un milieux long, Chen *et al.* (Réf. [120]) ont proposé et étudié l'utilisation de l'injection induite par ionisation dans des milieux courts pour réduire la dispersion en énergie des paquets d'électrons. Ceci est actuellement examiné, expérimentalement et numériquement, par l'équipe ITFIP en collaboration avec l'équipe PHI du CEA Saclay. Les propriétés des paquets d'électrons accélérés dans une cellule de gaz de longueur variable sont étudiées en fonction de la longueur du plasma (Réf. [128]). Puisque l'utilisation de milieux courts provoque l'arrêt prématuré de l'injection d'électrons, une diminution de la quantité de charges accélérées est attendue. Cependant, il est envisagé de contrer cette diminution de charge en augmentant la proportion de dopants dans le mélange.

Perspectives pour l'accélération plasma par sillage laser

L'utilisation des paquets d'électrons, ainsi que des impulsions X, générés lors de l'accélération plasma par sillage laser est actuellement limitée par le faible taux de répétition ($\sim 1\,\mathrm{Hz}$) et le mauvais rendement ($\sim 0{,}1\,\%$) du processus. À titre de comparaison, la fréquence de répétition (resp. rendement) d'un accélérateur linéaire conventionnel est de $\sim 10 - 100\,\mathrm{Hz}$ (resp. $\sim 50\%$). La cadence de répétition du schéma d'accélération laser-plasma étudié dans cette thèse est limitée par la vitesse de pompage du gaz entre deux tirs laser. De plus, en supposant qu'on puisse s'affranchir de cette contrainte, le refroidissement des cristaux des étages amplificateurs ne permettrait pas une fréquence de tirs au-delà de $\sim 10\,\mathrm{Hz}$. Quant au rendement, il est le rendement global, résultant d'une série de conversion d'énergie : $\sim 0{,}5\%$ du réseau électrique au faisceau laser, $\sim 50\%$ du faisceau laser à l'onde de plasma, $\sim 40\%$ de l'onde de plasma au paquet d'électrons (Réf. [212]).

L'emploi de lasers fibrés a été récemment proposé comme schéma alternatif aux chaînes laser Titane:Saphir (Réf. [213]). En effet, cette technologie laser présente un rendement, entre le réseau électrique et le faisceau laser, de $\sim 20\%$ et une fréquence de répétition de $\sim 1\,\mathrm{kHz}$. Depuis le développement des premiers lasers fibrés, la puissance laser maximale a été augmentée, passant de $\sim 1\,\mathrm{mW}$ à $\sim 1\,\mathrm{kW}$, en régime continu ou pulsé, avec une qualité de faisceau proche de la limite de diffraction (Réf. [214]). Cependant, ces puissances laser sont toujours faibles par rapport à celles des chaînes laser utilisées jusqu'à présent. Par conséquent, l'emploi des lasers fibrés pour l'accélération plasma par sillage laser requiert l'utilisation d'un grand nombre d'impulsions laser. Bien que des techniques d'accélération plasma utilisant plusieurs impulsions issues de laser fibrés aient été proposées, la faisabilité d'un tel schéma reste à démontrer expérimentalement. Parmi les schémas proposés, on cite notamment l'accélération plasma dans le sillage d'un train d'impulsions laser (*MP-LWFA = Multi-Pulse Laser WakeField Acceleration*, Réf. [215]), ou encore l'accélération plasma dans le sillage d'une combinaison incohérente d'impulsions laser (Réf. [216]).

Le développement de ces techniques d'accélération plasma à haute cadence nécessite le déploiement de diagnostics capables d'observer, avec une bonne résolution temporelle et spatiale, des paquets d'électrons femtosecondes de taille micrométrique avec un courant crête de $\sim 1\,\mathrm{kA}$ produit toutes les $\sim 1\,\mathrm{ms}$. De plus, l'utilisation subséquente de ces paquets d'électrons impose que le diagnostic soit non-destructif, voire peu perturbatif. Il convient donc de noter que les écrans fluorescents utilisés au cours de cette thèse ne sont pas adaptés pour caractériser une source d'électrons produits par accélération plasma à haute cadence. En effet, d'une part, les écrans fluorescents ont un temps caractéristique de phosphorescence de $\sim 660\,\mu\mathrm{s}$ ce qui ne permet pas de distinguer deux tirs consécutifs, et d'autre part, le passage du paquet d'électrons à travers l'écran détériore considérablement ses propriétés. Afin de pallier à ces limitations, des diagnostics alternatifs sont en cours de développement, tels que l'émission Smith-Purcell cohérente (Réf. [217, 218]) ou encore l'émission cohérente du rayonnement de transition (*COTR = Coherent Optical Transition Radiation*, Réf. [219]).

À terme, ces diagnostics seront nécessaires à la réalisation d'un accélérateur plasma multi-étages, un des objectifs scientifiques de CILEX. L'accomplissement de ce projet soulève toutefois de nombreux défis techniques et scientifiques qui restent à maitriser, tels que la réalisation d'ondes de plasma stables sur des longueurs allant jusqu'au mètre, ou encore un couplage efficace entre deux étages de l'accélérateur.

Annexe A

Formalisme et constantes physiques

Cette annexe présente le formalisme utilisé dans cette thèse ainsi que des résultats sur les fonctions de Bessel utilisées en Chap. 1 et 2. Les constantes physiques, les énergies et intensités laser d'ionisation sont également résumées dans des tables.

A.1 Définitions

A.1.1 Opérateurs d'analyse vectorielle

Par convention, on choisit d'écrire les vecteurs en gras. L'analyse vectorielle proposée dans les Chap. 1 et 2 emploie l'opérateur *nabla* $\boldsymbol{\nabla}$ définit par :

$$\boldsymbol{\nabla} = \begin{cases} \boldsymbol{u_x}\dfrac{\partial}{\partial x} + \boldsymbol{u_y}\dfrac{\partial}{\partial y} + \boldsymbol{u_z}\dfrac{\partial}{\partial z} & \text{en coordonnées cartésiennes,} \\ \boldsymbol{u_r}\dfrac{\partial}{\partial r} + \boldsymbol{u_\theta}\dfrac{1}{r}\dfrac{\partial}{\partial \theta} + \boldsymbol{u_z}\dfrac{\partial}{\partial z} & \text{en coordonnées cylindriques,} \\ \boldsymbol{u_r}\dfrac{\partial}{\partial r} + \boldsymbol{u_\theta}\dfrac{1}{r}\dfrac{\partial}{\partial \theta} + \boldsymbol{u_\psi}\dfrac{1}{r\sin\theta}\dfrac{\partial}{\partial \psi} & \text{en coordonnées sphériques,} \end{cases} \tag{A.1}$$

avec $\boldsymbol{u_i}$ les vecteurs unitaires du référentiel adopté. Cet opérateur dispose de plusieurs résultats remarquables couramment utilisés lors des démonstrations théoriques proposées au cours de cette thèse. Soit $\boldsymbol{f}$ une fonction vectorielle, on a :

$$\boldsymbol{\nabla} \cdot (\boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{f}) = 0 \ , \tag{A.2}$$

$$\boldsymbol{\nabla} \times (\boldsymbol{\nabla} \boldsymbol{f}) = \boldsymbol{0} \ , \tag{A.3}$$

mais également,

$$\boldsymbol{\nabla} \cdot (a\boldsymbol{f}) = \boldsymbol{f} \cdot (\boldsymbol{\nabla} a) + (a\boldsymbol{\nabla}) \cdot \boldsymbol{f} \ , \tag{A.4}$$

$$\boldsymbol{\nabla} \boldsymbol{f^2} = \boldsymbol{\nabla} \times (\boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{f}) + (\boldsymbol{f} \cdot \boldsymbol{\nabla})\, \boldsymbol{f} \ , \tag{A.5}$$

$$\boldsymbol{\nabla} \times (\boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{f}) = \boldsymbol{\nabla}\,(\boldsymbol{\nabla} \cdot f) - \triangle \boldsymbol{f} \ , \tag{A.6}$$

avec $\triangle = \boldsymbol{\nabla} \cdot \boldsymbol{\nabla}$ l'opérateur laplacien. On définit également l'opérateur d'alembertien $\square = \triangle - \partial^2/c^2\partial t^2$.

On rappelle l'égalité suivante pour un trinôme de vecteurs ($\boldsymbol{a}$,$\boldsymbol{b}$,$\boldsymbol{c}$) :

$$\boldsymbol{a} \times (\boldsymbol{b} \times \boldsymbol{c}) = \boldsymbol{b}\,(\boldsymbol{a} \cdot \boldsymbol{c}) - \boldsymbol{c}\,(\boldsymbol{a} \cdot \boldsymbol{b}) \ . \tag{A.7}$$

A.1.2 Fonctions de Bessel

On appelle fonction de Bessel les fonctions f solutions canoniques de l'équation différentielle de Bessel en x d'ordre n :

$$x^2\frac{d^2f}{dx^2}+x\frac{df}{dx}+\left(x^2-k^2\right)f=0 \tag{A.8}$$

On note $\mathcal{J}_k$ (resp. $\mathcal{Y}_k$) les fonctions de Bessel de première (resp. seconde) espèce d'ordre k, $s_{k,m}$ les racines de $\mathcal{J}_k$ et on écrit $\mathcal{J}_{k,m}(x)=\mathcal{J}_0(s_{k,m}x)$. Dans l'espace préhilbertien réél des fonctions $\mathbb{R}\to\mathbb{R}$, on définit le produit scalaire entre les fonctions f et g par :

$$\langle f|g\rangle=\int_0^1 xf(x)\,g(x)\,dx\ . \tag{A.9}$$

On dit que les fonctions de Bessel de première espèce sont orthogonales entre elles car on a :

$$\langle\mathcal{J}_{k,m}|\mathcal{J}_{k,n}\rangle=\int_0^1 x\mathcal{J}_k(s_{k,m}x)\,\mathcal{J}_k(s_{k,n}x)\,dx=\frac{\delta_{m,n}}{2}\left[\mathcal{J}_{k+1}(s_{k,m})\right]^2\ , \tag{A.10}$$

avec $\delta_{m,n}$ le symbole de Kronecker. Les fonctions de Bessel de première espèce d'ordre k forment donc une base orthogonale. La projection d'une fonction f sur cette base s'écrit :

$$C_m=\langle f|\mathcal{J}_{0,m}\rangle=\frac{2}{\mathcal{J}_{1,m}(s_{0,m})^2}\int_0^1 xf(x)\,\mathcal{J}_{0,m}(x)\,dx \tag{A.11}$$

On rappelle également quelques propriétés utiles pour les fonctions de Bessel :

$$\mathcal{J}_{-k}(x)=(-1)^k\,\mathcal{J}_k(x) \tag{A.12}$$

$$\mathcal{J}_{k+1}(x)=\frac{k\mathcal{J}_{k+1}(x)}{x}-\mathcal{J}'_k(x) \tag{A.13}$$

$$\frac{d}{dx}\left\{x^k\mathcal{J}_k(x)\right\}=x^k\mathcal{J}_{k-1}(x) \tag{A.14}$$

A.1.3 Changement de référentiel

Le formalisme développé au cours de cette thèse se place essentiellement dans le référentiel du laboratoire dont les coordonnées spatio-temporelles sont (x,y,z,t). Cependant, par commodité, une partie des développements théoriques utilise un référentiel suivant l'impulsion laser. Si on considère une impulsion se propageant le long de l'axe (Oz) à la vitesse c, on définit les nouvelles coordonnées longitudinale et temporelle par le changement de variables

($\zeta = z - ct$,$\tau = t$). On a également les transformations suivantes :

$$\begin{array}{rcl} \dfrac{\partial}{\partial t} & = & \dfrac{\partial}{\partial \tau} - c\dfrac{\partial}{\partial \zeta} \\ \dfrac{\partial}{\partial z} & = & \dfrac{\partial}{\partial \zeta} \\ \dfrac{\partial^2}{\partial z \partial t} & = & \dfrac{\partial^2}{\partial \zeta \partial t} - c\dfrac{\partial^2}{\partial \zeta^2} \\ \dfrac{\partial^2}{\partial t^2} & = & \dfrac{\partial^2}{\partial \tau^2} + c^2\dfrac{\partial^2}{\partial \zeta^2} - 2c\dfrac{\partial^2}{\partial \zeta \partial \tau} \\ \dfrac{\partial^2}{\partial z^2} & = & \dfrac{\partial^2}{\partial \zeta^2} \end{array} \tag{A.15}$$

A.2 Constantes physiques

L'intégralité de cette thèse est écrite en unités du *Système International* (SI).

Symbole	Valeur	Unités	Autres
α	$1/137 \approx 7{,}297 \times 10^{-3}$	-	$\alpha = e^2/4\pi\varepsilon_0\hbar c$
$\hbar$	$1{,}054 \times 10^{-34}$	J.s	$\hbar c = 197\,\mathrm{MeV.fm}$
k_B	$1{,}381 \times 10^{23}$	$\mathrm{J.K^{-1}}$	$k_B = 8{,}617\,\mathrm{eV.K^{-1}}$
c	$2{,}998 \times 10^{8}$	$\mathrm{m.s^{-1}}$	$\varepsilon_0\mu_0 c^2 = 1$
ε_0	$8{,}854 \times 10^{-12}$	$\mathrm{F.m^{-1}}$	$\varepsilon_0\mu_0 c^2 = 1$
e	$1{,}602 \times 10^{-19}$	C	$1\,\mathrm{eV} = 1{,}602.10^{-19}\,\mathrm{J}$
μ_0	$1{,}257 \times 10^{-6}$	$\mathrm{H.m^{-1}}$	$\varepsilon_0\mu_0 c^2 = 1$
m_e	$9{,}109 \times 10^{-31}$	kg	$m_e c^2 \approx 511\,\mathrm{keV}$
r_e	$2{,}818 \times 10^{-15}$	m	$r_e = e^2/4\pi\varepsilon_0 m_e c^2$
a_B	$5{,}292 \times 10^{-11}$	m	$a_B = 4\pi\varepsilon_0\hbar^2/m_e e^2$
E_a	$5{,}150 \times 10^{11}$	$\mathrm{V.m^{-1}}$	$E_a = e/4\pi\varepsilon_0 a_B^2$
ω_a	$4{,}139 \times 10^{-16}$	$\mathrm{s^{-1}}$	$\omega_a = m_e e^4/16\pi^2\varepsilon_0^2\hbar^3$
N_A	$6{,}022 \times 10^{23}$	$\mathrm{mol^{-1}}$	$R = N_A k_B$
R	8,314	$\mathrm{J.mol^{-1}.K^{-1}}$	$R_{s,H_2} = R/M_{H_2} = 4124\,\mathrm{J.kg^{-1}.K^{-1}}$

Table A.1: Valeurs des constantes physiques

A.3 Énergies d'ionisation

Les énergies d'ionisation (EI) $\mathcal{E}_i$ en électron-volt de l'hydrogène (H), l'hélium (He), le carbone (C), l'azote (N), l'oxygène (O), le néon (Ne) et de l'argon (Ar) sont données par le Tab. A.2. Les intensité laser I_i correspondantes, dans le cas de la photo-ionisation par suppression de barrière (voir Sec. 1.3.5), sont obtenues en égalisant le potentiel électrique de l'impulsion laser avec celui de l'ionisation (Réf. [53]) :

$$I_i = \left(\frac{4\pi\varepsilon_0}{e^2}\right)^3 \frac{\mathcal{E}_i^4}{128\pi Z_i^2} , \tag{A.16}$$

avec Z_i le numéro de charge du noyau après ionisation.

Niveaux	H	He	C	N	O	Ne	Ar
1	13,6	24,6	11,3	14,5	13,6	21,6	15,8
2		54,4	24,4	29,6	35,1	41,0	27,6
3			47,9	47,5	54,9	63,5	40,7
4			64,5	77,5	77,4	97,1	59,8
5			392,1	97,9	113,9	126,2	75,0
6			490,0	552,1	138,1	158,0	91,1
7				667,0	739,3	207,0	124,3
8					871,4	239,1	143,5
9						1196	422,5
10						1362	478,7
11							539,0
12							618,3
13							686,1
14							755,7
15							854,8
16							918,0
17							4121
18							4426

Table A.2: Énergies d'ionisation (EI) E_i en électron-volt de l'hydrogène (H), l'hélium (He), le carbone (C), l'azote (N), l'oxygène (O), le néon (Ne) et de l'argon (Ar).

Niveaux	H	He	C	N	O	Ne	Ar
1	$1{,}4 \times 10^{14}$	$1{,}5 \times 10^{15}$	$6{,}5 \times 10^{13}$	$1{,}8 \times 10^{14}$	$1{,}4 \times 10^{14}$	$8{,}7 \times 10^{14}$	$2{,}5 \times 10^{14}$
2		$8{,}7 \times 10^{15}$	$3{,}5 \times 10^{14}$	$7{,}7 \times 10^{14}$	$1{,}5 \times 10^{15}$	$2{,}8 \times 10^{15}$	$5{,}8 \times 10^{14}$
3			$2{,}3 \times 10^{15}$	$2{,}3 \times 10^{15}$	$4{,}0 \times 10^{15}$	$2{,}2 \times 10^{16}$	$3{,}2 \times 10^{15}$
4			$4{,}3 \times 10^{15}$	$9{,}0 \times 10^{15}$	$9{,}0 \times 10^{15}$	$1{,}4 \times 10^{14}$	$1{,}4 \times 10^{14}$
5			$3{,}8 \times 10^{18}$	$1{,}5 \times 10^{16}$	$2{,}7 \times 10^{16}$	$4{,}0 \times 10^{16}$	$5{,}1 \times 10^{15}$
6			$6{,}4 \times 10^{18}$	$1{,}0 \times 10^{19}$	$4{,}0 \times 10^{16}$	$6{,}9 \times 10^{16}$	$7{,}6 \times 10^{15}$
7				$1{,}6 \times 10^{19}$	$2{,}4 \times 10^{19}$	$1{,}5 \times 10^{17}$	$1{,}9 \times 10^{16}$
8					$3{,}6 \times 10^{19}$	$2{,}0 \times 10^{17}$	$2{,}6 \times 10^{16}$
9						$1{,}0 \times 10^{20}$	$1{,}6 \times 10^{18}$
10						$1{,}4 \times 10^{20}$	$2{,}1 \times 10^{18}$
11							$2{,}8 \times 10^{18}$
12							$4{,}1 \times 10^{18}$
13							$5{,}2 \times 10^{18}$
14							$6{,}6 \times 10^{18}$
15							$9{,}5 \times 10^{18}$
16							$1{,}1 \times 10^{19}$
17							$4{,}0 \times 10^{21}$
18							$4{,}8 \times 10^{21}$

Table A.3: Intensité laser d'ionisation par suppression de barrière en $\mathrm{W.cm^{-2}}$ de l'hydrogène (H), l'hélium (He), le carbone (C), l'azote (N), l'oxygène (O), le néon (Ne) et de l'argon (Ar).

Annexe B

Quelques propriétés des faisceaux laser

Cette annexe présente quelques résultats sur les propriétés des faisceaux laser utilisés au cours de cette thèse. On décrit brièvement la propagation d'un faisceau gaussien dans le vide ainsi que la correction de front d'onde basée sur l'analyse des polynômes de Zernike.

