NNT : 2016SACLX002

THESE DE DOCTORAT
DE
L'UNIVERSITÉ PARIS-SACLAY
PRÉPARÉE À
L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

ÉCOLE DOCTORALE N°572
Ondes et matières

Spécialité de doctorat : Physique des plasmas

Par

Mme Anaïs Castan

Propagation laser en plasma sous-dense et modélisation de la déflectométrie protonique

Thèse présentée et soutenue à l'École Polytechnique, Palaiseau, le 29 janvier 2016

Composition du Jury :

M. Julien Fuchs, Directeur de Recherche, École Polytechnique, Directeur de thèse
Mme. Anne Héron, Directrice de Recherche, École Polytechnique, Examinatrice
M. Pascal Loiseau, Ingénieur-chercheur, CEA, Encadrant
M. Patrick Mora, Directeur de Recherche, École Polytechnique, Président du Jury
M. Patrick Renaudin, Directeur de Recherche, CEA, Rapporteur
M. Xavier Ribeyre, Directeur de Recherche, CELIA, Rapporteur

université PARIS-SACLAY
ÉCOLE DOCTORALE
Ondes et Matière (EDOM)

Titre : Propagation laser en plasma sous-dense et modélisation de la déflectométrie protonique

Mots clés : Interaction laser plasma, instabilités, transport thermique, déflectométrie protonique, fusion par confinement inertiel

Résumé : Dans le cadre de la Fusion par Confinement Inertiel, la maîtrise de la propagation des faisceaux laser intenses, qui se propagent dans le plasma sous-dense d'une cavité d'ignition, reste un enjeu majeur. En effet, durant leur propagation, les faisceaux vont modifier les paramètres du plasma, ces paramètres contrôlant eux-mêmes la propagation. Cette rétroaction entre le plasma et le laser est potentiellement instable et produit de l'autofocalisation, de la filamentation, etc. Ces mécanismes peuvent alors dégrader fortement la propagation et in fine l'uniformité du dépôt d'énergie recherché. Dans cette étude, expérimentale et numérique, nous nous intéressons à la propagation d'un filament laser (tache focale d'une dizaine de micromètres, impulsion de 1,5 ns et d'intensité variant de 1014 W.cm-2 à 1016 W.cm-2) dans un milieu très sous dense (quelques pour-cents de la densité électronique critique). Deux expériences ont été réalisées sur l'installation de puissance LULI2000 et ont permis à la fois d'observer la transmission laser et de caractériser les gradients de température. Ces gradients sont produits par le transport électronique et influencent la réponse du plasma au laser. Afin de modéliser le rôle des gradients de température dans les instabilités d'auto-focalisation et de filamentation, nous avons associé un code d'hydrodynamique-radiative (FCI2) à un code détaillé de propagation (Héra). Pour compléter les observables précédentes, nous avons aussi mis en œuvre un diagnostic de déflectométrie protonique. Ce diagnostic permet de mesurer les champs électriques présents dans le plasma, ces champs étant issus du chauffage et de l'interaction laser. Un nouvel outil, associant le code de propagation laser et un code Monte-Carlo de transport de protons, a donc été mis en place pour modéliser les déflexions des protons. Cet outil ouvre en plus de nouvelles perspectives pour discuter de l'influence des effets 3D dans l'exploitation de ce diagnostic. Les résultats obtenus confirment l'intérêt à sonder les champs électriques au cœur même du plasma pendant la propagation laser.