B.1 Faisceaux gaussiens

B.1.1 Champ électrique

A l'instar des ondes planes, un faisceau gaussien est une solution particulière des équations de Maxwell (Éq. C.1, C.2, C.3, C.4) dans le vide, résultant de l'approximation paraxiale. L'évolution temporelle et la distribution spatiale du champ électrique $\boldsymbol{E_L}$ d'une impulsion laser assimilée à un faisceau gaussien est :

$$\boldsymbol{E_L}(r,z,t) = E_{L,max}\frac{w_0}{w(z)}\exp\left[-\frac{r^2}{w^2(z)}\right]\exp\left[-2\ln 2\frac{(z-ct)^2}{c^2\tau_L^2}\right] \tag{B.1}$$

$$\times\,\Re\left\{\exp\left[i\omega_L t - ik_L z - ik_L\frac{r^2}{2\mathscr{R}(z)} + i\psi_g(z)\right]\boldsymbol{u_r}\right\}\,, \tag{B.2}$$

avec $\Re$ l'opérateur partie réelle, c la vitesse de la lumière, $\boldsymbol{u_r}$ le vecteur unitaire transverse à la propagation de l'impulsion indiquant la polarisation de l'impulsion laser : $\boldsymbol{u_r} = \boldsymbol{u_{x,y}}$ pour une polarisation linéaire et $\boldsymbol{u_r} = (\boldsymbol{u_x} \pm i\boldsymbol{u_x})/\sqrt{2}$ pour une polarisation linéaire. $E_{L,max}$ est le champ électrique maximal, τ_L la durée à mi-hauteur, ω_L la pulsation, k_L le nombre d'onde l'impulsion laser. L'évolution de son enveloppe w au cours de la propagation le long de l'axe (Oz) est donnée par :

$$w(z) = w_0\sqrt{1+\left(\frac{z}{z_R}\right)^2}\,, \tag{B.3}$$

avec w_0 la taille au *waist* définie par :

$$w_0 = \frac{\lambda_L f}{\pi w_i}\,, \tag{B.4}$$

avec f la longueur focale de l'optique, w_i le rayon de l'enveloppe avant focalisation, λ_L la

longueur d'onde de l'impulsion laser et z_R la longueur de Rayleigh telle que :

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda_L} \, . \tag{B.5}$$

On définit le rayon de courbure de l'enveloppe comme étant :

$$\mathscr{R}(z) = z\left(1 + \frac{z_R^2}{z^2}\right) \, , \tag{B.6}$$

et la phase de Gouy par :

$$\psi_g(z) = \arctan\left(\frac{z}{z_R}\right) \, . \tag{B.7}$$

B.1.2 Intensité moyenne

L'intensité moyenne du champ électrique laser est définie par :

$$I_L = \frac{c\varepsilon_0}{2}|\boldsymbol{E_L}|^2 \, . \tag{B.8}$$

En appliquant cette définition à l'Éq. B.2, l'intensité d'une impulsion laser gaussienne est donc :

$$I_L(r,z,t) = I_{L,max}\frac{w_0}{w(z)}\exp\left[-\frac{2r^2}{w^2(z)}\right]\exp\left[-4\ln 2\frac{(z-ct)^2}{c^2\tau_L^2}\right]\mathscr{P}(r,z,t) \, , \tag{B.9}$$

avec $I_{L,max} = c\varepsilon_0 E_{L,max}^2/2$ l'intensité crête et $\mathscr{P}(r,z,t)$ le paramètre de polarisation tel que :

$$\mathscr{P}(r,z,t) = \begin{cases} \cos^2\left[\omega_L t - k_L z - k_L\dfrac{r^2}{2\mathscr{R}(z)} + \psi_g(z)\right] & \text{(polarisation linéaire)}, \\ 1/2 & \text{(polarisation circulaire)}. \end{cases} \tag{B.10}$$

B.1.3 Potentiel vecteur normalisé

B.1.3.1 Relation en Intensité moyenne et potentiel vecteur normalisé maximum

En utilisant les Éq. C.6 et C.5, le potentiel vecteur normalisé $\boldsymbol{a}$ et le champ électrique laser $\boldsymbol{E_L}$ sont liés par la relation :

$$\boldsymbol{a} = \frac{e\boldsymbol{A}}{m_e c} \approx -\frac{e}{m_e c}\frac{\partial \boldsymbol{E_L}}{\partial t} \, . \tag{B.11}$$

On note le maximum du potentiel vecteur normalisé $a_0 = \max(|\boldsymbol{a}|)$. En combinant les Éq. B.9 et B.11, et en supposant que l'enveloppe laser varie peu sur un cycle optique de période

$(2\pi/\omega_L \ll \tau_L)$, on établit une relation entre l'intensité laser crête et a_0 :

$$a_0^2 = I_{L,max}\frac{2e}{\varepsilon_0 m_e^2 c^3 \omega_L^2}\max\left(\mathscr{P}\right) \approx \begin{cases} 0{,}4676 \times I_{L,max}\,[10^{18}\,\mathrm{W.cm^{-2}}] & \text{(polarisation linéaire)}, \\ 0{,}2338 \times I_{L,max}\,[10^{18}\,\mathrm{W.cm^{-2}}] & \text{(polarisation circulaire)}. \end{cases} \tag{B.12}$$

B.1.3.2 Polarisation et extrema de l'intensité moyenne et du potentiel vecteur normalisé

On considère à présent le profil longitudinal de la norme du potentiel vecteur normalisé $\boldsymbol{a}$ ainsi que du champ électrique laser $\boldsymbol{E_L}$. Dans le cas d'une polarisation linéaire, $a = |\boldsymbol{a}|$ est nul quand $E_L = |\boldsymbol{E_L}|$ est maximum (Fig. B.1(a)) alors que a et E_L atteignent leur valeur maximale simultanément en $z = 0$ pour une polarisation circulaire.

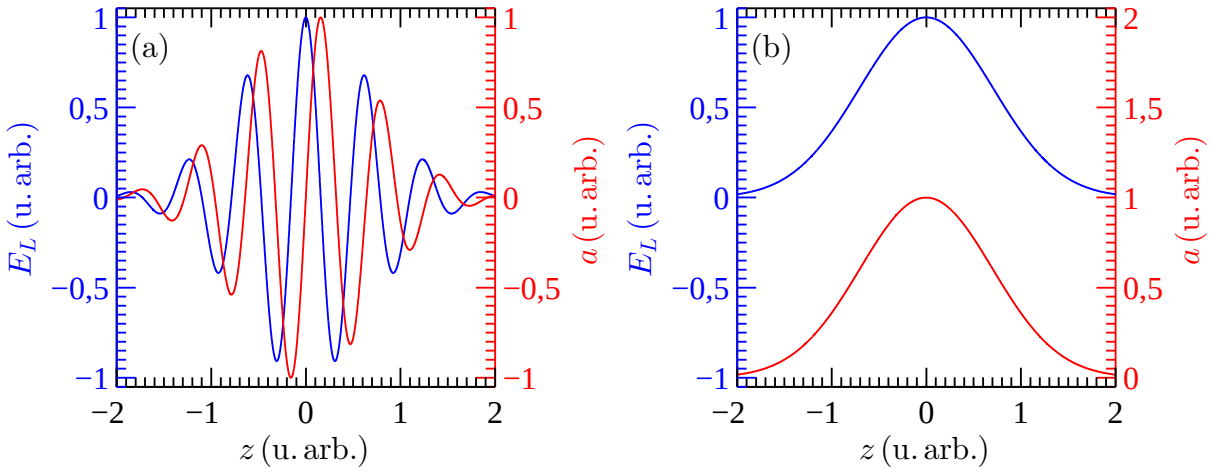


Figure B.1 : Normes du champ électrique laser $E_L = |\boldsymbol{E_L}|$ et du vecteur potentiel normalisé $a = |\boldsymbol{a}|$ en fonction de la position longitudinal z pour (a) une polarisation linéaire et (b) une polarisation circulaire.

B.2 Polynômes de Zernike et correction de tache focale

La correction du front d'onde d'une impulsion laser requiert sa caractérisation. Pour cela, on utilise un analyseur de front d'onde dont le fonctionnement est décrit en Réf. [45]. Le front d'onde est décomposé en polynômes de Zernike (Z_n^m) qui sont orthogonaux entre eux et définis sur le disque unité $(r,\varphi) \in [0;1] \times [0;2\pi]$ par :

$$Z_n^m\left(r,\varphi\right) = R_n^m\left(r\right)\cos\left(m\varphi\right)\ , \tag{B.13}$$

$$Z_n^{-m}\left(r,\varphi\right) = R_n^m\left(r\right)\sin\left(m\varphi\right)\ , \tag{B.14}$$

avec $n,m \in \mathbb{N}$ tels que $n \geq m$ et $R_n^m = 0$ si $n - m$ est impair, sinon :

$$R_n^m = \sum_{k=0}^{(n-m)/2} \frac{(-1)^k\,(n-k)!}{k!\,[(n+m)/2-k]!\,[(n-m)/2-k]!} r^{n-2k}\ . \tag{B.15}$$

On trace sur la Fig. B.2 les quinzes premiers polynômes de Zernike, sur le disque unité, correspondant aux aberrations optiques les plus fréquentes :

- Z_0^0 : Piston, déplace le plan focal sans altérer la qualité du front d'onde.
- $Z_1^{\pm 1}$: Inclinaision du front d'onde ce qui a pour effet de déplacer latéralement ou verticalement la tache focale.
- $Z_2^{\pm 2}$: Astigmatisme.
- Z_2^0 : Défocalisation.
- $Z_2^{\pm 3}$: Astigmatisme triangulaire ou trèfle.
- $Z_1^{\pm 1}$: Coma.
- Le quatrième ordre ($n = 4$) correspond aux aberrations sphériques.

À partir de la mesure du front d'onde, on détermine la nature des aberrations qui composent le faisceau laser. Ainsi, en modifiant la surface d'un miroir déformable de telle sorte qu'on corrige ces aberrations, on peut annuler les polynômes d'ordre $n \geq 1$ et obtenir un front d'onde plan au foyer de l'impulsion laser.

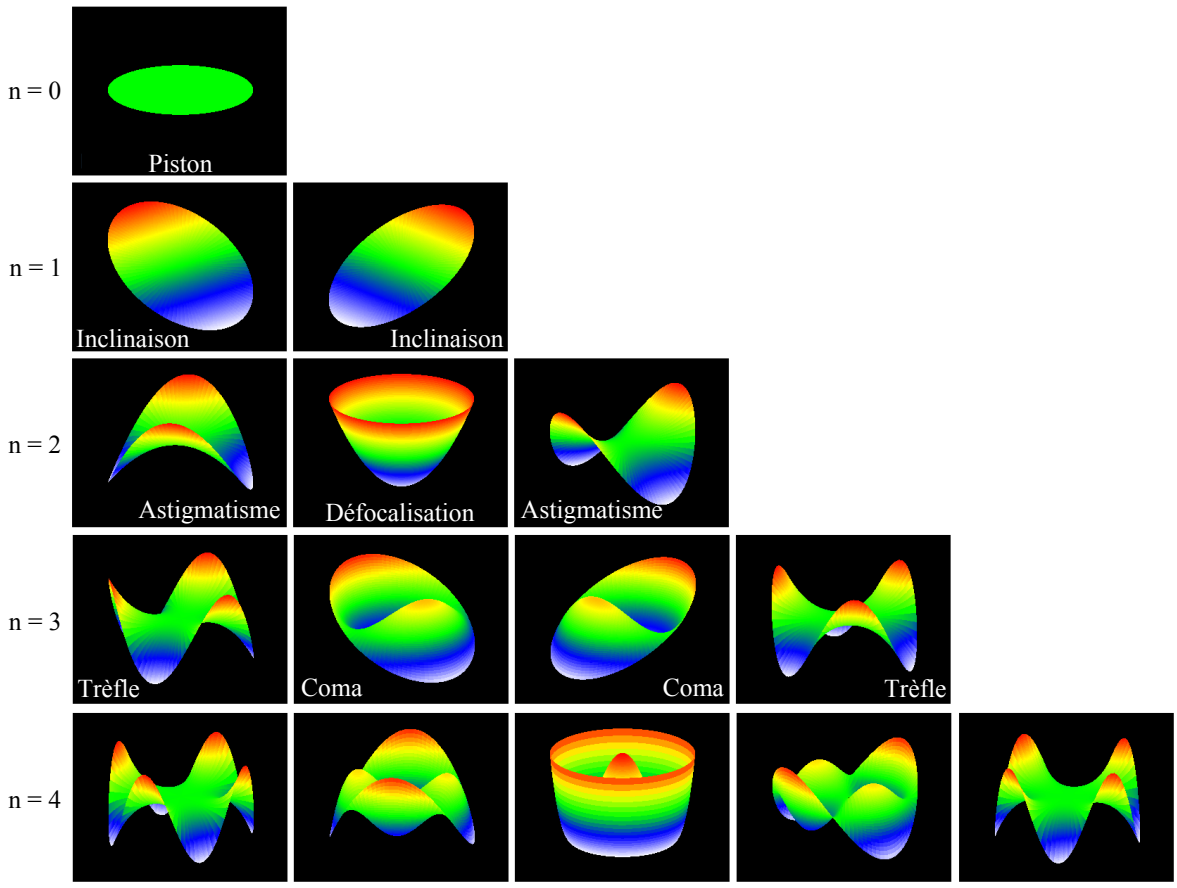


Figure B.2 : Représentation sur le disque unité des quinzes premiers polynômes de Zernike correspondants aux aberrations optiques les plus fréquentes.

Annexe C

Onde de plasma créée par sillage laser

Cette annexe présente les équations fondamentales de l'accélération plasma par sillage laser, ainsi que leur résolution pour une géométrie 1D et une géométrie 3D.

C.1 Équations fondamentales

C.1.1 Équations de Maxwell

Une onde de plasma et une impulsion laser sont des ondes électromagnétiques. Le champ électrique $\boldsymbol{E}$ et le champ d'induction magnétique $\boldsymbol{B}$ d'une onde électromagnétique sont régies par les équations de Maxwell :

$$\boldsymbol{\nabla} \cdot \boldsymbol{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \,, \tag{C.1}$$

$$\boldsymbol{\nabla} \cdot \boldsymbol{B} = 0 \,, \tag{C.2}$$

$$\boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{E} = -\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} \,, \tag{C.3}$$

$$\boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{B} = \mu_0 \left(\boldsymbol{j} + \varepsilon_0 \frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t} \right) \,, \tag{C.4}$$

avec ρ la densité volumique de charge et $\boldsymbol{j}$ le vecteur densité de courant . Sachant que la divergence d'un rotationel est nulle (Éq. A.2), l'Éq. C.2 permet de définir un potentiel vecteur [1] $\boldsymbol{A}$ tel que :

$$\boldsymbol{B} = \boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{A} \,. \tag{C.5}$$

De plus, puisque le rotationel d'un gradient est toujours nul (Éq. A.3), on définit également un potentiel scalaire Φ qui satisfait l'Éq. C.3 :

$$\boldsymbol{E} = -\boldsymbol{\nabla} \Phi - \frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial t} \,. \tag{C.6}$$

Afin de simplifier les développements théoriques présentés lors de cette thèse, on proposera une description du problème *via* l'utilisation des potentiels (Φ,$\boldsymbol{A}$). De plus, afin de fermer le

1. En unités du système international, le potentiel vecteur $\mathbf{A}$ n'est pas homogène à un potentiel électrique mais à un potentiel magnétique.

système d'équations, on fera appel à la jauge de Coulomb :

$$\boldsymbol{\nabla} \cdot \boldsymbol{A} = 0 \ . \tag{C.7}$$

On rappelle également l'expression de la jauge de Lorenz :

$$\boldsymbol{\nabla} \cdot \boldsymbol{A} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \phi}{\partial t} = 0 \ . \tag{C.8}$$

C.1.2 Équation de Vlasov

Une onde de plasma est également une onde de matière contenant des particules chargées. Par conséquent, la fonction de distribution $f_\alpha(\boldsymbol{r},\boldsymbol{p},t)$ de particules de masse m_α et de charge q_α est régie par l'équation de Vlasov :

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \boldsymbol{v} \cdot \frac{\partial f_\alpha}{\partial \boldsymbol{r}} + q_\alpha \left(\boldsymbol{E} + \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}\right) \cdot \frac{\partial f_\alpha}{\partial \boldsymbol{p}} = 0 \ , \tag{C.9}$$

avec t le temps, $\boldsymbol{r}$ le vecteur position , $\boldsymbol{v}$ le vecteur vitesse et $\boldsymbol{p}$ la quantité de mouvement . On définit la densité électronique $n_e(\boldsymbol{r},t)$ du plasma et la vitesse moyenne électronique $\overline{\boldsymbol{v_e}}(r,t)$ comme étant :

$$n_e(\boldsymbol{r},t) = \iiint f_e(\boldsymbol{r},\boldsymbol{p},t)\, d^3\boldsymbol{p} \ , \tag{C.10}$$

$$\overline{\boldsymbol{v}}_{\boldsymbol{e}}(\boldsymbol{r},t) = \frac{1}{n_e(\boldsymbol{r},t)} \iiint \boldsymbol{v} f_e(\boldsymbol{r},\boldsymbol{p},t)\, d^3\boldsymbol{p} \ . \tag{C.11}$$

En intégrant l'Éq. C.9 sur l'espace des vitesses et en faisant l'approximation des plasmas froids, on obtient la conservation de la charge électrique et celle du bilan de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \boldsymbol{\nabla} \cdot (n_e \overline{\boldsymbol{v}}_{\boldsymbol{e}}) = 0 \ , \tag{C.12}$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \overline{\boldsymbol{v}}_{\boldsymbol{e}} \cdot \boldsymbol{\nabla}\right) \overline{\boldsymbol{p}}_{\boldsymbol{e}} = -e\left(\boldsymbol{E} + \overline{\boldsymbol{v}}_{\boldsymbol{e}} \times \boldsymbol{B}\right) \ , \tag{C.13}$$

avec $\bar{\boldsymbol{p}}_{\boldsymbol{e}}$ le moment moyen des électrons.

C.1.3 Mise en forme des équations fondamentales

On définit la densité volumique de charge comme étant $\rho = -e\left(n_e - n_{e0}\right)$ avec n_{e0} la densité électronique du plasma à l'équilibre. Cette dernière est égale à Zn_{i0} où n_{i0} est la densité ionique à l'équilibre et Z le numéro atomique moyens des ions. En considérant cette notation et la gauge de Coulomb, la première équation fondamentale s'obtient à partir de l'Éq. C.1 :

$$\boxed{\triangle \Phi = \frac{e}{\varepsilon_0}\left(n_e - n_{e0}\right)} \tag{C.14}$$

On utilise directement l'équation de continuité [2] (Éq. C.12) comme seconde équation fondamentale :

$$\boxed{\frac{\partial n_e}{\partial t} + \boldsymbol{\nabla} \cdot (n_e \boldsymbol{v_e}) = 0} \tag{C.15}$$

La troisième équation fondamentale est obtenue en injectant $\boldsymbol{j} = -en_e\boldsymbol{v_e}$ et les Éq. C.5, C.6 dans l'Éq. C.4 :

$$\boxed{\Box \boldsymbol{A} = \frac{n_e e}{\varepsilon_0 c^2}\boldsymbol{v_e} + \frac{1}{c^2}\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{\nabla}\phi} \tag{C.16}$$

La quatrième et dernière équation fondamentale nécessaire pour fermer le système d'équations est établie à partir du bilan des moments (Éq. C.13). En injectant les Éq. C.5 et C.6 dans l'Éq. C.13, on obtient :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \boldsymbol{v_e} \cdot \boldsymbol{\nabla}\right) \boldsymbol{p_e} = e\left(\boldsymbol{\nabla}\Phi + \frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial t} + -\boldsymbol{v_e} \times (\boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{A})\right)$$

$$\Leftrightarrow \frac{\partial}{\partial t}(\boldsymbol{p_e} - e\boldsymbol{A}) = e\boldsymbol{\nabla}\Phi + (\boldsymbol{v_e} \cdot \boldsymbol{\nabla})\,\overline{\boldsymbol{p}}_{\boldsymbol{e}} - e\boldsymbol{v_e} \times (\boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{A}) \ . \tag{C.17}$$

En utilisant la transformation de l'Éq. A.4 et le facteur de Lorentz des électrons $\gamma_e = \sqrt{1 + \boldsymbol{p_e}^2/m_e^2c^2}$ avec m_e la masse au repos d'un électron, on peut réécrire le terme $(\boldsymbol{v_e} \cdot \boldsymbol{\nabla})\,\boldsymbol{p_e}$ en :

$$(\boldsymbol{v_e} \cdot \boldsymbol{\nabla})\,\boldsymbol{p_e} = m_e c^2 \boldsymbol{\nabla}\gamma_e - \boldsymbol{v_e} \times (\boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{p_e}) \ . \tag{C.18}$$

On injecte maintenant ceci dans l'Éq. C.17 :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\boldsymbol{p_e} - e\boldsymbol{A}) = \boldsymbol{\nabla}\left(e\Phi - m_e c^2 \gamma_e\right) + \boldsymbol{v_e} \times [\boldsymbol{\nabla} \times (\boldsymbol{p_e} - e\boldsymbol{A})] \ . \tag{C.19}$$

Afin de montrer que le terme $\boldsymbol{v_e} \times [\nabla \times (\boldsymbol{p_e} - e\boldsymbol{A})] = \boldsymbol{0}$, on écrit le rotationnel de l'équation précédente en sachant que le rotationnel d'un gradient est toujours nul (Éq. A.3) :

$$\frac{\partial \boldsymbol{g}}{\partial t} = \boldsymbol{\nabla} \times (\boldsymbol{v_e} \times \boldsymbol{g}) \ , \tag{C.20}$$

en posant $\boldsymbol{g} = \boldsymbol{\nabla} \times (\boldsymbol{p_e} - e\boldsymbol{A})$. Pour $t = 0$, $\boldsymbol{v_e} = \boldsymbol{p_e} = \boldsymbol{A} = \boldsymbol{0}$ donc $\boldsymbol{g}\,(0) = \partial \boldsymbol{g}/\partial t)_{t=0} = \boldsymbol{0}$. Par récurrence, on montre que $\forall t, \boldsymbol{g} = \boldsymbol{0}$. Par conséquent, l'Éq. C.15 est simplifiée et devient la quatrième équation fondamentale :

$$\boxed{\frac{\partial}{\partial t}(\boldsymbol{p_e} - e\boldsymbol{A}) = \boldsymbol{\nabla}\left(e\Phi - m_e c^2 \gamma_e\right)} \tag{C.21}$$

2. On abandonne à présent la notation « $\overline{\boldsymbol{v}}_{\boldsymbol{e}}$ » au profit de « $\boldsymbol{v_e}$ » afin de simplifier l'écriture mais il faut garder à l'esprit que ce terme renvoit à une vitesse moyenne de la distribution électronique dans l'espace des phases.