Title : Laser interaction in low density plasmas and proton deflectometry simulations

Keywords : laser plasma interaction, laser instability, heat transport ,proton deflectometry, inertial confinement fusion

Abstract : The understanding and the control of high-power laser propagation into under-dense plasma is important to achieve inertial confinement fusion. During this process, the interaction of the laser with the plasma filling the hohlraum can lead to significant losses of laser energy which prevent ignition. Self-focusing or filamentation of the laser light is one of these phenomena which are desired to be mitigated since they also affect the uniformity of the laser illumination on the hohlraum wall. In order to improve our understanding of the laser-plasma interaction phenomena at play, we describe an experimental and numerical study involving an intense laser pulse between 1014 W.cm-2 and 1016 W.cm-2 , and which interacts with millimetric and under-dense plasma (having density of few % of the critical density). This work presents two experiments fielding a series of diagnostics aimed at well characterizing the laser propagation (Hisac camera) together with heat deposition in plasmas using Thomson scattering. Experimental results will be presented and discussed in the light of detailed simulations performed with the 3D laser propagation code Hera. In order to take into account the temperature gradients within the plasma during the laser propagation, Hera (laser propagation code) and FCI2 (radiation-hydrodynamic code) have been coupled. Besides, proton radiography has been used in order to access to electric fields. The measurements led to the implementation of a new and promising numerical tool using the Hera and Diane codes (Diane is a newly developed Monte Carlo particle tracing code). 3D proton radiography modelling opens new possibilities for users of this temporally and spatially resolved diagnostic.

Université Paris-Saclay
Espace Technologique / Immeuble Discovery
Route de l'Orme aux Merisiers RD 128 / 91190 Saint-Aubin, France

Table des matières

Table des matières **3**

1 Introduction **7**

Contexte 7

Objectifs et plan de la thèse 11

2 Transport de chaleur et propagation laser **13**

2.1 Descriptions du plasma 13

2.1.1 De la description microscopique à la description cinétique 14

2.1.2 Collisions 19

2.2 Transport de chaleur 25

2.2.1 Flux de chaleur 25

2.2.2 Limitation du modèle 29

2.3 Propagation laser 34

2.3.1 Propagation laser : généralité 34

2.3.2 Conséquences de la propagation laser 35

2.3.3 Effet du plasma sur la propagation 38

2.4 Outils numériques 46

2.4.1 Modélisation de l'évolution hydrodynamique – FCI2 47

2.4.2 Modélisation de l'interaction laser-plasma – HÉRA 47

2.4.3 Modélisation de la déflectométrie protonique – DIANE 50

3 Présentation des expériences réalisées : motivation et diagnostics mis en œuvre **57**

3.1 Expérience 1 : étude de la propagation d'un faisceau laser dans un gaz initialement neutre 57

3.1.1 Faisceau sonde et faisceau picoseconde 58

3.2 Expérience 2 : étude liée à l'ionisation et à la propagation d'un faisceau laser dans plasma ionisé . . . 62
3.2.1 Faisceau sonde et faisceau picoseconde . . . 63
3.3 Les diagnostics . . . 66
3.3.1 Mesure des paramètres plasmas : la diffusion Thomson . . . 66
3.3.2 Mesure indirecte des champs électriques dans les plasmas : déflectométrie protonique . . . 75
3.3.3 Caractérisation de la transmission : Hisac . . . 83

4 Modélisation de la propagation laser à des intensités modérées 87
4.1 Mise en œuvre de la chaîne de calcul sur un cas à P/P_c faible . . . 88
4.1.1 Présentation du cas . . . 88
4.1.2 Modélisation du chauffage avec FCI2 . . . 89
4.1.3 Modélisation de la propagation laser avec Héra . . . 91
4.1.4 Modélisation de la déflectométrie protonique avec Diane . . . 95
4.2 Apport de la simulation 3D dans la déflectométrie protonique . . . 96
4.2.1 Cas laser non-perturbé et potentiel cylindrique 3D . . . 97
4.2.2 Utilisation de codes 2D . . . 100
4.2.3 La problématique des variations selon x . . . 106
4.3 Conséquences de la prise en compte du gradient de température . . . 114
4.3.1 Cas isotherme et cas avec gradient de température . . . 114
4.3.2 Impact de la non-localité . . . 117

5 Caractérisation du plasma lors des expériences réalisées 123
5.1 Paramètres des simulations et importance du volume sondé expérimentalement 123
5.1.1 Cas d'un faisceau d'interaction seul . . . 124
5.1.2 Cas d'un faisceau d'interaction précédé par un faisceau lissé . . . 127
5.2 Estimation de la température et de la densité par diffusion Thomson . . . 131
5.2.1 Cas d'un faisceau d'interaction avec pré-ionisation du plasma par un faisceau lissé . . . 131
5.2.2 Cas du faisceau d'interaction seul . . . 138
5.3 Seuils caractéristiques des instabilités et conclusion . . . 143