C.1.4 Équations fondamentales normalisées

On utilise désormais des variables normalisées afin de simplifier l'écriture des équations fondamentales. On définit ainsi le potentiel électrostatique normalisé ϕ , le potentiel vecteur normalisé $\boldsymbol{a}$ et le vecteur moment normalisé $\boldsymbol{u_e}$ tels que :

$$\phi = \frac{e\Phi}{m_e c^2} \,, \tag{C.22}$$

$$\boldsymbol{a} = \frac{e\boldsymbol{A}}{m_e c} \,, \tag{C.23}$$

$$\boldsymbol{u_e} = \frac{\boldsymbol{p_e}}{m_e c} = \frac{\gamma_e \boldsymbol{v_e}}{c} = \gamma_e \boldsymbol{\beta_e} \,, \tag{C.24}$$

où $\boldsymbol{\beta_e}$ est le vecteur vitesse normalisée des électrons. Les équations fondamentales (Éq. C.14, C.15, C.16, C.21) deviennent :

$$\triangle\phi + k_p^2 \left(1 - \frac{n_e}{n_{e0}}\right) = 0 \,, \tag{C.25}$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + c\boldsymbol{\nabla} \cdot \left(\frac{n_e \boldsymbol{u_e}}{\gamma_e}\right) = 0 \,, \tag{C.26}$$

$$\Box\boldsymbol{a} - k_p^2 \frac{n_e}{n_{e0}} \frac{\boldsymbol{u_e}}{\gamma_e} - \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{\nabla}\phi = \boldsymbol{0} \,, \tag{C.27}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\boldsymbol{u_e} - \boldsymbol{a}) + c\boldsymbol{\nabla}(\gamma_e - \phi) = \boldsymbol{0} \,, \tag{C.28}$$

avec $k_p = \sqrt{e^2 n_{e0}/\varepsilon_0 m_e c^2}$ le nombre d'onde de l'onde de plasma. On définit également la pulsation plasma correspondante comme étant $\omega_p = ck_p$.

C.2 Résolution 1D et approximation quasi-statique

C.2.1 Hypothèses 1D et conséquences

On se propose maintenant de résoudre les équations fondamentales normalisées (Éq. C.25, C.26, C.27, C.28) dans le cas d'un système à une dimension, c'est à dire lorsque les variables ne dépendent que de (z,t) et que $\boldsymbol{\nabla} = \boldsymbol{u_z}\partial/\partial$z. La jauge de Coulomb ($\boldsymbol{\nabla}\cdot\boldsymbol{A} = \partial A_z/\partial z = 0$) et les conditions aux limites permettent de conclure que $A_z = 0$ et donc que le potentiel vecteur est un champ transverse : $\boldsymbol{a} = \boldsymbol{a}_\perp$. Par conséquent, la partie longitudinale et la partie transverse de l'Éq. C.28 s'écrivent ainsi :

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\gamma_e \beta_{e,\parallel}\right) = c\frac{\partial}{\partial z}(\phi - \gamma_e) \,, \tag{C.29}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\boldsymbol{u}_{e,\perp} - \boldsymbol{a}) = \boldsymbol{0} \,. \tag{C.30}$$

Les conditions initiales permettent également d'affirmer que le mouvement transverse des électrons est uniquement régi par le potentiel vecteur : $\boldsymbol{u_{e,\perp}} = \boldsymbol{a}$. Ce résultat a plusieurs conséquences. Premièrement, on peut réexprimer le facteur de Lorentz comme étant :

$$\gamma_e = \sqrt{\frac{1+\boldsymbol{a}^2}{1-\boldsymbol{\beta_{e,\parallel}}^2}} \, . \tag{C.31}$$

Deuxièmement, en projetant la partie longitudinale et la partie transverse de l'Éq. C.27, on obtient deux nouvelles équations :

$$\frac{1}{c}\frac{\partial^2\phi}{\partial z \partial t} = -k_p^2 \frac{n_e}{n_{e0}} \frac{\boldsymbol{u_{e,\parallel}}}{\gamma_e} \, , \tag{C.32}$$

$$\Box_\parallel \boldsymbol{a} = k_p^2 \frac{n_e}{n_{e0}} \frac{\boldsymbol{a}}{\gamma_e} \, . \tag{C.33}$$

En adoptant le référentiel de l'impulsion laser décrit en Sec. A.1.3, on obtient les équations fondamentales normalisées 1D à partir des Éq. C.25, C.26, C.33 et C.29 :

$$\frac{\partial^2\phi}{\partial\zeta^2} + k_p^2\left(1 - \frac{n_e}{n_{e0}}\right) = 0 \, , \tag{C.34}$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial\tau} - c\frac{\partial}{\partial\zeta}\left[n_e\left(1-\beta_{e,\parallel}\right)\right] = 0 \, , \tag{C.35}$$

$$\left(\frac{2}{c}\frac{\partial^2}{\partial\zeta\partial\tau} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial\tau^2} - \frac{n_e}{n_{e0}}\frac{k_p^2}{\gamma_e}\right)\boldsymbol{a} = \boldsymbol{0} \, , \tag{C.36}$$

$$\frac{\partial}{\partial\tau}\left(\gamma_e\beta_{e,\parallel}\right) - c\frac{\partial}{\partial\zeta}\left[\phi - \gamma_e\left(1-\beta_{e,\parallel}\right)\right] = 0 \, . \tag{C.37}$$

C.2.2 Approximation quasi-statique

L'approximation quasi-statique établit que les dérivées temporelles $\partial/\partial\tau$ sont négligeables. Par conséquent, les Éq. C.35 et C.37 deviennent après intégration :

$$n_e\left(1-\beta_{e,\parallel}\right) = n_{e0} \, , \tag{C.38}$$

$$\gamma_e\left(1-\beta_{e,\parallel}\right) = \phi + 1 \, . \tag{C.39}$$

L'utilisation conjointe des Éq. C.38 et C.39 dans les Éq. C.34 et C.36 permet d'écrire les équations différentielles couplées régissant l'évolution des potentiels ϕ et $\boldsymbol{a}$ le long de l'axe de l'impulsion laser :

$$\frac{\partial^2\phi}{\partial\zeta^2} - \frac{k_p^2}{2}\left[\frac{1+\boldsymbol{a}^2}{(1+\phi)^2} - 1\right] = 0 \, , \tag{C.40}$$

$$\left[\frac{2}{c}\frac{\partial^2}{\partial\zeta\partial\tau} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial\tau^2}\right]\boldsymbol{a} - k_p^2\frac{\boldsymbol{a}}{1+\phi} = 0 \, . \tag{C.41}$$

C.3 Résolution 3D en régime linéaire

C.3.1 Approximations du régime linéaire et notations

Le régime d'interaction est dit linéaire quand le plasma est faiblement perturbé par le passage d'une impulsion laser, où chaque paramètre plasma X s'écrit comme étant $X = X_0 + \delta X$ avec X_0 sa valeur à l'équilibre et $\delta X \ll X_0$ sa perturbation. Un tel régime impose que $a = |\boldsymbol{a}| \ll 1$. Par conséquent, il est possible d'exprimer les variables X *via* un développement de Taylor en a (Réf. [37]) :

$$X = X_0 + \delta X = X_0 + \sum_{n=1}^{+\infty} \frac{a^n}{n!} \frac{\partial^n X}{\partial a^n}\Bigg)_{a\to 0} = X_0 + \sum_{n=1}^{+\infty} \delta^{(n)} X \ , \tag{C.42}$$

où X représente n_e, ϕ, $\boldsymbol{u_e}$ et γ_e. La résolution des équations fondamentales normalisées nécessite d'effectuer des développements jusqu'à l'ordre 3 en a. Ainsi, puisque $\delta^{(n)} \propto a^n$, alors $\forall n > 3, \delta^{(n)} \approx 0$. Les conditions initiales imposent que $\phi_0 = 0$ et $\boldsymbol{u_{e0}} = \boldsymbol{0}$. On en déduit que $\gamma_{e0} = 1$, $\delta^{(1)}\gamma_e = 0$ et $\delta^{(2)}\gamma_e = \left(\delta^{(1)}\boldsymbol{u_e}\right)^2/2$. On pose l'hypothèse que $\delta^{(1)} n_e = 0$, et on vérifiera *in fine* que n'est pas contradictoire avec les résultats obtenus.

Remarque : Les notations utilisées dans le Chap. 1 sont différentes afin de faciliter la lecture des équations. Par convention, on écrit $\delta X = \delta_{HF} X + \delta_{BF} X$ tel que $\delta_{HF} X = \delta^{(1)} X$ et $\delta_{BF} X = \delta^{(2)} X$.

C.3.2 Équations de l'onde de plasma

En développant l'Éq. C.25 à l'ordre 1 en a, on constate que $\delta^{(1)}\phi \propto \delta^{(1)} n_e = 0$. Par conséquent, l'Éq. C.28 à l'ordre 1 en a montre que $\partial \delta^{(1)}\boldsymbol{u_e}/\partial \mathrm{t} = \partial \boldsymbol{a}/\partial \mathrm{t}$, soit $\delta^{(1)}\boldsymbol{u_e} = \boldsymbol{a}$ en considérant les conditions aux limites et initiales. On peut réécrire maintenant le facteur de Lorentz comme étant $\gamma_e \approx 1 + \boldsymbol{a}^2/2$. On développe à présent l'Éq. C.28, C.26 et C.28 à l'ordre 2 en a :

$$\triangle\left(\delta^{(2)}\phi\right) + k_p^2 \left(\frac{\delta^{(2)} n_e}{n_{e0}}\right) = 0 \ , \tag{C.43}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\delta^{(2)} n_e}{n_{e0}}\right) + c\boldsymbol{\nabla} \cdot \left(\delta^{(2)}\boldsymbol{u_e}\right) = 0 \ , \tag{C.44}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\delta^{(2)}\boldsymbol{u_e}\right) + c\boldsymbol{\nabla}\left(\frac{\boldsymbol{a}^2}{2} - \delta^{(2)}\phi\right) = \boldsymbol{0} \ . \tag{C.45}$$

En injectant les Éq. C.43 et C.45 dans l'Éq. C.44 dérivée par rapport au temps, on obtient les équations de l'onde de plasma, c'est-à-dire l'équation de la pertubation en densité électronique du plasma et celle du potentiel électrostatique en résultant :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_p^2\right)\left(\frac{\delta^{(2)} n_e}{n_{e0}}\right) = c^2 \triangle \left(\frac{\boldsymbol{a}^2}{2}\right) \ , \tag{C.46}$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_p^2\right)\left(\delta^{(2)}\phi\right) = \omega_p^2 \frac{\boldsymbol{a}^2}{2} \ . \tag{C.47}$$

On constate que la perturbation électronique et le potentiel électrostatique sont bien de l'ordre de a^2, ce qui n'infirme pas l'hypothèse faîte en Sec. C.3.1. En faisant l'approximation quasi-statique (voir Sec. 1.2.2.2), les équations de l'onde de plasma dans le référentiel de l'impulsion laser deviennent :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial\zeta^2}+k_p^2\right)\left(\frac{\delta^{(2)}n_e}{n_{e0}}\right)=\triangle\left(\frac{\boldsymbol{a}^2}{2}\right)\ , \tag{C.48}$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial\zeta^2}+k_p^2\right)\left(\delta^{(2)}\phi\right)=k_p^2\frac{\boldsymbol{a}^2}{2}\ . \tag{C.49}$$

C.3.3 Équation de l'enveloppe laser

On développe à présent l'Éq. C.27 jusqu'à l'ordre 3 en a :

$$\Box\boldsymbol{a}=k_p^2\left(1+\frac{\delta^{(2)}n_e}{n_{e0}}-\frac{\boldsymbol{a}^2}{2}\right)\boldsymbol{a}-\boldsymbol{G_2}-\boldsymbol{G_3}\ , \tag{C.50}$$

où

$$\boldsymbol{G_i}=k_p^2\delta^{(i)}\boldsymbol{u_e}+\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\left(\nabla\delta^{(i)}\phi\right)\ . \tag{C.51}$$

A partir des Éq. C.43 et C.44, on montre $\boldsymbol{\nabla}\cdot\boldsymbol{G_i}=0,\forall i$. Les conditions aux limites permettent de conclure par récurrence que $\boldsymbol{G_2}=\boldsymbol{G_3}=\boldsymbol{0}$ et donc l'Éq. C.50 dans le référentiel du laser (voir Sec. A.1.3) devient de l'enveloppe laser :

$$\left(\triangle^{\perp}+\frac{2}{c}\frac{\partial^2}{\partial\tau\partial\zeta}-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial\tau^2}\right)\boldsymbol{a}=k_p^2\left(1+\frac{\delta^{(2)}n_e}{n_{e0}}-\frac{\boldsymbol{a}^2}{2}\right)\boldsymbol{a}\ . \tag{C.52}$$

C.3.4 Sillage laser pour une impulsion gaussienne

On étudie à présent le sillage laser dans le cas où l'impulsion laser est une gaussienne polarisée circulairement :

$$\boldsymbol{a}\left(r,\zeta\right)=a_0\exp\left[-\frac{r^2}{w_0^2}-\frac{\zeta^2}{L_L^2}\right]\ , \tag{C.53}$$

où w_0 est la dimension transverse du faisceau laser au *waist*, *i.e.* la position pour laquelle l'intensité vaut e^{-2} de l'intensité maximum. $L_L=c\tau_L/\sqrt{2\ln 2}$ est la longueur de l'impulsion laser et τ_L sa durée largeur à mi-hauteur.

Le potentiel électrostatique, résultant du passage de l'impulsion laser dans un plasma, est décrit par l'Éq. C.48 dont la solution est obtenue par méthode de variation des constantes [3] :

$$\delta^{(2)}\phi\left(r,\zeta\right)=-\frac{k_p}{2}\int_{-\zeta}^{+\infty}\boldsymbol{a}^2\sin\left[k_p\left(\zeta-\zeta'\right)\right]d\zeta'\ . \tag{C.54}$$

Sachant qu'après le passage de l'impulsion $\boldsymbol{a}\approx\boldsymbol{0}$, on étend le domaine d'intégration à l'ensemble $]-\infty;+\infty[$. En développant le sinus en deux termes dépendant de ζ et ζ', et en

3. On utilise également l'identité suivante : $\sin\left(a-b\right)=\cos b\sin a-\cos a\sin b$

sachant que $\boldsymbol{a}^2$ est une fonction paire, on réécrit le potentiel électrostatique comme étant :

$$\delta^{(2)}\phi\left(r,\zeta\right) = -\frac{k_p}{2}a_0^2\sin\left(k_p\zeta\right)\exp\left(-\frac{2r^2}{w_0^2}\right)\int_{-\infty}^{+\infty}\exp\left(-\frac{2\zeta'^2}{L_L^2}\right)\cos\left(k_p\zeta'\right)d\zeta' \ . \tag{C.55}$$

On constate que l'équation précédente est la transformée de Fourier d'une gaussienne. Par conséquent, le potentiel normalisé s'exprime ainsi :

$$\delta^{(2)}\phi\left(r,\zeta\right) = -\frac{a_0^2\,\omega_p\tau_L}{4\sqrt{\ln 2/\pi}}\exp\left(-\frac{\omega_p^2\tau_L^2}{16\ln 2}\right)\exp\left(-\frac{2r^2}{w_0^2}\right)\sin\left(k_p\zeta\right) \ . \tag{C.56}$$

Connaissant l'expression du potentiel électrostatique, on peut désormais déterminer le champ électrostatique et la densité électronique de l'onde de plasma. On rappelle que le champ électrostatique est proportionnel au gradient du potentiel normalisé tel que $\boldsymbol{E} = -m_e c^2/e \times \boldsymbol{\nabla}\phi$, et que la densité électronique au laplacien du potentiel normalisé telle que $\delta^{(2)}n_e/n_{e0} = \triangle\phi/k_p^2$. Par conséquent, les composantes longitudinale et radiale du champ électrostatique, notées E_ζ et E_r respectivement, et la densité électronique s'expriment :

$$E_z = \frac{m_e c}{e}\frac{a_0^2\,\omega_p^2\tau_L}{4\sqrt{\ln 2/\pi}}\exp\left(-\frac{\omega_p^2\tau_L^2}{16\ln 2}\right)\exp\left(-\frac{2r^2}{w_0^2}\right)\cos\left(k_p\zeta\right) \ , \tag{C.57}$$

$$E_r = -\frac{m_e c^2}{e}\frac{a_0^2\,\omega_p\tau_L}{w_0^2\sqrt{\ln 2/\pi}}\exp\left(-\frac{\omega_p^2\tau_L^2}{16\ln 2}\right)r\exp\left(-\frac{2r^2}{w_0^2}\right)\sin\left(k_p\zeta\right) \ , \tag{C.58}$$

$$\frac{\delta^{(2)}n_e}{n_{e0}} = \frac{a_0^2\,\omega_p\tau_L}{4\sqrt{\ln 2/\pi}}\exp\left(-\frac{\omega_p^2\tau_L^2}{16\ln 2}\right)\exp\left(-\frac{2r^2}{w_0^2}\right)\sin\left(k_p\zeta\right)\left\{1+\frac{8}{w_0^2k_p^2}\left(1-\frac{2r^2}{w_0^2}\right)\right\} \ . \tag{C.59}$$

Annexe D

Grandeurs turbulentes et simulations OpenFOAM

Cette annexe présente les grandeurs utilisées pour décrire numériquement le remplissage turbulent d'un tube capillaire, dans le cadre du modèle $k-\varepsilon$. On donne également les conditions aux limites des simulations fluides OpenFOAM présentées en Sec. 2.4.3.

D.1 Grandeurs turbulentes

La description de l'écoulement turbulent est basé sur le modèle $k-\varepsilon$, un modèle du premier ordre à double équation de fermeture moyennant les propriétés des tourbillons présents dans le fluide (Réf. [172]). On définit l'intensité de la turbulence comme étant le rapport entre, d'une part, u_t la moyenne quadratique des fluctuations de vitesse dues à la turbulence, et d'autre part, la vitesse moyenne U_{H_2} du fluide, égale ici à la vitesse $c_{H_2} = 1290\,\mathrm{m.s^{-1}}$ du son dans du H_2 :

$$I_t = \frac{u_t}{c_{H_2}} \,, \tag{D.1}$$

L'énergie de turbulence k, c'est-à-dire l'énergie contenue dans les tourbillons, s'exprime en $\mathrm{m^2.s^{-2}}$ telle que :

$$k = \frac{3}{2} u_t^2 \,. \tag{D.2}$$

Dans le cas d'un écoulement de H_2 pur au sein de tubes capillaires, la turbulence peut être décrite à l'aide du nombre de Reynolds Re dont l'expression est :

$$Re = \frac{D_h c_{H_2} \varrho_{H_2}}{\mu_{H_2}} \,, \tag{D.3}$$

avec μ_{H_2} (resp. ρ_{H_2}) la viscosité dynamique (resp. masse volumique) du H_2 pur, et D_h le diamètre hydraulique égal au double du rayon interne r_{cap} du tube capillaire. L'intensité de turbulence dans les tubes capillaires est estimée selon la formule suivante :

$$I_t = \frac{0{,}16}{Re^{\frac{1}{8}}} \,, \tag{D.4}$$

L'utilisation conjointe des quatre équations précédentes permet d'estimer u_t puis k.

La turbulence dans un tube est également décrite grâce à une longueur L_t, appelée longueur de turbulence, qui caractérise les tourbillons se développant dans un écoulement turbulent. Dans un tube où l'écoulement est pleinement établi, on a :

$$L_t = 0{,}07 D_h \ . \tag{D.5}$$

Les tourbillons au sein du fluide sont instables et ont tendance à se briser en des tourbillons de plus petite taille. Ce processus s'arrête lorsque les tourbillons ont atteint une dimension telle que l'énergie de turbulence est convertie en énergie thermique. Le taux de dissipation de l'énergie de turbulence ε ($\mathrm{W.kg^{-1}}$) est estimé par :

$$\varepsilon = \frac{C_\mu^{\frac{3}{4}} k^{\frac{3}{2}}}{L_t} \ , \tag{D.6}$$

avec $C_\mu = 0{,}09$ une constante propre au modèle $k-\varepsilon$. A l'instar des particules fluides composant l'écoulement, la dynamique des tourbillons dépend d'une viscosité dynamique (resp. diffusivité thermique), dite de turbulence et notée μ_t (resp. α_t), s'exprimant en $\mathrm{m^2.s^{-1}}$ telle que :

$$\mu_t = \frac{\rho_{H_2} C_\mu k^2}{\varepsilon} \ , \tag{D.7}$$

$$\alpha_t = \frac{\mu_t}{0{,}85 \rho_{H_2}} \ ,. \tag{D.8}$$

D.2 Conditions limites pour les simulations fluides OpenFOAM

D.2.1 Définitions des surfaces

La géométrie de la transition fente / enceinte est donnée sur la Fig. 2.5 et se compose de trois types de surfaces, qualifiées de Fente, Verre et Fuite. Les surfaces de type Fente et Fuite (resp. Verre) sont définies comme étant des objets C++ de catégorie Pièce (resp. Parois). Chaque catégorie de surface dispose de conditions aux limites particulières, adaptées aux différents paramètres fluide décrivant l'écoulement. La suite de cette annexe présente et décrit brièvement les conditions aux limites utilisées lors des simulations fluide utilisant le solveur *sonicfoam* (Sec. 2.4.3).