6 Interaction à fortes intensités et instabilités 147
6.1 Propagation laser . . . 147
6.1.1 Modélisation de l'interaction . . . 148
6.1.2 Résultat expérimental et numérique de la transmission laser . . . 150

6.2 Déflectométrie protonique 156
6.2.1 Résultats expérimentaux 156
6.2.2 Simulation Diane 166

7 Conclusion **169**

Références bibliographiques **175**

Chapitre 1

Introduction

Contexte - Fusion par confinement inertiel et propagation laser

La fusion thermonucléaire est un schéma de production d'énergie étudié depuis plus de 50 ans. Le principe consiste à produire un plasma de deutérium-tritium dont les conditions de pression et de température sont telles que des réactions de fusion peuvent se produire, c'est ce qu'on appelle l'ignition. L'énergie délivrée par cette réaction nucléaire constituerait une source d'énergie plus propre et plus abondante que celles utilisées actuellement. Le critère de Lawson est un critère d'efficacité qui définit un seuil tel que la puissance produite par les réactions compense au minimum l'énergie nécessaire pour les produire. Il permet de définir le temps τ nécessaire au confinement d'un plasma de densité n afin que les processus de fusion soient rentables vis à vis de l'énergie investie pour les obtenir : on obtient la condition $n\tau > 3.10^{14}\, s.cm^{-3}$ pour une température de $10\, keV$ qui maximise la section efficace de la réaction deutérium-tritium.

Afin de maximiser le produit $n\tau$ deux voies sont explorées. La première consiste à confiner pendant un temps suffisamment long un plasma de faible densité à l'aide de champs magnétiques, c'est ce qu'on appelle la fusion par confinement magnétique. La seconde consiste à produire un plasma de très haute densité pendant un temps plus court ce qui constitue l'ambition de la fusion par confinement inertiel. Ainsi deux principales voies de recherche existent : le confinement par champs magnétiques actuellement développé par exemple par le projet ITER [1] et le confinement inertiel avec l'utilisation d'un grand nombre de faisceaux

1. International Thermonuclear Experimental Reactor : `https://www.iter.org/fr/accueil`

lasers en cours sur le NIF [2] [2, 3] et le LMJ [3].

Nous nous plaçons dans cette étude dans le contexte de la fusion inertielle. À nouveau, deux schémas existent dans le but d'atteindre l'ignition : l'attaque directe [4, 5, 6] et l'attaque indirecte [7, 8].

L'attaque directe, expérimentée principalement aujourd'hui sur les installations laser Omega (Rochester) [9, 10] et Gekko (Osaka) [11], consiste à irradier de manière la plus homogène possible une capsule sphérique de combustible. De cette manière, on cherche à atteindre une pression et une température suffisante pour déclencher la fusion du deutérium-tritium.

Notre étude s'inscrit dans le second schéma : la fusion par attaque indirecte, configuration choisie par les installations LMJ et NIF. Dans celui-ci, les lasers interagissent avec les parois en or d'une cavité (hohlraum) afin de générer des rayons X (figure 1.1). La cavité contient en son centre une cible de combustible et est remplie d'un gaz. La capsule fusible est ainsi irradiée, comprimée et chauffée par l'action du rayonnement X.