D.2.2 Pression P_{H_2}

Les conditions aux limites pour la pression P_{H_2} du fluide sont données dans la Tab. D.1. En supposant que la fente a une pression constante durant le remplissage, on choisit d'utiliser la fonction *fixedValue* (condition de Dirichlet), avec un argument de 5×10^4 Pa, pour les surfaces de type Fente. Quant aux surfaces de type Verre, la fonction *zeroGradient* (condition de Neumann avec un flux nul) est employée afin de modéliser l'impossibilité du fluide à pénétrer dans le verre du tube capillaire. Finalement, on implémente la condition *waveTransmissive* à l'ensemble des extrémités de l'enceinte. Cette condition permet d'éviter la réflexion d'ondes

Surface	Entrée	Argument
Fente	type	fixedValue
	value	uniform 50000
Verre	type	zeroGradient
Fuite	type	waveTransmissive
	field	p
	phi	phi
	rho	rho
	psi	thermo:psi
	gamma	1,41
	filedInf	500
	lInf	0,01
	value	uniform 500

Table D.1: Conditions aux limites pour la pression P_{H_2} du fluide sur les surfaces Fente, Verre et Fuite définies lors des simulations fluides OpenFOAM.

de matière telles que celles provenant de la fuite de gaz à la sortie du tube. On peut ainsi minimiser la taille de la boîte de vide, et donc réduire le temps de calcul, sans fausser la forme du gradient de gaz.

D.2.3 Vitesse $\boldsymbol{U_{H_2}}$

Les conditions aux limites pour le vecteur vitesse moyenne $\boldsymbol{U}_{\boldsymbol{H_2}}$ du fluide sont données dans la Tab. D.2.

Surface	Entrée	Argument
Fente	type	pressureInletVelocity
	value	uniform (0 0 0)
Verre	type	zeroGradient
	value	uniform (0 0 0)
Fuite	type	InletOutlet
	inletValue	uniform (0 0 0)
	value	uniform (0 0 0)

Table D.2: Conditions aux limites pour la vitesse moyenne U_{H_2} du fluide sur les surfaces Fente, Verre et Fuite définies lors des simulations fluides OpenFOAM.

Pour les surfaces de type Fente, la vitesse du fluide est décrite par une condition de type *pressureInletOulet*, qui fixe l'orientation du vecteur vitesse en fonction de la pression dans la cellule au contact de la surface. Pour les surfaces de type Fuite, la condition *inletOutlet* est utilisée. Elle est équivalente à un *zeroGradient* (resp. *fixedValue* d'argument *inletValue*) si le vecteur vitesse sort (resp. entre) du volume définie par la géométrieward in which case it is fixed value (inletValue).

D.2.4 Température T_{H_2}

Les conditions aux limites pour la température T_{H_2} du fluide sont données dans la Tab. D.3.

Surface	Entrée	Argument
Fente	type	zeroGradient
Verre	type	zeroGradient
Fuite	type	InletOutlet
	inletValue	uniform 293,15
	value	uniform 293,15

Table D.3: Conditions aux limites pour la température T_{H_2} du fluide sur les surfaces Fente, Verre et Fuite définies lors des simulations fluides OpenFOAM.

D.2.5 Taux de dissipation ε

Les conditions aux limites pour le taux de dissipation ε de l'énergie turbulente sont données dans la Tab. D.4. La condition *compressible::turbulentMixingLengthDissipationRateInlet* pour les surfaces de type Fente calcule ε en fonction de la longueur de turbulence (*mixingLength*) grâce aux Éq. D.5 et D.6. La condition *compressible::epsilonWallFunction* gère la valeur de ε au voisinage d'un mur, avec pour argument la valeur initale de ε. On précise que toutes les fonctions qualifiées de *Wall*, la théorie de « loi de la paroi » (*law of the wall*) est appliquée, ce qui implique que la vitesse moyenne d'un écoulement turbulent en un point est proportionnelle au logarithme décimal de la distance de ce point à la paroi. Les constantes numériques de ce modèle sont celles implémentées dans OpenFOAM (Réf. [170]).

Surface	Entrée	Argument
Fente	type	compressible::turbulentMixingLengthDissipationRateInlet
	mixingLength	$1{,}2460 \times 10^{-5}$
	value	uniform 5×10^{11}
Verre	type	compressible::epsilonWallFunction
	value	uniform 5×10^{11}
Fuite	type	InletOutlet
	inletValue	uniform 5×10^{11}
	value	uniform 5×10^{11}

Table D.4: Conditions aux limites pour le taux de dissipation ε de l'énergie turbulente sur les surfaces Fente, Verre et Fuite définies lors des simulations fluides OpenFOAM.

D.2.6 Énergie de turbulente k

Les conditions aux limites pour l'énergie de turbulence k sont données dans la Tab. D.5. Pour les surfaces de type Fente, la condition *turbulentIntensityKineticEnergyInlet* impose une certaine intensité de turbulence au flux de matière entrant dans la boîte de simulation. La condition *compressible::kqRWallFunction* gère la valeur de k au voisinage d'un mur, avec pour argument la valeur initale de k.

Surface	Entrée	Argument
Fente	type	turbulentIntensityKineticEnergyInlet
	intensity	0,3817
	value	uniform 50000
Verre	type	compressible::kqRWallFunction
	value	uniform $3{,}6 \times 10^{4}$
Fuite	type	inletOutlet
	inletValue	uniform $3{,}6 \times 10^{4}$
	value	uniform $3{,}6 \times 10^{4}$

Table D.5: Conditions aux limites pour l'énergie de turbulence k sur les surfaces Fente, Verre et Fuite définies lors des simulations fluides OpenFOAM.

D.2.7 Viscosité dynamique de turbulence μ_t

Les conditions aux limites pour la viscosité dynamique de turbulence μ_t sont données dans la Tab. D.6. La condition *mutkWallFunction* gère la valeur de μ_t au voisinage d'un mur en

fixant arbitrairement sa valeur à 0. Les conditions *calculated* indiquent que μ_t est calculé par le solveur selon l'Éq. D.7.

Surface	Entrée	Argument
Fente	type	calculated
	value	uniform 0
Verre	type	mutkWallFunction
	value	uniform 0
Fuite	type	calculated
	value	uniform 0

Table D.6: Conditions aux limites pour la viscosité dynamique de turbulence μ_t sur les surfaces Fente, Verre et Fuite définies lors des simulations fluides OpenFOAM.

D.2.8 Diffusivité thermique de turbulence α_t

Les conditions aux limites pour la diffusivité thermique de turbulence α_t sont données dans la Tab. D.7. La condition *compressible::alphatWallFunction* gère la valeur de α_t au voisinage d'un mur en fixant arbitrairement sa valeur à 0. Les conditions *calculated* indiquent que μ_t est calculé par le solveur selon l'Éq. D.8.

Surface	Entrée	Argument
Fente	type	calculated
	value	uniform 0
Verre	type	compressible::alphatWallFunction
	value	uniform 0
Fuite	type	calculated
	value	uniform 0

Table D.7: Conditions aux limites pour la diffusivité thermique de turbulence α_t sur les surfaces Fente, Verre et Fuite définies lors des simulations fluides OpenFOAM.

Annexe E

Publications et contributions de l'auteur

Publications

Avec comité de lecture

1. M. Hansson, H. Ekerfelt, B. Aurand, I. Gallardo González, X. Davoine, F. G. Desforges, T. L. Audet, S. Dobosz Dufrénoy, A. Persson, C.-G. Wahlström, B. Cros and O. Lundh, *Ionization-induced injection and laser wakeeld acceleration of electrons in density down-ramps*, New J. Phys. , (en cours de soumission).

2. T. L. Audet, P. Lee, F. G. Desforges, M. Hansson, G. Maynard, S. Dobosz Dufrénoy, B. Aurand, I. Gallardo González, A. Maitrallain, P. Monot, C.-G. Whalström O. Lundh and B. Cros, *Investigation of ionization-induced electron-injection driven by laser wakefield in a plasma density profile*, Phys. Plasmas, (en cours de soumission).

3. F.G. Desforges, B.S. Paradkar, M. Hansson, J. Ju, L. Senje, T.L. Audet, A. Persson, S. Dobosz-Dufrénoy, O. Lundh, G. Maynard, P. Monot, J.L. Vay, C.-G. Wahlström, and B. Cros, *Dynamics of ionization-induced electron injection in laser-wakefield acceleration*, Phys. Plasmas **21** (12), 120703

4. F.G. Desforges, M. Hansson, J. Ju, L. Senje, T.L. Audet, S. Dobosz-Dufrénoy, A. Persson, O. Lundh, C.-G. Wahlström, and B. Cros, *Reproducibility of electron beams from laser wakefield acceleration in capillary tubes*, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. Sec. A **740** (2014), 054059.

5. M. Hansson, L. Senje, A. Persson, O. Lundh, C.-G. Wahlström, F.G. Desforges, J. Ju, T.L. Audet, B. Cros, S. Dobosz Dufrénoy, and P. Monot, *Enhanced stability of laser wakefield acceleration using dielectric capillary tubes*, Phys. Rev. Accel. Beams **17** (2014), 031303.

6. B. Cros, B.S. Paradkar, X. Davoine, A. Chancé, F.G. Desforges, S. Dobosz-Dufrénoy, N. Delerue, J. Ju, T.L. Audet, G. Maynard, M. Lobet, L. Gremillet, P. Mora, J. Schwindling, O. Delferrière, C. Bruni, C. Rimbault, T. Vinatier, A. Di Piazza, M. Grech, C. Riconda, J.R. Marquès, A. Beck, A. Specka, Ph. Martin, P. Monot, D. Normand, F. Mathieu, P. Audebert, and F. Amiranoff, *Laser plasma acceleration of electrons with multi-PW laser beams in the frame of CILEX*, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. Sec. A **740** (2014), 027033.

Sans comité de lecture

1. F. G. Desforges, B. S. Paradkar, M. Hansson, T. L. Audet, J. Ju, I. Gallardo-González, B. Aurand, P. Lee, L. Senje, A. Persson, S. Dobosz Dufrénoy, O. Lundh, G. Maynard, P. Monot, J. L. Vay, C.-G. Wahlström, B. Cros, *Analysis of electron injection in Laser Wakefield Acceleration using betatron emission in capillary tubes*. Proc. SPIE **9514** (2015), 95140Z.

Contributions

Présentations orales

1. Analysis of Electron Injection in Laser-Wake Field Acceleration using Betatron Emission in Capillary Tubes, *SPIE Europe Optics + Optoelectronics*, 2015, du 13 au 16 Avril 2015 à Prague (République Tchèque).
2. Dynamics of Ionization-Induced Electron Injection in Laser-Wakefield Acceleration, *33rd European Conference on Light Interaction with Matter*, du 1 au 5 Septembre 2014 à Paris (France).
3. Injecteur Laser-Plasma d'Electrons pour Accélérateur Multi-Etages (Présentation invitée), *6ème Forum de l'Institut Laser-Plasma*, du 2 au 7 Février 2014, à Orcières (France).
4. Reproductibilité de Faisceaux d'Electrons Générés par Accélération Sillage Laser dans des Tubes Capillaires, *Les Journées Accélérateurs de l'Inter-division Physique des Accélérateurs et Technologies Associées*, du 13 au 16 Octobre 2013 à Roscoff (France).

Posters

1. Processus d'Injection Laser-Plasma pour Accélérateurs Laser-Plasma Multi-Etages, *22èmeCongrès Général de la Société Française de Physique*, du 1 au 5 Juillet 2013, à Marseille (France).
2. Reproducibility of Electrons Beams from Laser-Wakefield Acceleration in Capillary Tubes, *1st European Advanced Accelerator Concepts Workshop*, du 2 au 7Juin 2013 à La Biodola, Ile d'Elbe (Italie).

Liste des notations

$\mathcal{A}_m$	: Amplitude de la m$^{\text{ème}}$ harmonique du rayonnement bêtatron
α	: Constante de structure fine
α_L	: Proportion d'énergie, d'une impulsion laser, comprise dans un cercle de diamètre égal à la largeur à mi-hauteur
α_m	: Paramètre de la m$^{\text{ème}}$ harmonique du rayonnement bêtatron
α_t	: Diffusivité thermique de turbulence
$\alpha_{_{p,H_2}}$	: Polarisabilité moyenne d'une molécule de dihygrogène à température ambiante
$\Box$	: Opérateur d'alembertien
$\boldsymbol{A_{ret}}$	: Potentiel vecteur retardé du rayonnement électromagnétique émis par un électron relativiste accéléré
$\boldsymbol{A}$	: Potentiel vecteur du champ électromagnétique
$\boldsymbol{a}$	: Potentiel vecteur normalisé du champ électromagnétique
A	: Nombre de masse
a_0	: Norme maximale du potentiel vecteur normalisé
a_B	: Rayon de Bohr
$a_{0,1}$	: Potentiel vecteur normalisé de l'impulsion laser pompe
$a_{0,2}$, $a_{0,3}$	: Potentiel vecteur normalisé de l'impulsion laser d'injection
$\mathcal{B}_X$	: Brillance d'un faisceau synchrotron
$\beta_{e,r}$	: Vitesse radiale normalisée des électrons
β_p	: Vitesse de phase normalisée de l'onde de plasma
β_{th}	: Vitesse thermique normalisée des électrons d'un plasma chaud
$\boldsymbol{\beta_e}$	: Vecteur vitesse normalisé des électrons du plasma
$\boldsymbol{B_L}$	: Vecteur champ magnétique de l'impulsion laser
$\boldsymbol{B}$	: Vecteur champ magnétique
B_A	: Champ magnétique de l'aimant du spectromètre à électrons
χ^2	: Carré de l'écart entre la transmission théorique et la transmission mesurée d'un rayonnement X

χ_i : Proportion d'un dopant à électrons dans un mélange gazeux

c : Vitesse de la lumière

C_μ : Constante propre au modèle $k - \varepsilon$

C_e : Nombre de coups sur la caméra du diagnostic à électrons

C_m : Proportion d'énergie laser incidente couplée au mode propre m du tube capillaire

C_X : Nombre de coups sur la caméra du diagnostic bêtatron

c_{H_2} : Vitesse du son dans du dihydrogène

$C_{e,tot}$: Nombre total de coups sur la caméra du diagnostic à électrons

C_{IR} : Coups détectés par la caméra du diagnostic tir à tir d'énergie laser

C_{tot} : Proportion totale d'énergie couplée au tube capillaire

δE : Perturbation du champ électrique du plasma

δn_e : Perturbation de la densité électronique du plasma

δr_c : Distance entre le centre du tube capillaire et le centroïde de la tache laser dans le plan focal

δr_{px} : Taille d'un pixel de caméra

δv_e : Perturbation de la vitesse des électrons du plasma

ΔW_{max} : Gain maximal d'énergie des électrons

δx_c : Projection de δr_c sur l'axe (Ox)

δy_c : Projection de δr_c sur l'axe (Oy)

$\delta^{(n)}$: Opérateur du développement de Taylor à l'ordre n

$\delta_\parallel n_e$: Perturbation en densité électronique parallèle à la propagation de l'impulsion laser

$\delta_\pm z$: Incertitude positive/négative de la position de la source de rayonnement bêtatron due à sa dimension transverse non-nulle

$\delta_\perp n_e$: Perturbation en densité électronique transverse à la propagation de l'impulsion laser

$\delta_{BF} X$: Perturbation basse fréquence (fréquence plasma) de la variable plasma X

$\delta_{HF} X$: Perturbation à haute fréquence (fréquence laser) de la variable plasma X

$\delta_{m,n}$: Symbole de Kronecker

$\triangle\psi_d$: Déphasage entre les deux bras de l'interféromètre Mach-Zehnder

$\triangle B_A$: Incertitude sur le champ magnétique de l'aimant du spectromètre à électrons

$\triangle D_{AE}$: Incertitude sur la distance de dérive entre l'aimant du spectromètre à électrons et l'écran phosphorescent

$\triangle E$: Maximum du champ électrique de charge d'espace

$\triangle L_A$: Incertitude sur la longueur de l'aimant du spectromètre à électrons

$\triangle n$: Amplitude de densité électronique d'un canal de plasma préformé

$\triangle n_e$: Maximum de la perturbation en densité électronique

$\triangle n_p$: Densité électronique d'un canal de plasma préformé

$\triangle r_{L,éq}$: Pointé de l'impulsion laser dans le plan équivalent hors-axe

$\triangle r_{L,foc}$: Pointé de l'impulsion laser dans le plan focal

$\triangle \mathcal{E}_e$: Perte d'énergie des électrons lors de la traversée d'un matériau

$\triangle_s z$: Incertitude totale de la position de la source de rayonnement bêtatron due à sa dimension transverse non-nulle

$\triangle_{ang} \mathcal{E}_e$: Incertitude sur l'énergie des électrons dues à leur angle d'entrée dans l'aimant du spectromètre

$\triangle_{géo} z$: Incertitude de position due aux erreurs sur la géométrie du dispositif

$\triangle_{géo} \mathcal{E}_e$: Incertitude sur l'énergie des électrons dues aux incertitudes sur la géométrie

$\triangle_{ha} z$: Incertitude de la position de la source de rayonnement bêtatron due à sa position transverse hors-axe du tube

$\triangle_{pos} \mathcal{E}_e$: Incertitude sur l'énergie des électrons dues à leur position d'entrée dans l'aimant du spectromètre

$\triangle_{px} z$: Incertitude de position due à la taille d'un pixel de caméra

$\triangle_{px} y_e$: Résolution du système optique imageant la fluorescence du lanex

$\triangle_{px} \mathcal{E}_e$: Incertitude sur l'énergie des électrons dues à la résolution du système optique

$\triangle t$: Pas de temps d'une simulation fluide

D_h : Diamètre hydraulique

D_X : Distance entre le détecteur et l'entrée du tube capillaire

D_{AE} : Distance entre l'écran phosphorescent et l'aimant du spectromètre à électrons

d_{fil} : Diamètre du fil de la scie à fil à diamants

D_{SA} : Distance entre la face avant du tube capillaire et l'aimant du spectromètre à électrons

D_{SE} : Distance entre la face avant du tube capillaire et l'écran phosphorescent

$\widetilde{\mathcal{E}_L}$: Énergie réduite d'une impulsion laser

$\mathcal{E}_\beta$: Énergie totale du rayonnement bêtatron

$\mathcal{E}_c$: Énergie critique du spectre synchrotron du rayonnement bêtatron

$\mathcal{E}_H$: Énergie d'ionisation l'un atome d'hydrogène

$\mathcal{E}_i$: Énergie d'ionisation du i$^{\text{ème}}$ électron d'un atome

$\mathcal{E}_X$: Énergie d'un photon X incident sur la paroi interne d'un tube capillaire

$\mathcal{E}_X$: Énergie d'un photon X

$\mathcal{E}_{c,1,2}$: Énergies critiques d'un double spectre synchrotron

$\mathcal{E}_{e,max}$: Énergie maximale des électrons au sein d'un paquet

$\mathcal{E}_{e,min}$: Énergie minimale de détection du spectromètre

$\mathcal{E}_e$: Énergie des électrons.