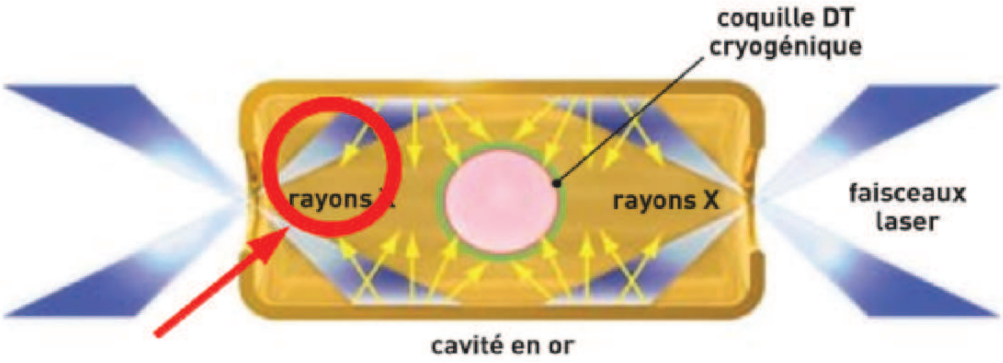


FIGURE 1.1 – Schéma de principe de la fusion par attaque indirecte

L'un des problèmes rencontrés aujourd'hui pour atteindre l'ignition est le manque de maîtrise du dépôt d'énergie sur les parois de la cavité [7]. Ce défaut de dépôt d'énergie pourrait être lié à la propagation des faisceaux laser dans le plasma sous-dense contenu dans la cavité.

Lors de leur propagation, les lasers interagissent avec le plasma sous-dense [12], milieu propice au développement d'instabilités paramétriques, potentiellement responsables de la perte d'une partie de leurs énergies. Parmi ces instabilités, on peut citer :

2. National Ignition Facility
3. Laser MégaJoule

- L'instabilité de filamentation :
  Cette instabilité conduit à l'éclatement du faisceau laser incident en plusieurs faisceaux d'énergies inférieures à celle du faisceau incident. L'énergie laser concentrée initialement sur une surface définie est répartie de manière inhomogène sur une surface plus grande. Nous parlerons plus en détails des aspects théoriques et des résultats expérimentaux et numérique dans ce manuscrit.
- Les instabilités Brillouin et Raman :
  Il s'agit deux instabilités de couplage dites 'à trois ondes'. Lorsqu'un faisceau laser se propage dans le plasma, l'onde électromagnétique interagit avec les particules chargées du plasma. Plus particulièrement, le laser se couple avec les fluctuations thermiques du plasma, ces fluctuations correspondent à un bruit ambiant d'ondes plasmas de différentes fréquences. Lorsque cette onde plasma est causée par les électrons libres, on parle d'une onde de Langmuir et lorsqu'elle est créée par les ions et leurs électrons liées, il s'agit d'une onde acoustique ionique. Les instabilités à trois ondes consistent au couplage résonnant entre l'onde laser incidente (*dite onde pompe*) et une onde plasma (*dite onde fille*) ce qui génère une onde électro-magnétique diffusée (*dite onde fille*) dont l'énergie est principalement concentrée dans la direction opposée à l'onde laser incidente, on parle alors de rétrodiffusion. Lorsque l'onde rétro-diffusée provient du couplage entre l'onde laser et une onde de Langmuir, l'instabilité est la *diffusion Raman stimulée* et lorsqu'il s'agit du couplage entre l'onde laser et une onde acoustique ionique l'instabilité est la *diffusion Brillouin stimulée*. Ainsi l'énergie transmise par le faisceau laser incident est diminuée car une partie est transférée à l'onde rétro-diffusée. Dans ce travail nous évoquerons des mesures complémentaires liées aux phénomènes de rétrodiffusion.
- L'effet du croisement de faisceaux :
  Cela conduit à un échange d'énergie entre plusieurs faisceaux. Il est particulièrement importante sur les grandes installations multi-faisceaux (LMJ et NIF) où ce transfert d'énergie a conduit à complexifier la réalisation d'une implosion symétrique de la capsule. Nos expériences ne faisant pas intervenir plusieurs faisceaux simultanément, il ne sera pas discutée dans ce manuscrit.

Le développement de ces instabilités est dépendant des conditions plasma et des caractéristiques des faisceaux lasers. Cependant, la propagation des lasers modifie les paramètres du plasma, notamment la densité via par exemple la force pondéromotrice laser et la température avec le transport de l'énergie laser absorbée par le plasma. Ainsi la propagation laser dépend de l'état initial du plasma mais modifie également l'état du plasma, ce qui par rétroaction modifie sa propagation (figure 1.2). L'une des questions actuelles concerne l'impact

du transport de chaleur sur la propagation laser. Le premier modèle de transport de chaleur a été établi par Spitzer et Härm en 1953 [13]. Il consiste en l'expression de la diffusion de l'énergie sous forme d'une loi de Fourier. Cependant des expériences ont mis en lumière les limites de ce modèle, en montrant que dans certains cas, la conductivité thermique de Spitzer était sur-estimée [14]. Pour corriger cette surestimation de la diffusion de chaleur, il est possible d'appliquer un coefficient arbitraire calibré expérimentalement ou numériquement et appelé « flux limite » [15] à la conductivité de Spitzer mais d'autres modèles apportent une approche théorique différente en calculant la conductivité à partir d'un modèle de noyau délocalisé [16, 17, 18]. Les aspects théoriques liés à ces différents modèles sont détaillés par la suite. Dans le cadre de la fusion inertielle sur les grandes installations, les diagnostics utilisés ne permettent pas de déterminer parfaitement les conditions du plasma [4] mais les mesures d'énergie rétro-diffusée et les imageries de l'implosion ont permis d'identifier des difficultés : l'énergie rétro-diffusée, symétrie et vitesse de l'implosion [7, 3]. De plus, du point de vue numérique, l'utilisation de différents modèles (les modèles de transport évoqués mais également des modèles de physique atomique) conduit à un calcul du dépôt de l'énergie laser significativement différent [19]. La rétroaction entre la propagation laser et les paramètres plasma nécessite encore une meilleure caractérisation.

Le travail présenté dans cette thèse concerne l'influence du transport de chaleur sur la propagation d'un faisceau laser dans un plasma sous-dense. À une échelle plus réduite, on s'éloigne des caractéristiques des grandes installations multi-faisceaux : plusieurs faisceaux laser de longueur d'onde $\lambda = 0{,}35\,\mu m$, répartis en quadruplet délivrant une puissance de $4\,TW$ dont l'interaction avec le plasma élève la température du gaz jusqu'à plusieurs keV. Nous étudierons l'interaction d'un unique faisceau laser de longueur d'onde $\lambda = 1{,}056\,\mu m$ délivrant une puissance pouvant atteindre $0{,}1\,TW$ et dont l'interaction avec le plasma n'élève pas sa température au delà de $400\,eV$.

Ce travail fait suite à une partie de la thèse de L. Lancia [20, 21] qui a mis en lumière une incompatibilité entre la modélisation numérique de l'interaction laser plasma et l'expérience en montrant que dans ses conditions expérimentales, les champs électriques modélisés s'élevaient à une dizaine de MV/m alors que ceux mesurés expérimentalement s'élevaient à une centaine de MV/m. Cette mesure expérimentale des champs électriques a pu être réalisée grâce à la mise en place d'un diagnostic de déflectométrie protonique. Ce diagnostic permet par l'intermédiaire d'un faisceau de proton et des déflexions dues à la force de Lorentz lors de la traversée du plasma, de sonder les champs électriques et magnétiques au cœur du plasma

4. L'utilisation d'une cavité rend particulièrement difficile la mesure des gradients de température et de densité du plasma sous-dense avec une bonne résolution spatiale.

avec une bonne résolution temporelle et spatiale. Les champs étant générés par l'interaction entre le laser et le plasma, ce diagnostic est un outil supplémentaire pour mieux caractériser la rétroaction laser-plasma. L'utilisation, la compréhension et la modélisation de ce diagnostic seront approfondies dans ce travail.

Objectifs

Dans le but d'étudier l'influence du transport de chaleur sur la propagation laser, notre étude s'articule autour de deux axes complémentaires. Le premier est la réalisation d'expériences d'interaction laser-plasma dans des conditions dites non-locales, c'est à dire lorsque la conduction thermique ne peut plus s'exprimer par une loi de Fourier. Le second est la mise en place d'une chaîne de simulation permettant de relier la question du transport de chaleur à celle de la propagation laser. Cette chaîne a été pensée et orientée afin de simuler des grandeurs observables expérimentalement : les gradients de température, la transmission laser résolue spatialement et temporellement et la mesure des déflexions d'un faisceau de protons traversant le plasma.