$\mathcal{E}_L$: Énergie laser

$\mathcal{E}_{osc}$: Énergie totale d'oscillation d'un électron dans une onde de plasma

$\mathcal{E}_{pond}$: Énergie fournie à un électron *via* la force pondéromotrice d'une impulsion laser

$\mathcal{E}_{px+}$: Énergie potentielle d'un électron dans le champ électrique transverse focalisant d'une onde de plasma

$\mathcal{E}_{px-}$: Énergie potentielle d'un électron dans le champ électrique transverse défocalisant d'une onde de plasma

$\mathcal{E}_{pz}$: Énergie potentielle d'un électron dans le champ électrique longitudinal d'une onde de plasma

$\mathscr{E}$: Épaisseur d'un matériau traversé par des électrons

ϵ_β : Émittance transverse normalisée de la source bêtatron

$\epsilon_\perp$: Emittance transverse des électrons

η_p : Indice optique du plasma

η_{H_2} : Indice optique du dihydrogène gazeux

$\eta_{réf}$: Indice optique du bras référence de l'interféromètre de Mach-Zehnder

η_{sonde} : Indice optique du bras sonde de l'interféromètre de Mach-Zehnder

ε_0 : Permittivité diélectrique du vide

ε_r : Constante diélectrique des parois du tube capillaire

$\boldsymbol{E}$: Vecteur champ électrique

e : Charge élémentaire

E_0 : Champ électrique limite de déferlement non-relativiste des plasmas froids

E_a : Champ électrique atomique

E_L : Champ électrique de l'impusion laser

E_r : Champ électrique radial de l'onde de plasma dans le référentiel de l'impulsion laser

E_z : Champ électrique longitudinal de l'onde de plasma dans le référentiel de l'impulsion laser

E_0 : Champ électrique du plasma au repos

$E_{déf}$: Champ électrique limite de déferlement relativiste des plasmas froids

$E_{L,max}$: Champ électrique maximal de l'impulsion laser

$E_{L,m}$: Proportion de champ laser du m$^{\text{ième}}$ mode propre d'un tube capillaire

$E_{r,max}$: Amplitude du champ électrostatique radial de l'onde de plasma

$E_{z,max}$: Amplitude du champ électrostatique longitudinal de l'onde de plasma

$\mathcal{F}_{m,max}$: Flux transverse normalisé maximum du m$^{\text{ième}}$ mode propre d'un tube capillaire

$\mathcal{F}_m$: Flux transverse normalisé du m$^{\text{ième}}$ mode propre d'un tube capillaire

$\forall$: Pour tout

$\boldsymbol{\mathcal{F}_{\parallel}}$: Force électromagnétique parallèle à $\boldsymbol{\beta_e}$ et responsable du rayonnement électromagnétique

$\boldsymbol{\mathcal{F}_{\perp}}$: Force électromagnétique transverse à $\boldsymbol{\beta_e}$ et responsable du rayonnement électromagnétique

$\boldsymbol{\mathcal{F}}$: Force électromagnétique responsable du rayonnement électromagnétique

$\boldsymbol{F}$: Vecteur force de Lorentz

f : Longueur focale d'une optique de focalisation

F_P : Force pondéromotrice d'une impulsion laser

$F_{B,\perp}$: Force électromagnétique, d'une bulle de plasma, transverse à la propagation de l'impulsion laser

$f_e(\theta_e)$: Distribution angulaire des électrons dans un paquet

$F_{P,b}$: Force pondéromotrice d'un battement d'onde

γ_p : Facteur de Lorentz de l'onde de plasma

γ : Indice adiabatique d'un gaz diatomique parfait

Γ_e : Fluence d'un paquet d'électrons

γ_e : Facteur de Lorentz des électrons du plasma

Γ_X : Fluence du faisceau bêtatron

$\gamma_{e,\parallel}$: Facteur de Lorentz d'un électron selon sa direction de propagation

$\gamma_{e,\perp}$: Facteur de Lorentz transverse des électrons du plasma

$\widetilde{\gamma_e}$: Facteur de Lorentz réduit d'un électron oscillant dans le régime de l'onduleur

$\mathcal{H}$: Hamiltonien des électrons dans l'onde de plasma

$\mathcal{H}_0$: Hamiltonien d'un électron du plasma avant interaction laser-plasma

$\mathcal{H}_c$: Hamiltonien d'un électron lors de sa capture par l'onde de plasma

$\mathcal{H}_i$: Hamiltonien d'un électron après ionisation

$\mathcal{H}_s$: Hamiltonien de la séparatrice du portrait des phases

$\hbar$: Constante de Planck

$\mathcal{I}_{1,2}$: Intensité relative d'un double spectre synchrotron

I_i : Intensité d'ionisation d'un électron lié

I_L : Intensité d'une impusion laser

I_t : Intensité de la turbulence

I_X : Intensité d'émission bêtatron

I_{exc} : Potentiel moyen d'excitation d'un matériau

$I_{L,max}$: Intensité crête d'une impulsion laser

$\mathcal{J}_i$: Fonction de Bessel de première espèce à l'ordre i

$\boldsymbol{j}$: Vecteur densité de courant

κ : Paramètre de Keldysh

K_β : Force des oscillations bêtatron

k_β : Nombre d'onde des oscillations bêtatron

k_B : Constante de Boltzmann

k_L : Nombre d'onde de l'impulsion laser dans le plasma

k_p : Nombre d'onde de l'onde de plasma

k_u : Nombre d'onde d'un onduleur à électrons

$k_{\parallel,m}$: Coefficient d'amortissement du m$^{\text{ième}}$ mode propre d'un tube capillaire

$k_{\perp,m}$: Nombre d'onde transverse du m$^{\text{ième}}$ mode propre d'un tube capillaire

Kn : Nombre de Knudsen

$s_{k,m}$: m$^{\text{ième}}$ solution de l'équation $\mathcal{J}_k(s) = 0$

$\mathcal{L}_{H_2}$: Libre parcours moyen d'une molécule de dihydrogène

λ_β : Longueur d'onde des oscillations bêtatron

Λ_e : Calibration en charge du diagnostic à électrons

λ_L : Longueur d'onde de l'impulsion laser

λ_p : Longueur d'onde de l'onde de plasma

λ_u : Longueur d'onde d'un onduleur à électrons

Λ_X : Calibration en photons du diagnostic bêtatron

$\lambda_{L,1}$: Longueur d'onde de l'impulsion laser pompe

$\lambda_{L,2}$, $\lambda_{L,3}$: Longueur d'onde de l'impulsion laser d'injection

Λ_{ph} : Coefficient de conversion du lanex en photon/sr/pC

L_L : Longueur de l'impulsion laser

$\triangle$: Opérateur laplacien

$\triangle_\perp$: Opérateur laplacien transverse à la propagation de l'impulsion

λ_S : Période spatiale du sillage laser

L_β : Longueur d'émission du rayonnement bêtatron

$L_\dagger$: Largeur d'une fente d'entrée du gaz dans le tube capillaire

$L_\leftrightarrow$: Longueur du plateau de gaz entre les deux fentes du tube capillaire

$L_\nearrow$: Distance entre l'entrée du tube capillaire et la première fente

$L_\searrow$: Distance entre la deuxième fente du tube capillaire et sa sortie

L_A : Longueur de l'aimant du spectromètre à électrons

L_m : Longueur caractéristique d'amortissement du m$^{\text{ième}}$ mode propre d'un tube capillaire

L_p : Longueur du plasma

L_t : Longueur de turbulence

L_ϕ : Longueur de déphasage des électrons

L_{cap} : Longueur du tube capillaire

L_{diff} : Longueur de diffraction de l'impulsion laser

L_{opt} : Longueur du chemin optique de l'interféromètre Mach-Zehnder

L_{prop} : Distance de propagation d'une impulsion laser dans un plasma

L_{tr} : Longueur de la transition fente / enceinte d'un tube capillaire

$L_{ép}$: Longueur d'épuisement d'une impulsion laser

μ_0 : Perméabilité magnétique du vide

μ_t : Viscosité dynamique de turbulence

$\mu_{H_2,0}$: Viscosité dynamique du dihydrogène à température ambiante

μ_{H_2} : Viscosité dynamique du dihydrogène

M : Masse molaire

m_e : Masse de l'électron au repos

M_{H_2} : Masse molaire du dihydrogène

m_i : Masse des ions au repos

$\mathcal{N}_{X,tot}$: Nombre total de photons émis sur l'axe optique

ν : Viscosité cinématique

$\boldsymbol{\nabla}$: Opérateur nabla

N_β : Nombre d'oscillations bêtatron

N_A : Nombre d'Avogadro

n_c : Densité électronique critique pour une impulsion électromagnétique

N_e : Nombre d'électrons dans un paquet

n_e : Densité électronique du plasma

N_X : Nombre de photons rayonnés lors de l'oscillation bêtatron

n_{H_2} : Densité de molécules de dihydrogène

N_{cell} : Nombre de cellules d'une simulation fluide

n_{e0} : Densité électronique du plasma à l'équilibre

n_{i0} : Densité ionique du plasma à l'équilibre

$n_{rés}$: Densité électronique de résonance

N_{tir} : Nombre de tirs laser

ω_β : Pulsation des oscillations bêtatron

ω_a : Pulsation atomique

ω_c : Pulsation critique du spectre synchrotron du rayonnement bêtatron

ω_L : Pulsation de l'impulsion laser

ω_m : Pulsation de la m$^{\text{ème}}$ harmonique du rayonnement bêtatron

ω_p : Pulsation de l'onde de plasma

ω_u : Pulsation des oscillations d'un électron dans un onduleur

Ω_X : Angle solide du faisceau X

Ω_{opt} : Angle solide de collection du dispositif optique pour le diagnotic à électrons

ω_{pe} : Pulsation électronique de l'onde de plasma

ϖ : Distribution normalisée du gaz dans le tube capillaire,

$\widetilde{\omega}_m$: Pulsation réduite de la m$^{\text{ème}}$ harmonique du rayonnement bêtatron

$\mathscr{P}$: Paramètre de polarisation d'une impulsion laser

$\boldsymbol{\Phi}$: Potentiel scalaire d'une onde électromagnétique

ϕ : Potentiel electrostatique normalisé

ϕ_c : Potentiel électrostatique de l'onde de plasma à la position de capture d'un électron par l'onde de plasma

ϕ_i : Potentiel électrostatique de l'onde de plasma à la position d'ionisation d'un électron

ϕ_{min} : Valeur minimale du potentiel électrostatique de l'onde de plasma

ϕ_{ret} : Potentiel scalaire retardé du rayonnement électromagnétique émis par un électron relativiste accéléré

Π_e : Calibration spatiale du diagnostic à électrons

Π_L : Calibration spatiale de la caméra CCD 8 bits utilisée pour observer la tache focale sous vide

Ψ : Énergie réduite d'un photon X

ψ_g : Phase de Gouy d'un faisceau gaussien

φ_L : Phase de l'impulsion laser

φ_{inc} : $\pi - \varphi_{inc}$ est la longitude de l'axe laser par rapport à celui d'un tube capillaire

$\bar{\boldsymbol{p}}_{\boldsymbol{e}}$: Moment moyen des électrons

$\boldsymbol{p}$: Quantité de mouvement

P_β : Puissance rayonnée par un électron au cours d'une oscillation bêtatron

P_c : Puissance laser critique pour un plasma

P_L : Puissance laser

$P_{\mathrm{H}_2,cap}$: Pression de plateau dans un tube capillaire rempli de dihydrogène

$P_{\mathrm{H}_2,rés}$: Pression du dihydrogène contenu dans le réservoir

P_{vide} : Pression de vide dans l'enceinte expérimentale

Q_e : Charge d'un paquet d'électrons

Q_f : Débit massique de fuite du gaz à la sortie d'un tube capillaire

Q_{eff} : Éfficacité quantique de la caméra du diagnostic bêtatron

q_{eff} : Éfficacité quantique de la caméra du diagnostic à électrons

$\mathcal{R}_{cap}$: Coefficient de réflectivité des parois d'un tube capillaire

$\mathcal{R}_{SiO_2}$: Coefficient de réflectivité d'une surface lisse de SiO_2

$\mathscr{R}$: Rayon de courbure de l'enveloppe d'un faisceau gaussien

$\mathfrak{R}$: Opérateur partie réelle

ρ : Densité volumique de charge

ϱ_{H_2} : Masse volumique du dihydrogène

$\boldsymbol{r}$: Vecteur position

ϱ : Masse volumique

R : Constante des gaz parfaits

r_0 : Distance à l'axe optique du premier anneau sombre d'un tache d'Airy

r_β : Amplitude des oscillations bêtatron, taille de la source bêtatron

r_ℓ : Rayon de Larmor

r_B : Rayon d'une bulle de plasma

r_e : Rayon classique de l'électron

r_f : Position radiale de la fin de la zone de transition du rayonnement bêtatron mesuré

r_i : Position radiale du début de la zone de transition du rayonnement bêtatron mesuré

r_u : Amplitude des oscillations d'un électron dans un onduleur

R_{cap} : Rayon externe du tube capillaire

r_{cap} : Rayon interne du tube capillaire

$r_{L,1}$: Taille de l'impulsion laser pompe

$r_{L,2}$, $r_{L,3}$: Taille de l'impulsion laser d'injection

R_{s,H_2} : Constante spécifique du dihydrogène

Re : Nombre de Reynolds

$\mathcal{S}_m$: Spectre de la m$^{\text{ème}}$ harmonique du rayonnement bêtatron

σ_L : Écart-type de la distribution transverse du pointé laser

$\sigma_{_{H_2}}$: Diamètre cinétique de la molécule de dihydrogène

$\sigma_{e,y}$: Fluctuations de pointé vertical du paquet d'électrons

S_X : Moyenne azimutale d'un signal détecté par des pixels positionnés en (r,θ) sur la puce d'une caméra

s_X : Signal détecté par un pixel positionné en (r,θ) sur la puce de la caméra CCD X

$\mathcal{T}_{air}$: Transmission de rayons X à travers 5 mm d'air à 1 bar

$\mathcal{T}_{Be}$: Transmission de rayons X à travers 300 µm de feuille de béryllium

$\mathcal{T}_{cap}$: Transmission du tube capillaire

$\mathcal{T}_{comp}$: Transmission du compresseur

$\mathcal{T}_{m,exp}$: Transmission expérimentale du rayonnement bêtatron se propageant de la source au détecteur et traversant le m$^{\text{ième}}$ filtre de la matrice.

$\mathcal{T}_{m,théo}$: Transmission théorique du rayonnement bêtatron se propageant de la source au détecteur et traversant le m$^{\text{ième}}$ filtre de la matrice.

$\mathcal{T}_{opt}$: Transmission du dispositif optique pour le diagnotic à électrons

$\mathcal{T}_{X,m}$: Transmission de rayons X à travers le m$^{\text{ième}}$ filtre de Ross

$\mathcal{T}_i$: Taux d'ionisation pour la photo-ionisation tunnel d'atomes hydrogénoïdes

$\delta\Theta_e$: Ecart-type de la distribution angulaire des électrons pour la théorie de la diffusion de Molière

τ_L : Longueur de l'impulsion laser

τ_{ph} : Temps caractéristique de fluorescence de l'écran phosphorescent

Θ_0 : Angle d'ouverture d'un cône de rayonnement électromagnétique émis par un électron relativiste

θ_e : Angle entre la direction de propagation d'un électron et l'axe optique

Θ_X : Angle d'ouverture du cône de rayonnement bêtatron

Θ_{cap} : Angle d'ouverture d'un tube capillaire pour un photon émis en z

$\Theta_{e,f}$: Divergence finale à mi-hauteur d'un paquet d'électrons

$\Theta_{e,i}$: Divergence initiale à mi-hauteur d'un paquet d'électrons

Θ_e : Divergence à mi-hauteur d'un paquet d'électrons

θ_{inc} : Colatitude de l'axe laser par rapport à celui d'un tube capillaire

$\theta_{X,inc}$: Angle d'incidence d'un photon X sur la paroi interne d'un tube capillaire

ϑ_e : Divergence à mi-hauteur d'un paquet d'électrons d'énergie $\mathcal{E}_e$

T : Température d'un gaz

T_0 : Température ambiante

T_e : Température moyenne des électrons.

t_f : Temps final d'une simulation fluide

t_R : Temps de Rayleigh

T_S : Température de Sutherland

$t_{99\%}$: Temps de vidage du gaz contenu dans un tube capillaire

Υ : Proportion du spectre synchrotron contenue dans une bande de largeur $\triangle\omega/\omega = 0{,}1\%$ centrée sur ω_c.

$\boldsymbol{u_e}$: Vecteur vitesse normalisée des électrons du plasma

$\boldsymbol{u_i}$: Vecteur unitaire de l'axe i

u_0 : Moment normalisé d'un électron du plasma ayant une vitesse non-nulle avant l'interaction laser-plasma

u_t : Moyenne quadratique des fluctuations de vitesse dues à la turbulence

$u_{\perp,c}$: Moment transverse d'un électron lors de sa capture par l'onde de plasma

$u_{\perp,i}$: Moment transverse d'un électron après ionisation

U_{H_2} : Vitesse moyenne d'un écoulement de dihydrogène

$u_{r,max}$: Moment normalisé radial maximum des électrons

$\overline{\boldsymbol{v}}_{\boldsymbol{e}}$: Vecteur vitesse moyenne des électrons du plasma

$\boldsymbol{v}$: Vecteur vitesse

V_p : Signal de sortie de la photo-diode de l'interféromètre de Mach-Zehnder

$v_{\varphi,0}$: Vitesse de phase de l'impulsion laser pour $r/w_0 = 0$

$v_{\varphi,L}$: Vitesse de phase de l'impulsion laser

v_{e0} : Vitesse des électrons au repos

$v_{g,\infty}$: Vitesse de groupe de l'impulsion laser pour $k_p\zeta \to +\infty$

$v_{g,L}$: Vitesse de groupe de l'impulsion laser

$v_{g,m}$: Vitesse de groupe du m$^{\text{ième}}$ mode propre d'un tube capillaire

v_{i0} : Vitesse des ions au repos

V_{max} : Volume maximal des cellules maillant un tube capillaire lors d'une simulation fluide

V_{min} : Volume minimal des cellules maillant un tube capillaire lors d'une simulation fluide

w_0 : Taille transverse du faisceau laser au *waist*

w_i : Rayon de la fonction porte du faisceau laser avant focalisation

$w_{0,x}$: Taille au *waist*, selon l'axe (Ox), d'un faisceau laser

$w_{0,y}$: Taille au *waist*, selon l'axe (Oy), d'un faisceau laser

ξ_i : Fraction d'ionisation d'un atome

Ξ_{cap} : Rugosité des parois des tubes capillaires

X_0 : Longueur de radiation d'un matériau

$x_{c,i}$, $y_{c,i}$: Coordonnées du centroïde du paquet d'électrons

$\mathcal{Y}_{2/3}$: Fonction de Bessel de deuxième espèce à l'ordre 2/3

ζ_c : Position longitudinale initiale d'un électron lors de sa capture par l'onde de plasma

ζ_i : Position longitudinale initiale d'un électron après ionisation

Z : Numéro atomique

Z_i : Numéro de charge du noyau après ionisation.

z_R : Longueur de Rayleigh d'une impulsion gaussienne

Liste des figures

0.1 Diagramme de Livingston et vue aérienne du CERN . . . 2
0.2 Bulle de plasma . . . 4
0.3 Accélération plasma par sillage laser multi-étages . . . 5

1.1 Lois d'échelle pour la pulsation plasma et le champ électrostatique accélérateur 9
1.2 Description qualitative de l'accélération plasma par sillage laser . . . 11
1.3 Description qualitative de la force pondéromotrice . . . 15
1.4 Onde plasma par sillage laser pour le modèle 1D en régime linéaire et non-linéaire . . . 18
1.5 Champs électrostatiques transverses pour le modèle 3D en régime linéaire . . . 21
1.6 Vitesse de groupe et vitesse de phase de l'onde de plasma en régime linéaire 24
1.7 Limites de l'accélération plasma par sillage laser selon le modèle de Lu *et al.* 26
1.8 Espace des phases et piégeage d'électron au sein de l'onde de plasma en régime non-linéaire . . . 28
1.9 Espace des phases pour l'injection optique d'électrons . . . 31
1.10 Seuil et dynamique d'auto-injection . . . 37
1.11 Condition de piégeage pour l'ionisation induite par sillage laser . . . 39
1.12 Fraction d'ionisation . . . 41
1.13 Influence de l'ionisation sur le sillage laser . . . 42
1.14 Illustration du régime de l'onduleur et du wiggler, et de l'effet Doppler . . . 44
1.15 Distribution spectrale du rayonnement bêtatron émis par un électron relativiste 47
1.16 Distribution spatiale d'un faisceau rayonné par un électron relativiste . . . 49

2.1 Schéma et photographie d'un tube capillaire . . . 55
2.2 Proportion de l'énergie incidente couplée aux cinq premiers modes propres d'un tube capillaire . . . 59
2.3 Réduction de la transmission d'un tube capillaire lors d'un désalignement de l'axe laser . . . 60
2.4 Système de remplissage en gaz des tubes capillaires . . . 61
2.5 Vue 3D de la géométrie et du maillage construite pour l'étude de la distribution du gaz aux extrémités d'un tube capillaire . . . 65
2.6 Profils longitudinaux de densité électronique aux extrémités des tubes capillaires 67
2.7 Interféromètre de Mach-Zehnder . . . 69
2.8 Abaque de densité électronique dans les tubes capillaires . . . 70
2.9 Ombroscopie . . . 71
2.10 Réflectivité des rayons X sur les parois d'un tube capillaire . . . 74
2.11 Caustique . . . 74