Les expériences que nous avons réalisées sur l'installation LULI2000 comportent une série de diagnostics visant à étudier le flux de chaleur (diagnostic de diffusion Thomson [22] permettant de remonter aux gradients de températures de différentes zones du plasma), la propagation laser (diagnostic Hisac [23] permettant d'imager la tache focale du faisceau en sortie du plasma au cours de la propagation) et les conséquences de l'interaction laser-plasma sur les champs électriques internes au plasma (diagnostic de radiographie protonique [24] permettant d'imager à plusieurs instants la déflexion de protons après leur traversée du plasma). La mise en place de ces diagnostics permet d'étudier le transport de chaleur et de ses conséquences sur l'interaction.

Sur le plan numérique, nous ne disposons pas de code capable de modéliser à la fois le

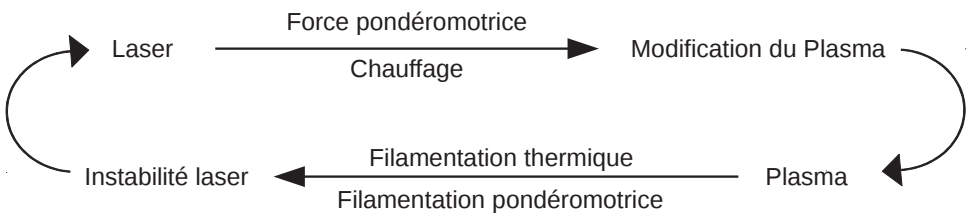


FIGURE 1.2 – Schéma de la rétroaction

dépôt de chaleur, son transport non-local dans le plasma et les instabilités laser générées par l'interaction. C'est pourquoi le deuxième volet de ce travail a été la mise en place et la validation d'une chaîne de simulation utilisant trois codes du CEA. Le code FCI2 a été employé pour modéliser à la fois le dépôt d'énergie et son transport. La propagation laser et les instabilités générées ont été modélisées par le code Héra [25, 26, 27]. Enfin, dans le but de faire le lien entre les champs électriques internes au plasma (modélisés dans Héra) et la mesure de la défléctométrie protonique, nous avons mis en place et validé l'utilisation du code de transport de particules chargées DIANE [28] pour la modélisation de ce diagnostic.

Plan de la thèse

Le chapitre deux présente les aspects théoriques intervenant dans notre étude. On introduit d'abord la description cinétique des plasmas permettant de discuter des modèles de transport de chaleur. Puis on s'intéresse à la propagation laser et aux instabilités d'autofocalisation et de filamentation. Nous y détaillons enfin les outils numériques que nous utiliserons par la suite.

Le chapitre trois détaille les objectifs expérimentaux de notre étude. Les configurations mises en place sont ainsi décrites. Trois diagnostics sont présentés : la diffusion Thomson, la déflectométrie protonique et la caméra Hisac. Les principes de chacun des diagnostics utilisés sont détaillés et la pertinence de leur utilisation dans notre étude est expliquée.

Le chapitre quatre illustre l'application de la chaîne de calcul numérique mise en place dans le cas d'une propagation laser où le développement d'instabilités est modéré. Ce travail numérique a permis d'explorer la possibilité et l'intérêt d'une modélisation numérique 3D du diagnostic de déflectométrie protonique.

Le chapitre cinq est consacré à la caractérisation du plasma produit lors des deux expériences réalisées, tant du point de vue expérimental (diagnostic Thomson) que du point de vue numérique (FCI2). Ce chapitre permet de définir les grandeurs caractéristiques liées à la propagation laser (intensités seuils, puissances critiques) et au transport (libre parcours moyen et longueur de gradient). On notera que les expériences ont été réalisées dans des régimes fortement instables.