3.1 Oscillateur et étages amplificateurs . . . 78
3.2 Amplification à dérive de fréquences . . . 80
3.3 Système de stabilisation de pointé laser . . . 82

3.4 Correction du front d'onde par le miroir déformable 83
3.5 Enceinte expérimentale 84
3.6 Profile transverse et enveloppe des impulsions laser 86
3.7 Correlations en énergie et pointé du diagnostic tir à tir de la tache focale . . 87
3.8 Transmission expérimentale d'un tube capillaire 88
3.9 Schéma et notations de la dispersion d'un paquet parfait d'électrons par un aimant 90
3.10 Carte de champ magnétique et courbe de dispersion de l'aimant 90
3.11 Schéma et notations de la dispersion d'un paquet parfait d'électrons par un aimant 93
3.12 Incertitudes sur la détermination de l'énergie des paquets d'électrons 94
3.13 Diagnostic de la divergence des paquets d'électrons 95
3.14 Efficacité quantique et transmission des filtres métalliques 98
3.15 Diagnostic de l'énergie critique du rayonnement bêtatron 100

4.1 Stabilité du pointé et du spectre des paquets d'électrons auto-injectés 105
4.2 Stabilité de l'énergie de paquets d'électrons auto-injectés 107
4.3 Stabilité de la charge de paquets d'électrons auto-injectés 108
4.4 Stabilité de la divergence pour de paquets d'électrons auto-injectés 109
4.5 Correlations entre énergie et charge 110
4.6 Charge accélérée en fonction de l'énergie réduite dans des jets de gaz 111
4.7 Correlations de pointé laser et bêtatron 113
4.8 Propriétés des paquets d'électrons avec et sans stabilisation de pointé laser . 114
4.9 Face avant d'un tube capillaire avec et sans stabilisation de pointé 116
4.10 Évolution de la charge lors d'un balayage en densité électronique 117

5.1 Image du Lanex et du rayonnement bêtatron avec et sans nitrogène 120
5.2 Stabilité des propriétés des paquets d'électrons avec et sans dopants 122
5.3 Évolution de la charge et la divergence lors d'un balayage en densité électronique avec et sans dopants 123
5.4 Évolution de l'énergie critique du rayonnement bêtatron et de la taille de la source lors d'un balayage en densité électronique 126
5.5 Corrélation entre la charge et l'énergie des paquets d'électrons et la fluence du rayonnement bêtatron 127
5.6 Détermination du profil d'émission bêtatron par ombroscopie X 128
5.7 Estimation de la durée de l'impulsion bêtatron 129
5.8 Blocage de l'auto-injection 134
5.9 Mécanisme de suppression de l'auto-injection par l'injection induite par ionisation 137

B.1 Influence de la polarisation d'une impulsion laser sur les normes du champ électrique et du potentiel vecteur normalisé 155
B.2 Polynômes de Zernike 156

Liste des tableaux

1.1 Propriétés du sillage laser en fonction de la phase de l'onde de plasma 21
1.2 Limites de l'accélération plasma par sillage laser selon le modèle de Lu *et al.* 26

2.1 Résumé des avantages et désavantages des cibles gazeuses 54
2.2 Paramètres géométriques des tubes capillaires 55
2.3 Caractéristique des neufs premiers modes de guidage 57
2.4 Paramètres des simulations OpenFOAM 66

3.1 Perte d'énergie dans le lanex et ses protections 92
3.2 Augmentation de la divergence des paquets d'électrons traversant le lanex . . 96
3.3 Résumé des propriétés des impulsions laser 101

4.1 Stabilité des propriétés des paquets d'électrons auto-injectés 106
4.2 Réorganisation de la distribution en énergie dans un paquet 109
4.3 Effet de la stabilisation du pointé laser sur les propriétés des paquets d'électrons auto-injectés 115

5.1 Énergies d'ionisation des espèces d'électrons utilisés dans WARP 132

A.1 Valeurs des constantes physiques 149
A.2 Énergies d'ionisation des atomes couramment utilisés pour l'accélération plasma par sillage laser 150
A.3 Intensité laser d'ionisation 151

D.1 Conditions aux limites pour la pression du fluide 167
D.2 Conditions aux limites pour la vitesse du fluide 167
D.3 Conditions aux limites pour la température du fluide 168
D.4 Conditions aux limites pour le taux de dissipation de l'énergie turbulente . . 169
D.5 Conditions aux limites pour l'énergie de turbulence 169
D.6 Conditions aux limites pour la viscosité dynamique de turbulence 170
D.7 Conditions aux limites pour la diffusivité thermique de turbulence 170

Bibliographie

[1] J. D. Cockcroft and E. T. S. Walton, *Experiments with high velocity positive ions. further developments in the method of obtaining high velocity positive ions*, P. Roy. Soc. Lond. A Mat. **136** (1932), 619–630.

[2] ATLAS Collaboration, *Observation of a new particle in the search for the standard model higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, Phys. Lett. B **716** (2012), 1–29.

[3] CMS Collaboration, *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, Phys. Lett. B **716** (2012), 30–61.

[4] J. Uythoven, *LHC report: reaching high intensity*, Rapport technique, CERN, 2015, http://cds.cern.ch/record/2011214.

[5] M. Fukugita and P. J. E. Peebles, *The cosmic energy inventory*, Astrophys. J. **616** (2004), 643.

[6] H. H. Braun, S. Döbert, I. Wilson, and W. Wuensch, *Frequency and temperature dependence of electrical breakdown at 21, 30, and 39 GHz*, Phys. Rev. Lett. **90** (2003), 224801.

[7] Bureau de presse du CERN, *LHC saison 2*, 2015, http://press.web.cern.ch/fr/backgrounders/lhc-saison-2-chiffres-cles.

[8] T. Plettner, P. P. Lu, and R. L. Byer, *Proposed few-optical cycle laser-driven particle accelerator structure*, Phys. Rev. ST Accel. Beams **9** (2006), 111301.

[9] V. Marceau, C. Varin, T. Brabec, and M. Piché, *Femtosecond 240-keV electron pulses from direct laser acceleration in a low-density gas*, Phys. Rev. Lett. **111** (2013), 224801.

[10] T. Tajima and J. M. Dawson, *Laser electron accelerator*, Phys. Rev. Lett. **43** (1979), 267–270.

[11] J. B. Rosenzweig, B. Breizman, T. Katsouleas, and J. J. Su, *Acceleration and focusing of electrons in two-dimensional nonlinear plasma wake fields*, Phys. Rev. A **44** (1991), R6189–R6192.

[12] A. Caldwell, K. Lotov, A. Pukhov, and F. Simon, *Proton-driven plasma-wakefield acceleration*, Nat. Phys. **5** (2009), 363–367.

[13] F. Amiranoff, S. Baton, D. Bernard, B. Cros, D. Descamps, F. Dorchies, F. Jacquet, V. Malka, J. R. Marquès, G. Matthieussent, P. Miné, A. Modena, P. Mora, J. Morillo, and Z. Najmudin, *Observation of laser wakefield acceleration of electrons*, Phys. Rev. Lett. **81** (1998), 995–998.

[14] M. Everett, A. Lal, D. Gordon, C. E. Clayton, K. A. Marsh, and C. Joshi, *Trapped electron acceleration by a laser-driven relativistic plasma wave*, Nature **368** (1994), 527–529.

[15] F. Amiranoff, D. Bernard, B. Cros, F. Jacquet, G. Matthieussent, P. Miné, P. Mora, J. Morillo, F. Moulin, A. E. Specka, and C. Stenz, *Electron acceleration in Nd-laser plasma beat-wave experiments*, Phys. Rev. Lett. **74** (1995), 5220–5223.

[16] A. Modena, Z. Najmudin, A. Dangor, C. E. Clayton, K. A. Marsh, C. Joshi, V. Malka, C. Darrow, C. Danson, D. Neely, and F. Walsh, *Electron acceleration from the breaking of relativistic plasma waves*, Nature **377** (1995), 606–608.

[17] 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** (2004), 541–544.

[18] 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** (2004), 535–538.

[19] C. G. R. Geddes, C. Tóth, J. van Tilborg, E. H. Esarey, C. B. Schroeder, D. Bruhwiler, C. Nieter, J. R. Cary, and W. P. Leemans, *High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding*, Nature **431** (2004), 538–541.

[20] W. P. Leemans, A. J. Gonsalves, H.-S. Mao, K. Nakamura, C. Benedetti, C. B. Schroeder, C. Tóth, J. Daniels, D. E. Mittelberger, S. S. Bulanov, J.-L. Vay, C. G. R. Geddes, and E. H. Esarey, *Multi-GeV electron beams from capillary-discharge-guided subpetawatt laser pulses in the self-trapping regime*, Phys. Rev. Lett. **113** (2014), 245002.

[21] J. Osterhoff, A. Popp, Z. Major, B. Marx, T. P. Rowlands-Rees, M. Fuchs, M. Geissler, R. Hörlein, B. Hiddingand S. Becker, E. A. Peralta, U. Schramm, F. Grüner, D. Habs, F. Krausz, S. M. Hooker, and S. Karsch, *Generation of stable, low-divergence electron beams by laser-wakefield acceleration in a steady-state-flow gas cell*, Phys. Rev. Lett. **101** (2008), 085002.

[22] F. G. Desforges, M. Hansson, J. Ju, L. Senje, T. L. Audet, S. Dobosz-Dufrénoy, A. Persson, O. Lundh, C.-G. Wahlström, and B. Cros, *Reproducibility of electron beams from laser wakefield acceleration in capillary tubes*, Nucl. Instrum. Meth. A **740** (2013), 54–59.

[23] J. Faure, C. Rechatin, A. Norlin, A. F. Lifschitz, Y. Glinec, and V. Malka, *Controlled injection and acceleration of electrons in plasma wakefields by colliding laser pulses*, Nature **444** (2006), 737–739.

[24] A. J. Gonsalves, K. Nakamura, C. Lin, D. Panasenko, S. Shiraishi, T. Sokollik, C. Benedetti, C. B. Schroeder, C. G. R. Geddes, J. van Tilborg, J. Osterhoff, E. H. Esarey, C. Tóth, and W. P. Leemans, *Tunable laser plasma accelerator based on longitudinal density tailoring*, Nat. Phys. **7** (2011), 862–866.

[25] P. Brijesh, C. Thaury, K. Ta Phuoc, S. Corde, G. Lambert, V. Malka, S. P. D. Mangles, M. Bloom, and S. Kneip, *Tuning the electron energy by controlling the density perturbation position in laser plasma accelerators*, Phys. Plasmas **19** (2012), 063104.

[26] W. P. Leemans and E. H. Esarey, *Laser-driven plasma-wave electron accelerators*, Phys. Today **62** (2009), 44–49.

[27] A. Irman, M. J. H. Luttikhof, A. G. Khachatryan, F. A. van Goor, J. W. J. Verschuur, H. M. J. Bastiaens, and K.-J. Boller, *Design and simulation of laser wakefield accele-*

ration with external electron bunch injection in front of the laser pulse, J. Appl. Phys. **102** (2007), 024513.

[28] F. Giambruno, C. Radier, G. Rey, and G. Chériaux, *Design of a 10PW (150J/15fs) peak power laser system with Ti:sapphire medium through spectral control*, Appl. Opt. **50** (2011), 2617–2621.

[29] B. Cros, B. S. Paradkar, X. Davoine, A. Chancé, F. G. Desforges, S. Dobosz Dufrénoy, N. Delerue, J. Ju, T. L. Audet, G. Maynard, M. Lobet, L. Gremillet, P. Mora, J. Schwindling, O. Delferrière, C. Bruni, C. Rimbault, T. Vinatier, A. Di Piazza, M. Grech, C. Riconda, J. R. Marquès, A. Beck, A. E. Specka, P. Martin, P. Monot, D. Normand, F. Mathieu, P. Audebert, and F. Amiranoff, *Laser plasma acceleration of electrons with multi-PW laser beams in the frame of CILEX*, Nucl. Instrum. Meth. A **740** (2013), 158 –164.

[30] J. P. Zou, C. Le Blanc, D. N. Papadopoulos, G. Chériaux, P. Georges, G. Mennerat, F. Druon, L. Lecherbourg, A Pellegrina., P. Ramirez, F. Giambruno, A. Fréneaux, F. Leconte, D. Badarau, J. M. Boudenne, D. Fournet, T. Valloton, J. L. Paillard, J. L. Veray, M. Pina, P. Monot, J. P. Chambaret, P. Martin, F. Mathieu, P. Audebert, and F. Amiranoff, *Design and current progress of the apollon 10PW project*, High Pow. Laser Sci. Eng. **3** (2015), e2.

[31] A. Chancé, O. Delferrière, J. Schwindling, C. Bruni, N. Delerue, A. E. Specka, B. Cros, G. Maynard, B. S. Paradkar, and P. Mora, *Transport line for a multi-staged laser-plasma acceleration: DACTOMUS*, Nucl. Instrum. Meth. A **740** (2013), 158 –164.

[32] J. M. Rax, *Physique des plasmas - cours et applications*, Physique, Dunod, 2005.

[33] P. B. Corkum, N. H. Burnett, and F. Brunel, *Above-threshold ionization in the long-wavelength limit*, Phys. Rev. Lett. **62** (1989), 1259–1262.

[34] J.-L. Vay, D. P. Grote, R. H. Cohen, and A. Friedman, *Novel methods in the Particle-In-Cell accelerator code-framework WARP*, Comput. Sci. Disc. **5** (2012), 014019.

[35] F. V. Hartemann, S. N. Fochs, G. P. Le Sage, N. C. Luhmann, J. G. Woodworth, M. D. Perry, Y. J. Chen, and A. K. Kerman, *Nonlinear ponderomotive scattering of relativistic electrons by an intense laser field at focus*, Phys. Rev. E **51** (1995), 4833–4843.

[36] F. F. Chen, *Introduction to plasma physics and controlled fusion, volume 1: Plasma physics*, Springer US, 1975.

[37] L. M. Gorbunov, P. Mora, and T. M. Antonsen, *Quasistatic magnetic field generated by a short laser pulse in an underdense plasma*, Phys. Plasmas **4** (1997), 4358–4368.

[38] L. M. Gorbunov and V. I. Kirsanov, *Excitation of plasma waves by an electromagnetic wave packet*, Sov. Phys. JETP **66** (1987), 290–294.

[39] C. M. S. Sears, A. Buck, K. Schmid, J. Mikhailova, F. Krausz, and L. Veisz, *Emittance and divergence of laser wakefield accelerated electrons*, Phys. Rev. ST Accel. Beams **13** (2010), 092803.

[40] R. Lehe, C. Thaury, E. Guillaume, A. F. Lifschitz, and V. Malka, *Laser-plasma lens for laser-wakefield accelerators*, Phys. Rev. ST Accel. Beams **17** (2014), 121301.

[41] E. H. Esarey, P. Sprangle, J. Krall, and A. Ting, *Overview of plasma-based accelerator concepts*, IEEE T. Plasma Sci. **24** (1996), 252–288.

[42] 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*, Phys. Rev. Lett. **95** (2005), 205003.

[43] J. Schreiber, C. Bellei, S. P. D. Mangles, C. Kamperidis, S. Kneip, S. R. Nagel, C. A. J. Palmer, P. P. Rajeev, M. J. V. Streeter, and Z. Najmudin, *Complete temporal characterization of asymmetric pulse compression in a laser wakefield*, Phys. Rev. Lett. **105** (2010), 235003.

[44] F. Wojda, K. Cassou, G. Genoud, M. Burza, Y. Glinec, O. Lundh, A. Persson, G. Vieux, E. Brunetti, R. P. Shanks, D. Jaroszynski, N. E. Andreev, C.-G. Wahlström, and B. Cros, *Laser-driven plasma waves in capillary tubes*, Phys. Rev. E **80** (2009), 066403.

[45] F. Wojda, *Mesure de l'amplitude d'une onde de plasma créée par sillage laser guidé*, Thèse de doctorat, Université Paris Sud - Paris XI, 2010, `http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00485671`.

[46] A. G. Litvak, *Finite amplitude wave beams in a magneto-active plasma*, Rapport technique, Gorky State Univ., USSR, 1969, `http://jetp.ac.ru/cgi-bin/dn/e_030_02_0344.pdf`.

[47] C. E. Max, J. Arons, and A. B. Langdon, *Self-modulation and self-focusing of electromagnetic waves in plasmas*, Phys. Rev. Lett. **33** (1974), 209–212.

[48] P. Sprangle, C.-M. Tang, and E. H. Esarey, *Relativistic self-focusing of short-pulse radiation beams in plasmas*, IEEE T. Plasma Sci. **15** (1987), 145–153.

[49] G.-Z. Sun, E. Ott, Y. C. Lee, and P. Guzdar, *Self-focusing of short intense pulses in plasmas*, Phys. Fluids **30** (1987), 526–532.

[50] P. Sprangle, E. H. Esarey, A. Ting, and G. Joyce, *Laser wakefield acceleration and relativistic optical guiding*, Appl. Phys. Lett. **53** (1988), 2146–2148.

[51] P. Sprangle, E. H. Esarey, J. Krall, and G. Joyce, *Propagation and guiding of intense laser pulses in plasmas*, Phys. Rev. Lett. **69** (1992), 2200–2203.

[52] B. Hafizi, A. Ting, P. Sprangle, and R. F. Hubbard, *Relativistic focusing and ponderomotive channeling of intense laser beams*, Phys. Rev. E **62** (2000), 4120–4125.

[53] P. Gibbon, *Short pulse laser interactions with matter: An introduction*, Imperial College Press, 2005.

[54] T. Kurki-Suonio, P. J. Morrison, and T. Tajima, *Self-focusing of an optical beam in a plasma*, Phys. Rev. A **40** (1989), 3230–3239.

[55] E. H. Esarey, P. Sprangle, J. Krall, A. Ting, and G. Joyce, *Optically guided laser wake-field acceleration*, Phys. Fluids B-Plasma **5** (1993), 2690–2697.

[56] L. C. Steinhauer and H. G. Ahlstrom, *Propagation of coherent radiation in a cylindrical plasma column*, Phys. Fluids **14** (1971), 1109–1114.

[57] L. C. Johnson and T. K. Chu, *Measurements of electron density evolution and beam self-focusing in a laser-produced plasma*, Phys. Rev. Lett. **32** (1974), 517–520.

[58] P. Sprangle and E. H. Esarey, *Interaction of ultrahigh laser fields with beams and plasmas*, Phys. Fluids B-Plasma **4** (1992), 2241–2248.

[59] C. G. Durfee and H. M. Milchberg, *Light pipe for high intensity laser pulses*, Phys. Rev. Lett. **71** (1993), 2409–2412.

[60] C. G. Durfee, J. Lynch, and H. M. Milchberg, *Development of a plasma waveguide for high-intensity laser pulses*, Phys. Rev. E **51** (1995), 2368–2389.

[61] P. Volfbeyn, E. H. Esarey, and W. P. Leemans, *Guiding of laser pulses in plasma channels created by the ignitor-heater technique*, Phys. Plasmas **6** (1999), 2269–2277.

[62] E. W. Gaul, S. P. Le Blanc, A. R. Rundquist, R. Zgadzaj, H. Langhoff, and M. C. Downer, *Production and characterization of a fully ionized He plasma channel*, Appl. Phys. Lett. **77** (2000), 4112–4114.

[63] C. G. R. Geddes, C. Tóth, J. van Tilborg, E. H. Esarey, C. B. Schroeder, J. R. Cary, and W. P. Leemans, *Guiding of relativistic laser pulses by preformed plasma channels*, Phys. Rev. Lett. **95** (2005), 145002.

[64] W. Lu, M. Tzoufras, C. Joshi, F. S. Tsung, W. B. Mori, J. M. Vieira, R. A. Fonseca, and L. O. Silva, *Generating multi-GeV electron bunches using single stage laser wakefield acceleration in a 3D nonlinear regime*, Phys. Rev. ST Accel. Beams **10** (2007), 061301.

[65] M. Born and E. Wolf, *Principles of optics: Electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*, Cambridge University Press, 2002.

[66] W. Horton and T. Tajima, *Pump depletion in the plasma-beat-wave accelerator*, Phys. Rev. A **34** (1986), 4110–4119.

[67] D. Teychenné, G. Bonnaud, and J.-L. Bobin, *Wave-breaking limit to the wake-field effect in an underdense plasma*, Phys. Rev. E **48** (1993), R3248–R3251.

[68] E. H. Esarey and M. Pilloff, *Trapping and acceleration in nonlinear plasma waves*, Phys. Plasmas **2** (1995), 1432–1436.

[69] C. B. Schroeder, E. H. Esarey, B. A. Shadwick, and W. P. Leemans, *Trapping, dark current, and wave breaking in nonlinear plasma waves*, Phys. Plasmas **13** (2006), 033103.

[70] A. Akhiezer and R. Polovin, *Theory of wave motion of an electron plasma*, Sov. Phys. JETP **3** (1956), 696–705.

[71] E. H. Esarey, C. B. Schroeder, and W. P. Leemans, *Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators*, Rev. Mod. Phys. **81** (2009), 1229–1285.

[72] N. E. Andreev, L. M. Gorbunov, V. I. Kirsanov, A. A. Pogosova, and R. R. Ramazashvili, *Resonant excitation of wakefields by a laser pulse in a plasma*, JETP lett. **55** (1992), 572–576.

[73] T. M. Antonsen and P. Mora, *Self-focusing and raman scattering of laser pulses in tenuous plasmas*, Phys. Rev. Lett. **69** (1992), 2204–2207.

[74] E. H. Esarey, J. Krall, and P. Sprangle, *Envelope analysis of intense laser pulse self-modulation in plasmas*, Phys. Rev. Lett. **72** (1994), 2887–2890.

[75] K-C. Tzeng, W. B. Mori, and T. Katsouleas, *Electron beam characteristics from laser-driven wave breaking*, Phys. Rev. Lett. **79** (1997), 5258–5261.

[76] 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*, Phys. Rev. Lett. **80** (1998), 2133–2136.

[77] D. Umstadter, J. K. Kim, and E. Dodd, *Laser injection of ultrashort electron pulses into wakefield plasma waves*, Phys. Rev. Lett. **76** (1996), 2073–2076.

[78] C. I. Moore, A. Ting, S. J. McNaught, J. Qiu, H. R. Burris, and P. Sprangle, *A laser-accelerator injector based on laser ionization and ponderomotive acceleration of electrons*, Phys. Rev. Lett. **82** (1999), 1688–1691.

[79] A. Ting, D. Kaganovich, D. F. Gordon, R. F. Hubbard, and P. Sprangle, *Generation and measurements of high energy injection electrons from the high density laser ionization and ponderomotive acceleration*, Phys. Plasmas **12** (2005), 010701.

[80] M. Chen, Z.-M. Sheng, Y.-Y. Ma, and J. Zhang, *Electron injection and trapping in a laser wakefield by field ionization to high-charge states of gases*, J. Appl. Phys. **99** (2006), 056109.

[81] L.-L. Yu, E. H. Esarey, C. B. Schroeder, J.-L. Vay, C. Benedetti, C. G. R. Geddes, M. Chen, and W. P. Leemans, *Two-color laser-ionization injection*, Phys. Rev. Lett. **112** (2014), 125001.

[82] X. L. Xu, Y. P. Wu, C. J. Zhang, F. Li, Y. Wan, J. F. Hua, C.-H. Pai, W. Lu, P. Yu, C. Joshi, and W. B. Mori, *Low emittance electron beam generation from a laser wakefield accelerator using two laser pulses with different wavelengths*, Phys. Rev. ST Accel. Beams **17** (2014), 061301.

[83] E. H. Esarey, R. F. Hubbard, W. P. Leemans, A. Ting, and P. Sprangle, *Electron injection into plasma wakefields by colliding laser pulses*, Phys. Rev. Lett. **79** (1997), 2682–2685.

[84] C. B. Schroeder, P. B. Lee, J. S. Wurtele, E. H. Esarey., and W. P. Leemans, *Generation of ultrashort electron bunches by colliding laser pulses*, Phys. Rev. E **59** (1999), 6037–6047.

[85] H. Kotaki, S. Masuda, M. Kando, J. K. Koga, and K. Nakajima, *Head-on injection of a high quality electron beam by the interaction of two laser pulses*, Phys. Plasmas **11** (2004), 3296–3302.

[86] G. Fubiani, E. H. Esarey, C. B. Schroeder, and W. P. Leemans, *Beat wave injection of electrons into plasma waves using two interfering laser pulses*, Phys. Rev. E **70** (2004), 016402.

[87] X. Davoine, E. Lefebvre, J. Faure, C. Rechatin, A. F. Lifschitz, and V. Malka, *Simulation of quasimonoenergetic electron beams produced by colliding pulse wakefield acceleration*, Phys. Plasmas **15** (2008), 113102.

[88] H. Kotaki, I. Daito, M. Kando, Y. Hayashi, K. Kawase, T. Kameshima, Y. Fukuda, T. Homma, J. Ma, L.-M. Chen, T. Z. Esirkepov, A. S. Pirozhkov, J. K. Koga, A. Faenov, T. Pikuz, H. Kiriyama, H. Okada, T. Shimomura, Y. Nakai, M. Tanoue, H. Sasao, D. Wakai, H. Matsuura, S. Kondo, S. Kanazawa, A. Sugiyama, H. Daido, and S. V. Bulanov, *Electron optical injection with head-on and countercrossing colliding laser pulses*, Phys. Rev. Lett. **103** (2009), 194803.

[89] X. Davoine, E. Lefebvre, C. Rechatin, J. Faure, and V. Malka, *Cold optical injection producing monoenergetic, multi-GeV electron bunches*, Phys. Rev. Lett. **102** (2009), 065001.

[90] X. Davoine, A. Beck, A. F. Lifschitz, V. Malka, and E. Lefebvre, *Cold injection for electron wakefield acceleration*, New J. Phys. **12** (2010), 095010.

[91] R. Lehe, *Improvement of the quality of laser-wakefield accelerators towards a compact free-electron laser*, Thèse de doctorat, École polytechnique, 2014, `http://pastel.archives-ouvertes.fr/tel-01088398/document`.

[92] S. V. Bulanov, N. Naumova, F. Pegoraro, and J. Sakai, *Particle injection into the wave acceleration phase due to nonlinear wake wave breaking*, Phys. Rev. E **58** (1998), R5257–R5260.

[93] C. G. R. Geddes, K. Nakamura, G. R. Plateau, C. Tóth, E. Cormier-Michel, E. H. Esarey, C. B. Schroeder, J. R. Cary, and W. P. Leemans, *Plasma-density-gradient injection of low absolute-momentum-spread electron bunches*, Phys. Rev. Lett. **100** (2008), 215004.

[94] 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*, Phys. Rev. ST Accel. Beams **13** (2010), 091301.

[95] M. Burza, *Laser-driven particle acceleration - improving performance through smart target design*, Thèse de doctorat, Lund University, 2012, `http://www.dissertations.se/dissertation/65655dc138/`.

[96] T.-Y. Chien, C.-L. Chang, C.-H. Lee, J.-Y. Lin, J. Wang, and S.-Y. Chen, *Spatially localized self-injection of electrons in a self-modulated laser-wakefield accelerator by using a laser-induced transient density ramp*, Phys. Rev. Lett. **94** (2005), 115003.

[97] 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*, Phys. Plasmas **17** (2010), 083107.

[98] J. M. Vieira, S. F. Martins, V. B. Pathak, R. A. Fonseca, W. B. Mori, and L. O. Silva, *Magnetic control of particle injection in plasma based accelerators*, Phys. Rev. Lett. **106** (2011), 225001.

[99] J. M. Vieira, J. L. Martins, V. B. Pathak, R. A. Fonseca, W. B. Mori, and L. O. Silva, *Magnetically assisted self-injection and radiation generation for plasma-based acceleration*, Plasma Phys. Control. Fusion **54** (2012), 124044.

[100] S. Corde, C. Thaury, A. F. 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*, Nat. Commun. **4** (2013), 1501.

[101] C. McGuffey, A. G. R. Thomas, W. Schumaker, T. Matsuoka, V. Chvykov, F. J. Dollar, G. Kalintchenko, V. Yanovskyand A. Maksimchuk, K. Krushelnick, V. Y. Bychenkov, I. V. Glazyrin, and A. V. Karpeev, *Ionization induced trapping in a laser wakefield accelerator*, Phys. Rev. Lett. **104** (2010), 025004.

[102] 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*, Phys. Rev. Lett. **104** (2010), 025003.

[103] F. G. Desforges, B. S. Paradkar, M. Hansson, J. Ju, L. Senje, T. L. Audet, A. Persson, S. Dobosz Dufrénoy, O. Lundh, G. Maynard, P. Monot, J.-L. Vay, C.-G. Wahlström, and B. Cros, *Dynamics of ionization-induced electron injection in the high density regime of laser wakefield acceleration*, Phys. Plasmas **21** (2014), 120703.

[104] P. Mora and T. M. Antonsen, *Electron cavitation and acceleration in the wake of an ultraintense, self-focused laser pulse*, Phys. Rev. E **53** (1996), R2068.

[105] A. Pukhov and J. Meyer ter Vehn, *Laser wake field acceleration: the highly non-linear broken-wave regime*, Appl. Phys. B **74** (2002), 355–361.

[106] W. Lu, C. Huang, M. Zhou, M. Tzoufras, F. S. Tsung, W. B. Mori, and T. Katsouleas, *A nonlinear theory for multidimensional relativistic plasma wave wakefields*, Phys. Plasmas **13** (2006), 056709.

[107] I. Kostyukov, A. Pukhov, and S. Kiselev, *Phenomenological theory of laser-plasma interaction in bubble regime*, Phys. Plasmas **11** (2004), 5256–5264.

[108] I. Blumenfeld, C. E. Clayton, F.-J. Decker, M. J. Hogan, C. Huang, R. Ischebeck, R. Iverson, C. Joshi, T. Katsouleas, N. Kirby, W. Lu, K. A. Marsh, W. B. Mori, P. Muggli, E. Oz, R. H. Siemann, D. Walz, and M. Zhou, *Energy doubling of 42 GeV electrons in a metre-scale plasma wakefield accelerator*, Nature **445** (2007), 741–744.

[109] S. Kalmykov, S. A. Yi, V. Khudik, and G. Shvets, *Electron self-injection and trapping into an evolving plasma bubble*, Phys. Rev. Lett. **103** (2009), 135004.

[110] 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 J. Phys. **12** (2010), 045009.

[111] S. A. Yi, V. Khudik, S. Y. Kalmykov, and G. Shvets, *Hamiltonian analysis of electron self-injection and acceleration into an evolving plasma bubble*, Plasma Phys. Control. Fusion **53** (2011), 014012.

[112] I. Kostyukov, E. Nerush, A. Pukhov, and V. Seredov, *Electron self-injection in multidimensional relativistic-plasma wake fields*, Phys. Rev. Lett. **103** (2009), 175003.

[113] A. G. R. Thomas, *Response to comment on scalings for radiation from plasma bubbles [phys. plasmas18, 034701 (2011)]*, Phys. Plasmas **18** (2011), 034702.

[114] A. G. R. Thomas, *Scalings for radiation from plasma bubbles*, Phys. Plasmas **17** (2010), 056708.

[115] S. Corde, A. Stordeur, and V. Malka, *Comment on "scalings for radiation from plasma bubbles" [phys. plasmas17, 056708 (2010)]*, Phys. Plasmas **18** (2011), 034701.

[116] C. D. Decker, W. B. Mori, K.-C. Tzeng, and T. Katsouleas, *The evolution of ultra-intense, short-pulse lasers in underdense plasmas*, Phys. Plasmas **3** (1996), 2047–2056.

[117] D. H. Froula, C. E. Clayton, T. Döppner, K. A. Marsh, C. P. J. Barty, L. Divol, R. A. Fonseca, S. H. Glenzerand, C. Joshi, W. Lu, S. F. Martins, P. Michel, W. B. Mori, J. P. Palastro, B. B. Pollock, A. Pak, J. E. Ralphand, J. S. Ross, C. W. Siders, L. O. Silva, and T. Wang, *Measurements of the critical power for self-injection of electrons in a laser wakefield accelerator*, Phys. Rev. Lett. **103** (2009), 215006.

[118] S. P. D. Mangles, G. Genoud, M. S. Bloom, M. Burza, Z. Najmudin, A. Persson, K. Svensson, A. G. R. Thomas, and C.-G. Wahlström, *Self-injection threshold in self-guided laser wakefield accelerators*, Phys. Rev. ST Accel. Beams **15** (2012), 011302.

[119] T. Katsouleas, S. Wilks, P. Chen, J. M. Dawson, and J. J. Su, *Beam loading in plasma accelerators*, Part. Accel. **22** (1987), 81–99.

[120] M. Chen, E. H. Esarey, C. B. Schroeder, C. G. R. Geddes, and W. P. Leemans, *Theory of ionization-induced trapping in laser-plasma accelerators*, Phys. Plasmas **19** (2012), 033101.

[121] H. R. Reiss, *Unsuitability of the keldysh parameter for laser fields*, Phys. Rev. A **82** (2010), 023418.

[122] L. V. Keldysh, *Ionization in the field of a strong electromagnetic wave*, Sov. Phys. JETP **20** (1965), 1307–1314.

[123] M. V. Ammosov, N. B. Delone, and V. P. Krainov, *Tunnel ionization of complex atoms and of atomic ions in an alternating electromagnetic field*, Sov. Phys. JETP **64** (1986), 1191–1194.

[124] W. P. Leemans, C. E. Clayton, W. B. Mori, K. A. Marsh, A. Dyson, and C. Joshi, *Plasma physics aspects of tunnel-ionized gases*, Phys. Rev. Lett. **68** (1992), 321–324.

[125] W. P. Leemans, C. E. Clayton, W. B. Mori, K. A. Marsh, P. K. Kaw, A. Dyson, C. Joshi, and J. M. Wallace, *Experiments and simulations of tunnel-ionized plasmas*, Phys. Rev. A **46** (1992), 1091–1105.

[126] T. Auguste, P. Monot, L.-A. Lompré, G. Mainfray, and C. Manus, *Defocusing effects of a picosecond terawatt laser pulse in an underdense plasma*, P. Soc. Photo.-Opt. Ins. **89** (1992), 145–148.

[127] S. C. Rae, *Ionization-induced defocusing of intense laser pulses in high-pressure gases*, P. Soc. Photo.-Opt. Ins. **97** (1993), 25–28.

[128] T. L. Audet, P. Lee, F. G. Desforges, G. Maynard, A. Maitrallain, S. Dobosz Dufrénoy, M. Hansson, B. Aurand, I. Gallardo González, C.-G. Whalström, O. Lundh, and B. Cros, *Influence of realistic plasma density profile on ionisation-induced electron injection driven by laser wakefield*, Phys. Plasmas **-** (2015), –, (en cours de révision).

[129] C. Xia, J. Liu, W. Wang, H. Lu, W. Cheng, A. Deng, W. Li, H. Zhang, X. Liang, Y. Leng, X. Lu, C. Wang, J. Wang, K. Nakajima, R. Li, and Z. Xu, *Effects of self-focusing on tunnel-ionization-induced injection in a laser wakefield accelerator*, Phys. Plasmas **18** (2011), 113101.

[130] M. Zeng, M. Chen, Z.-M. Sheng, W. B. Mori, and J. Zhang, *Self-truncated ionization injection and consequent monoenergetic electron bunches in laser wakefield acceleration*, Phys. Plasmas **21** (2014), 030701.

[131] J. D. Jackson, *Classical electrodynamics, 3rd edition*, Wiley and Sons, New-York, 1998.

[132] 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*, Rev. Mod. Phys. **85** (2013), 1–48.

[133] D. Attwood, *Soft X-rays and extreme ultraviolet radiation: Principles and applications*, Cambridge University Press, 2007.

[134] H. Motz, *Applications of the radiation from fast electron beams*, J. Appl. Phys. **22** (1951), 527–535.

[135] H. Motz, W. Thon, and R. N. Whitehurst, *Experiments on radiation by fast electron beams*, J. Appl. Phys. **24** (1953), 826–833.

[136] F. Holy, A. R. Maier, B. Zeitler, R. Weingartner, S. Raith, N. Kajumba, M. El Ghazaly, W. Lauth, D. Krambrich, A. Gaupp, M. Scheer, J. Bahrdt, and F. Grüner, *First spectral measurements of a cryogenic high-field short-period undulator*, Phys. Rev. ST Accel. Beams **17** (2014), 050704.

[137] Vachaspati, *Harmonics in the scattering of light by free electrons*, Phys. Rev. **128** (1962), 664–666.

[138] L. S. Brown and T. W. B. Kibble, *Interaction of intense laser beams with electrons*, Phys. Rev. **133** (1964), A705–A719.

[139] E. S. Sarachik and G. T. Schappert, *Classical theory of the scattering of intense laser radiation by free electrons*, Phys. Rev. D **1** (1970), 2738–2753.

[140] S.-Y. Chen, A. Maksimchuk, and D. Umstadter, *Experimental observation of relativistic nonlinear thomson scattering*, Nature **396** (1998), 653–655.

[141] S. Banerjee, A. R. Valenzuela, R. C. Shah, A. Maksimchuk, and D. Umstadter, *High harmonic generation in relativistic laser–plasma interaction*, Phys. Plasmas **9** (2002), 2393–2398.

[142] K. Ta Phuoc, A. Rousse, M. Pittman, J. P. Rousseau, V. Malka, S. Fritzler, D. Umstadter, and D. Hulin, *X-ray radiation from nonlinear thomson scattering of an intense femtosecond laser on relativistic electrons in a helium plasma*, Phys. Rev. Lett. **91** (2003), 195001.

[143] R. H. Milburn, *Electron scattering by an intense polarized photon field*, Phys. Rev. Lett. **10** (1963), 75–77.

[144] F. R. Arutyunian and V. A. Tumanian, *The compton effect on relativistic electrons and the possibility of obtaining high energy beams*, Phys. Lett. **4** (1963), 176–178.

[145] J. Ballam, G. B. Chadwick, R. Gearhart, Z. G. T. Guiragossian, P. R. Klein, A. Levy, M. Menke, J. J. Murray, P. Seyboth, G. Wolf, C. K. Sinclair, H. H. Bingham, W. B. Fretter, K. C. Moffeit, W. J. Podolsky, M. S. Rabin, A. H. Rosenfeld, and R. Windmolders, *Total and partial photoproduction cross sections at 1.44, 2.8, and 4.7 GeV*, Phys. Rev. Lett. **23** (1969), 498–501.

[146] R. W. Schoenlein, W. P. Leemans, A. H. Chin, P. Volfbeyn, T. E. Glover, P. Balling, M. Zolotorev, K.-J. Kim, S. Chattopadhyay, and C. V. Shank, *Femtosecond X-ray pulses at 0.4Å generated by 90° thomson scattering: A tool for probing the structural dynamics of materials*, Science **274** (1996), 236–238.

[147] K. Ta Phuoc, S. Corde, C. Thaury, V. Malka, A. Tafzi, J. P. Goddet, R. C. Shah, S. Sebban, and A. Rousse, *All-optical compton gamma-ray source*, Nat. Photon. **6** (2012), 308–311.

[148] I. Kostyukov, S. Kiselev, and A. Pukhov, *X-ray generation in an ion channel*, Phys. Plasmas **10** (2003), 4818–4828.

[149] S. Kiselev, A. Pukhov, and I. Kostyukov, *X-ray generation in strongly nonlinear plasma waves*, Phys. Rev. Lett. **93** (2004), 135004.

[150] S. Wang, C. E. Clayton, B. E. Blue, E. S. Dodd, K. A. Marsh, W. B. Mori, C. Joshi, S. Lee, P. Muggli, T. Katsouleas, F. J. Decker, M. J. Hogan, R. H. Iverson, P. Raimondi, D. Walz, R. Siemann, and R. Assmann, *X-ray emission from betatron motion in a plasma wiggler*, Phys. Rev. Lett. **88** (2002), 135004.

[151] A. Rousse, K. Ta Phuoc, R. Shah, A. Pukhov, E. Lefebvre, V. Malka, S. Kiselev, F. Burgy, J.-P. Rousseau, D. Umstadter, and D. Hulin, *Production of a kev x-ray beam from synchrotron radiation in relativistic laser-plasma interaction*, Phys. Rev. Lett. **93** (2004), 135005.

[152] S. G. Rykovanov, C. B. Schroeder, E. H. Esarey, C. G. R. Geddes, and W. P. Leemans, *Plasma undulator based on laser excitation of wakefields in a plasma channel*, Phys. Rev. Lett. **114** (2015), 145003.

[153] E. H. Esarey, B. A. Shadwick, P. Catravas, and W. P. Leemans, *Synchrotron radiation from electron beams in plasma-focusing channels*, Phys. Rev. E **65** (2002), 056505.

[154] J. D. Jackson, *Classical electrodynamics, 2nd edition*, Wiley and Sons, New-York, 1998.

[155] M. Schnell, A. Sävert, I. Uschmann, M. Reuter, M. Nicolai, T. Kämpfer, B. Landgraf, O. Jäckel, O. Jansen, A. Pukhov, M. C. Kaluza, and C. Spielmann, *Optical control of hard X-ray polarization by electron injection in a laser wakefield accelerator*, Nat. Commun. **4** (2013), 2421.

[156] K. Ta Phuoc, S. Corde, R. Shah, F. Albert, R. Fitour, J.-P. Rousseau, F. Burgy, B. Mercier, and A. Rousse, *Imaging electron trajectories in a laser-wakefield cavity using betatron x-ray radiation*, Phys. Rev. Lett. **97** (2006), 225002.