Le chapitre six décrit les résultats des études numériques réalisées suite aux expériences. On discute des résultats expérimentaux associés, en particulier ceux de la caméra Hisac et de la déflectométrie protonique.

Chapitre 2

Transport de chaleur et propagation laser

Dans ce premier chapitre, nous présentons tout d'abord (2.1) différents modèles correspondant à différentes échelles de description des plasmas. La description microscopique permettra d'introduire la description cinétique qui à travers les termes de collisions est la plus à même de discuter du transport de chaleur. On rappelle également le lien entre la description cinétique et la description hydrodynamique (macroscopique) qui est plus adaptée à modéliser des observables mesurables expérimentalement. Puis (2.2), nous détaillons plusieurs modèles permettant de décrire le transport de chaleur : Spitzer-Härm, flux limite et flux délocalisé.
Dans un troisième temps (2.3), on s'intéresse à la propagation d'un laser dans un plasma et aux instabilités d'autofocalisation et de filamentation qui peuvent s'y développer.
Enfin, les outils numériques associés à ces thématiques et utilisés pour ce travail seront présentés. On complète cette dernière partie par l'outil permettant la modélisation de la déflectométrie protonique, diagnostic présenté dans le chapitre suivant.

2.1 Descriptions du plasma

Un plasma est un état dans lequel la matière est partiellement ou complètement ionisée. La caractéristique qui distingue un plasma d'un gaz, d'un solide ou encore d'un liquide est l'aspect collectif du comportement des particules chargées dû aux interactions électromagnétiques entre elles. Ce comportement collectif entraîne macroscopiquement la quasi-neutralité de la matière. On peut distinguer deux catégories, les plasmas cinétiques tels que l'énergie cinétique (E_c) des particules est supérieure à l'énergie potentielle d'interaction (E_p) et le cas contraire correspondant aux plasmas dit corrélés. On peut ainsi définir la constante de couplage Γ qui permet de définir en termes de densité et température les plasmas dit cinétiques pour $\Gamma \ll 1$; plus la température augmente, plus le plasma est ou se rapproche du domaine

dit cinétique classique.

$$\Gamma = \frac{E_p}{E_c}$$

Pour un plasma d'hydrogène, étant donnée la faible charge des ions, le plasma est cinétique sur un large domaine : à $10\,eV$ il faut atteindre $10^{23}\,cm^{-3}$ pour que le plasma soit corrélé. Dans la suite de ce texte, nous discutons de plasmas peu denses d'hydrogène ou d'hélium qui correspondent au régime cinétique.

Selon l'échelle à laquelle on le regarde, plusieurs descriptions permettent de modéliser un plasma : de l'échelle microscopique à l'aspect hydrodynamique ces descriptions permettent de comprendre le comportement du plasma.

2.1.1 De la description microscopique à la description cinétique

Plusieurs approches sont possibles pour décrire le comportement des particules composant un plasma. Les descriptions dépendent notamment de l'échelle de l'observation que l'on adopte. Microscopiquement, on décrit le comportement d'un ensemble discret de particules avec la description de Klimontovitch détaillée ci-dessous. Pour décrire de manière continue l'ensemble des particules, il convient d'utiliser la description cinétique. Mais ce dernier formalisme très coûteux en temps de calcul n'est pas toujours nécessaire, voire inapproprié suivant le domaine de physique étudié. C'est pourquoi il est fréquent d'utiliser une description hydrodynamique, avec l'hypothèse de fonctions de distribution maxwelliennes, pour étudier les plasmas dans l'approximation fluide.

Une partie de la complexité inhérente à la description des plasmas réside dans l'expression des interactions entre les particules. C'est pourquoi nous verrons que plusieurs approches ont été établies pour décrire ce phénomène, telles que l'intégrale de Boltzmann, l'intégrale de Landau ou encore celle de Lorentz.

2.1.1.1 Équation microscopique

La première description que nous abordons est celle du comportement microscopique de chaque particule [29]. Un plasma est un ensemble de particules chargées interagissant entre elles. À tout temps t chaque particule de cet ensemble est définie par ses coordonnées $\vec{r}_i\,(t)$ et par son impulsion $\vec{p}_i\,(t)$.