[157] L. M. Chen, W. C. Yan, D. Z. Li, Z. D. Hu, L. Zhang, W. M. Wang, N. Hafz, J. Y. Mao, K. Huang, Y. Ma, J. R. Zhao, J. L. Ma, Y. T. Li, X. Lu, Z. M. Sheng, Z. Y. Wei, J. Gao, and J. Zhang, *Bright betatron X-ray radiation from a laser-driven-clustering gas target*, Sci. Rep. **3** (2013), 1912.

[158] B. Cros, C. Courtois, G. Matthieussent, A. Di Bernardo, D. Batani, N. E. Andreev, and S. Kuznetsov, *Eigenmodes for capillary tubes with dielectric walls and ultraintense laser pulse guiding*, Phys. Rev. E **65** (2002), 026405.

[159] J. Ju, *Electron acceleration and betatron radiation driven by laser wakefield inside dielectric capillary tubes*, Thèse de doctorat, Université Paris Sud - Paris XI, 2013, http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00860226/.

[160] 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, $\sim$ 0.5 GeV electron beam from a two-stage laser wakefield accelerator*, Phys. Rev. Lett. **107** (2011), 045001.

[161] M. Vargas, W. Schumaker, Z.-H. He, Z. Zhao, K. Behm, V. Chvykov, B. Hou, K. Krushelnick, A. Maksimchuk, V. Yanovsky, and A. G. R. Thomas, *Improvements to laser wakefield accelerated electron beam stability, divergence, and energy spread using three-dimensional printed two-stage gas cell targets*, Appl. Phys. Lett. **104** (2014), 174103.

[162] B. W. Yates and A. M. Duffy, *Statistical analysis of the metrological properties of float glass*, Proc. SPIE **7077** (2008), 70770D.

[163] N. E. Andreev, B. Cros, L. M. Gorbunov, G. Matthieussent, P. Mora, and R. R. Ramazashvili, *Laser wakefield structure in a plasma column created in capillary tubes*, Phys. Plasmas **9** (2002), 3999–4009.

[164] M. Veysman, B. Cros, N. E. Andreev, and G. Maynard, *Theory and simulation of short intense laser pulse propagation in capillary tubes with wall ablation*, Phys. Plasmas **13** (2006), 053114.

[165] D. Du, X. Liu, G. Korn, J. Squier, and G. A. Mourou, *Laser-induced breakdown by impact ionization in* SiO_2 *with pulse widths from 7 ns to 150 fs*, Appl. Phys. Lett. **64** (1994), 3071–3073.

[166] M. Veysman, N. E. Andreev, K. Cassou, Y. Ayoul, G. Maynard, and B. Cros, *Theoretical and experimental study of laser beam propagation in capillary tubes for non-symmetrical coupling conditions*, J. Opt. Soc. Am. B **27** (2010), 1400–1408.

[167] D. Green and R. Perry, *Perry's chemical engineers' handbook, eighth edition*, Chemical Engineers Handbook, McGraw-Hill Education, 2007.

[168] G. A. Bird, *Molecular gas dynamics and the direct simulation of gas flows*, Clarendon, 1994.

[169] P. S. Prasanth and J. K. Kakkassery, *Direct simulation monte-carlo (DSMC): A numerical method for transition-regime flows-a review*, J. Indian I. Sci. **86** (2006), 169–192.

[170] *Openfoam documentation*, 2014, http://www.openfoam.com.

[171] H. G. Weller, G. Tabor, H. Jasak, and C. Fureby, *A tensorial approach to computational continuum mechanics using object-oriented techniques*, Comput. phys. **12** (1998), 620–631.

[172] B. E. Launder and B. I. Sharma, *Application of the energy-dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc*, Lett. Heat Mass Trans. **1** (1974), 131–137.

[173] A. J. Smits and J.-P. Dussauge, *Turbulent shear layers in supersonic flow*, Springer Science & Business Media, 2006.

[174] J. Ju and B. Cros, *Characterization of temporal and spatial distribution of hydrogen gas density in capillary tubes for laser-plasma experiments*, J. Appl. Phys. **112** (2012), 113102.

[175] L. Zehnder, *Ein neuer interfernz-refraktor*, Z. Instrumentenkd. **11** (1891), 275–85.

[176] T. Weineisen, B. Göppner, K. Schmid, M. Fuchs, H. Schröder, S. Karsch, and F. Grüner, *Density measurement in a laser-plasma-accelerator capillary using raman scattering*, Phys. Rev. ST Accel. Beams **14** (2011), 050705.

[177] G. Genoud, K. Cassou, F. Wojda, H. E. Ferrari, C. Kamperidis, M. Burza, A. Persson, J. Uhlig, S. Kneip, S. P. D. Mangles, A. F. Lifschitz, B. Cros, and C.-G. Wahlström, *Laser-plasma electron acceleration in dielectric capillary tubes*, Appl. Phys. B **105** (2011), 309–316.

[178] S. Corde, C. Thaury, K. Ta Phuoc, A. F. Lifschitz, G. Lambert, J. Faure, O. Lundh, E. Benveniste, A. Ben-Ismail, L. Arantchuk, A. Marciniak, A. Stordeur, P. Brijesh, A. Rousse, A. Specka, and V. Malka, *Mapping the x-ray emission region in a laser-plasma accelerator*, Phys. Rev. Lett. **107** (2011), 215004.

[179] B. L. Henke, E. M. Gullikson, and J. C. Davis, *X-ray interactions: Photoabsorption, scattering, transmission, and reflection at E = 50-30,000 eV, z = 1-92*, Atom. Data Nucl. Data **54** (1993), 181–342.

[180] L. Yu-De, L. Xiao-Yan, T. Zhi-Yuan, S. Tian-Xi, and L. Zhi-Guo, *Measurement of inner surface roughness of capillary by an x-ray reflectivity method*, Chinese Phys. B **20** (2011), 040702.

[181] Wikipédia, *Caustique — wikipédia, l'encyclopédie libre*, 2015, http://fr.wikipedia.org/w/index.php?title=Caustique&oldid=117110793.

[182] M. Perry, *Multilayer dielectric gratings: Increasing the power of light*, Science & Technology Review **9** (1995), 25–33.

[183] D. Strickland and G. A. Mourou, *Compression of amplified chirped optical pulses*, P. Soc. Photo.-Opt. Ins. **56** (1985), 219–221.

[184] S.-W. Bahk, P. Rousseau, T. A. Planchon, V. Chvykov, G. Kalintchenko, A. Maksimchuk, G. A. Mourou, and V. Yanovsky, *Generation and characterization of the highest laser intensities ($10^{22}\,\mathrm{W/cm^2}$)*, Opt. Lett. **29** (2004), 2837–2839.

[185] E. W. Gaul, M. Martinez, J. Blakeney, A. Jochmann, M. Ringuette, D. Hammond, T. Borger, R. Escamilla, S. Douglas, W. Henderson, G. Dyer, A. Erlandson, R. Cross,

J. Caird, C. Ebbers, and R. Ditmire, *Demonstration of a 1.1 petawatt laser based on a hybrid optical parametric chirped pulse amplification/mixed nd:glass amplifier*, Appl. Opt. **49** (2010), 1676–1681.

[186] G. Genoud, F. Wojda, M. Burza, A. Persson, and C.-G. Wahlström, *Active control of the pointing of a multi-terawatt laser*, Rev. Sci. Instrum. **82** (2011), 033102.

[187] Y. Glinec, J. Faure, A. Guemnie-Tafo, V. Malka, H. Monard, J. P. Larbre, V. De Waele, J. L. Marignier, and M. Mostafavi, *Absolute calibration for a broad range single shot electron spectrometer*, Rev. Sci. Instrum. **77** (2006), 103301.

[188] H. A. Bethe, *Zur theorie des durchgangs schneller korpuskularstrahlen durch materie*, Ann. Phys.-Berlin **397** (1930), 325–400.

[189] Y. Mejaddem, D. Belkić, S. Hyödynmaa, and A. Brahme, *Calculations of electron energy loss straggling*, Nucl. Instrum. Meth. B **173** (2001), 397–410.

[190] G. Moliere, *Theory of the scattering of fast charged particles. repeated and multiple scattering.*, Z. Naturforsch. **A3** (1948), 78–97.

[191] H. A. Bethe, *Molière's theory of multiple scattering*, Phys. Rev. **89** (1953), 1256–1266.

[192] G. R. Lynch and O. I. Dahl, *Approximations to multiple coulomb scattering*, Nucl. Instrum. Meth. B **58** (1991), 6–10.

[193] A. A Soloviev., M. V. Starodubtsev, K. F. Burdonov, I. Y. Kostyukov, E. N. Nerush, A. A. Shaykin, and E. A. Khazanov, *Two-screen single-shot electron spectrometer for laser wakefield accelerated electron beams*, Rev. Sci. Instrum. **82** (2011), 043304.

[194] J. Beringer et al., *Review of particle physics*, Phys. Rev. D **86** (2012), 010001.

[195] J. W. Motz, H. Olsen, and H. W. Koch, *Electron scattering without atomic or nuclear excitation*, Rev. Mod. Phys. **36** (1964), 881–928.

[196] W. T. Scott, *The theory of small-angle multiple scattering of fast charged particles*, Rev. Mod. Phys. **35** (1963), 231–313.

[197] K. Nakamura, A. J. Gonsalves, C. Lin, A. Smith, D. Rodgers, R. Donahue, W. Byrne, and W. P. Leemans, *Electron beam charge diagnostics for laser plasma accelerators*, Phys. Rev. ST Accel. Beams **14** (2011), 062801.

[198] S. Agostinelli et al., *Geant4, a simulation toolkit*, Nucl. Instrum. Meth. A **506** (2003), 250–303.

[199] J. Allison et al., *Geant4 developments and applications*, IEEE T. Nucl. Sci. **53** (2006), 270–278.

[200] A. Buck, K. Zeil, A. Popp, K. Schmid, A. Jochmann, S. D. Kraft, B. Hidding, T. Kudyakov, C. M. S. Sears, L. Veisz, S. Karsch, J. Pawelke, R. Sauerbrey, T. Cowan, F. Krausz, and U. Schramm, *Absolute charge calibration of scintillating screens for relativistic electron detection*, Rev. Sci. Instrum. **81** (2010), 033301.

[201] R. Nowotny and A. Taubeck, *A method for the production of composite scintillators for dosimetry in diagnostic radiology*, Phys. Med. Biol. **54** (2009), 1457–1468.

[202] W. Fullagar, J. Uhlig, M. Walczak, S. Canton, and V. Sundstrom, *The use and characterization of a backilluminated charge-coupled device in investigations of pulsed X-ray and radiation sources*, Rev. Sci. Instrum. **79** (2008), 103302.

[203] S. Fourmaux, S. Corde, K. Ta Phuoc, P. M. Leguay, S. Payeur, P. Lassonde, S. Gnedyuk, G. Lebrun, C. Fourment, V. Malka, S. Sebban, A. Rousse, and J. C. Kieffer, *Demonstration of the synchrotron-type spectrum of laser-produced betatron radiation*, New J. Phys. **13** (2011), 033017.

[204] P. Kirkpatrick, *On the theory and use of ross filters*, Rev. Sci. Instrum. **10** (1939), 186–191.

[205] P. Kirkpatrick, *Theory and use of ross filters*, Rev. Sci. Instrum. **15** (1944), 223–229.

[206] S. Kneip, S. R. Nagel, C. Bellei, N. Bourgeois, A. E. Dangor, A. Gopal, R. Heathcote, S. P. D. Mangles, J. R. Marquès, A. Maksimchuk, P. M. Nilson, K. Ta Phuoc, S. Reed, M. Tzoufras, F. S. Tsung, L. Willingale, W. B. Moriand, A. Rousse, K. Krushelnick, and Z. Najmudin, *Observation of synchrotron radiation from electrons accelerated in a petawatt-laser-generated plasma cavity*, Phys. Rev. Lett. **100** (2008), 105006.

[207] M. Hansson, L. Senje, A. Persson, O. Lundh, C.-G. Wahlström, F. G. Desforges, J. Ju, T. L. Audet, B. Cros, S. Dobosz Dufrénoy, and P. Monot, *Enhanced stability of laser wakefield acceleration using dielectric capillary tubes*, Phys. Rev. ST Accel. Beams **17** (2014), 031303.

[208] A. Popp, J. M. Vieira, J. Osterhoff, Z. Major, R. Hörlein, M. Fuchs, R. Weingartner, T. P. Rowlands-Rees, M. Marti, R. A. Fonseca, S. F. Martins, L. O. Silva, S. M. Hooker, F. Krausz, F. Grüner, and S. Karsch, *All-optical steering of laser-wakefield-accelerated electron beams*, Phys. Rev. Lett. **105** (2010), 215001.

[209] F. G. Desforges, B. S. Paradkar, M. Hansson, T. L. Audet, J. Ju, I. Gallardo-González, B. Aurand, P. Lee, L. Senje, A. Persson, S. Dobosz Dufrénoy, O. Lundh, G. Maynard, P. Monot, J.-L. Vay, C.-G. Wahlström, and B. Cros, *Analysis of electron injection in laser wakefield acceleration using betatron emission in capillary tubes*, Proc. SPIE **9514** (2015), 95140Z.

[210] F. S. Tsung, W. Lu, M. Tzoufras, W. B. Mori, C. Joshi, J. M. Vieira, L. O. Silva, and R. A. Fonseca, *Simulation of monoenergetic electron generation via laser wakefield accelerators for 5–25TW lasers*, Phys. Plasmas **13** (2006), 056708.

[211] G. L. Yudin and M. Y. Ivanov, *Nonadiabatic tunnel ionization: Looking inside a laser cycle*, Phys. Rev. A **64** (2001), 013409.

[212] C. B. Schroeder, E. H. Esarey, C. G. R. Geddes, C. Benedetti, and W. P. Leemans, *Physics considerations for laser-plasma linear colliders*, Phys. Rev. ST Accel. Beams **13** (2010), 101301.

[213] G. A. Mourou, B. Brocklesby, T. Tajima, and J. Limpert, *The future is fibre accelerators*, Nat. Photon. **7** (2013), 258–261.

[214] A. Tünnermann, T. Schreiber, and J. Limpert, *Fiber lasers and amplifiers: an ultrafast performance evolution*, Appl. Opt. **49** (2010), F71–F78.

[215] S. M. Hooker, R. Bartolini, S. P. D. Mangles, A. Tünnermann, L. Corner, J. Limpert, A. Seryi, and R. Walczak, *Multi-pulse laser wakefield acceleration: a new route to efficient, high-repetition-rate plasma accelerators and high flux radiation sources*, J. Phys. B-At. Mol. Opt. **47** (2014), 234003.

[216] C. Benedetti, C. B. Schroeder, E. H. Esarey, and W. P. Leemans, *Plasma wakefields driven by an incoherent combination of laser pulses: A path towards high-average power laser-plasma accelerators*, Phys. Plasmas **21** (2014), 056706.

[217] S. J. Smith and E. M. Purcell, *Visible light from localized surface charges moving across a grating*, Phys. Rev. **92** (1953), 1069–1069.

[218] H. L. Andrews, F. Bakkali Taheri, J. Barros, R. Bartolini, V. Bharadwaj, C. Clarke, N. Delerue, G. Doucas, N. Fuster-Martinez, M. Vieille-Grosjean, I. V. Konoplev, M. Labat, S. Le Corre, C. Perry, A. Reichold, and S. Stevenson, *Reconstruction of the time profile of 20.35 GeV, subpicosecond long electron bunches by means of coherent smith-purcell radiation*, Phys. Rev. ST Accel. Beams **17** (2014), 052802.

[219] O. Lundh, J. Lim, C. Rechatin, L. Ammoura, A. Ben-Ismail, X. Davoine, G. Gallot, J-P. Goddet, E. Lefebvre, V. Malka, and J. Faure, *Few femtosecond, few kiloampere electron bunch produced by a laser-plasma accelerator*, Nat. Phys. **7** (2011), 219–222.

Injection induite par ionisation pour l'accélération laser-plasma dans des tubes capillaires diélectriques

L'interaction d'une impulsion laser, courte ($\sim 10-100\,\mathrm{fs}$) et ultra-intense ($\gtrsim 10^{18}\,\mathrm{W.cm^{-2}}$), avec un plasma sous-dense ($\lesssim 10^{19}\,\mathrm{cm^{-3}}$) peut accélérer, de manière compacte, une fraction des électrons du plasma jusqu'à des énergies relativistes ($\sim 100-300\,\mathrm{MeV}$). Ce phénomène, nommé accélération plasma par sillage laser (APSL), pourrait avoir de nombreuses applications telles que le futur collisionneur d'électrons à ultra-hautes énergies. Cependant, cela requiert au préalable des développements supplémentaires afin que l'APSL produise des paquets d'électrons stables et reproductibles avec une excellente qualité, c'est-à-dire de faibles émittances longitudinale et transverses.

Au cours de cette thèse, une étude expérimentale de la stabilité et de la reproductibilité des paquets d'électrons auto-injectés a été réalisée dans des tubes capillaires diélectriques, de longueur $8-20\,\mathrm{mm}$ et de rayon interne $76-89\,\mu\mathrm{m}$, contenant du H_2 pur à une densité électronique de $(10\pm1{,}5)\times10^{18}\,\mathrm{cm^{-3}}$. Des paquets d'électrons auto-injectés ont été produits, à une cadence de deux tirs par minute, avec une charge accélérée au-delà de $40\,\mathrm{MeV}$ de $66\pm7\,\mathrm{pC}$, une énergie moyenne de $65\pm6\,\mathrm{MeV}$, une divergence de $9\pm1\,\mathrm{mrad}$ et une fluctuation de pointé de $2{,}3\,\mathrm{mrad}$. Trois sources de fluctuations et de dérives des propriétés des paquets d'électrons ont été discutées : dérive d'énergie laser, modification du gradient montant de densité électronique et fluctuations du pointé laser. Des contraintes sur le régime de fonctionnement ont été proposées afin d'améliorer la stabilité et la reproductibilité de la source laser-plasma d'électrons.

Un mécanisme alternatif d'injection d'électrons dans l'onde de plasma a également été examiné : l'injection induite par ionisation. Une étude expérimentale a montré que les paquets d'électrons accélérés dans un mélange de $99\%H_2+1\%N_2$ ont une charge deux fois plus importante qu'en présence de H_2 pur. De plus, une injection plus précoce a été observée pour le mélange de $99\%H_2+1\%N_2$, indiquant que les premiers électrons sont capturés selon le mécanisme d'injection induite par ionisation. Une étude complémentaire, utilisant des simulations *Particle-In-Cell* avec le code WARP, confirment les résultats expérimentaux et suggèrent que l'auto-injection est supprimée par l'injection induite par ionisation.

Laser wakefield acceleration with ionization-induced injection in dielectric capillary tubes

The interaction of a short ($\sim 10-100\,\mathrm{fs}$) and ultra-intense ($\gtrsim 10^{18}\,\mathrm{W.cm^{-2}}$) laser pulse with an underdense ($\lesssim 10^{19}\,\mathrm{cm^{-3}}$) plasma can accelerate, in a compact way, a fraction of the electrons of the plasma toward relativistic energies ($\sim 100-300\,\mathrm{MeV}$). This mechanism, called laser wakefield acceleration (LWFA), might have various applications such as the future ultra-high energy electron collider. Prior to this, additional investigations are needed to ensure, through LWFA, a stable and reproducible generation of electron bunches of high quality, *i.e.* low transverse and longitudinal emittances.

In this thesis, the stability and the reproducibility of the electron self-injection were experimentally investigated in $8-20\,\mathrm{mm}$ long, dielectric capillary tubes, with an internal radius of $76-89\,\mu\mathrm{m}$, and filled with pure H_2 at an electronic density of $(10\pm1{,}5)\times10^{18}\,\mathrm{cm^{-3}}$. Electron bunches were produced, at a rate of two shots per minute, with an accelerated charge above $40\,\mathrm{MeV}$ of $66\pm7\,\mathrm{pC}$, a mean energy of $65\pm6\,\mathrm{MeV}$, a divergence of $9\pm1\,\mathrm{mrad}$, and a pointing fluctuation of $2{,}3\,\mathrm{mrad}$. Three sources were identified for the fluctuations and drifts of the electron bunch properties : laser energy drift, change of the electron number density upramp, and laser pointing fluctuations. Restrictions on the operating regime were proposed in order to improve the stability and the reproducibility of the laser-plasma electron source.

An alternative mechanism of electron injection into the plasma wave was also investigated : the ionization-induced injection. An experimental study demonstrated that electron bunches generated in a mixture of $99\%H_2+1\%N_2$ have twice more accelerated charge than in the case of pure H_2. Moreover, the earlier onset of electron injection was observed for the mixture $99\%H_2+1\%N_2$, indicating that the first electrons were trapped under the mechanism of ionization-induced injection. Particle-In-Cell simulations performed with the code WARP confirm the experimental results and suggest that the self-injection was inhibited by the ionization-induced injection.