Microscopiquement on peut définir un ensemble discret de N particules par la fonction de distribution $f_{micro}\,(t,\vec{r},\vec{p})$:

$$f_{micro}\,(t,\vec{r},\vec{p}) = \sum_{i=1}^{N} \delta\left[\vec{r} - \vec{r}_i(t)\right] \delta\left[\vec{p} - \vec{p}_i(t)\right] \tag{2.1}$$

Cette fonction représente l'ensemble des positions et des impulsions occupées par les particules. Cette fonction est non nulle si et seulement si une particule est à la position $\vec{r}_i$ et a une impulsion $\vec{p}_i$.

Il est alors possible d'écrire l'évolution de cette fonction sous la forme :

$$\frac{\partial}{\partial t} f_{micro} = \frac{\partial}{\partial t} \sum_{i=1}^{N} \delta\left[\vec{r} - \vec{r}_i\left(t\right)\right] \delta\left[\vec{p} - \vec{p}_i\left(t\right)\right] \tag{2.2}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} f_{micro} &= -\sum_{i=1}^{N} \frac{d\vec{r}_i}{dt} . \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \left(\delta\left[\vec{r} - \vec{r}_i\left(t\right)\right]\right) \delta\left[\vec{p} - \vec{p}_i\left(t\right)\right] \\ &\quad - \sum_{i=1}^{N} \frac{d\vec{p}_i}{dt} . \frac{\partial}{\partial \vec{p}} \left(\delta\left[\vec{p} - \vec{p}_i\left(t\right)\right]\right) \delta\left[\vec{r} - \vec{r}_i\left(t\right)\right] \end{aligned}$$

Par définition $\frac{d\vec{r}_i}{dt} = \vec{v}_i$ et la dérivée temporelle de l'impulsion est liée à la force totale $\vec{F}_i$ appliquée à la particule i par la loi de Newton $\frac{d\vec{p}_i}{dt} = \vec{F}_i$. Cette force dépend du temps, de la position et de la vitesse de la particule : $\vec{F}_i = \vec{F}_{micro}\left(t,\vec{r},\vec{p}\right)$. On peut décomposer la force $\vec{F}_{micro}$ en deux types de forces : les forces *extérieures* appliquées au système et les forces dites *intérieures* résultant des interactions entre les particules.

La moyenne de toutes les forces intérieures est responsable du comportement collectif du plasma. On se limite ici aux interactions binaires entre les particules voisines, et on suppose que les corrélations d'ordre élevé sont négligeables.

Avec la propriété spécifique de la fonction de Dirac $g\left(a\right)\delta\left(x-a\right) = g\left(x\right)\delta\left(x-a\right)$ on en déduit l'équation cinétique de Klimontovich :

$$\frac{\partial}{\partial t} f_{micro} + \vec{v} . \frac{\partial}{\partial \vec{r}} f_{micro} + \vec{F}_{micro} . \frac{\partial}{\partial \vec{p}} f_{micro} = 0$$

Cette équation représente l'évolution spatiale et temporelle d'un ensemble discret de particules. Ce formalisme décrit le comportement de chaque particule du système. Une description à l'échelle supérieure consiste à décrire le comportement de l'ensemble des particules du plasma de manière continue. C'est pour cela que les formalismes cinétiques que nous détaillons ci-dessous ont été établis.

2.1.1.2 Équation cinétique

L'équation de Klimontovich fait intervenir une fonction de distribution qui caractérise un ensemble discret de particules chargées. Pour obtenir une fonction de distribution continue, on moyenne spatialement la fonction de distribution microscopique sur un volume V :

$$f\left(t,\vec{r},\vec{p}\right) = \left\langle f_{micro}\left(t,\vec{r},\vec{p}\right)\right\rangle_V$$

Le volume V sur lequel on effectue cette moyenne doit être à la fois suffisamment petit pour que la description soit précise spatialement, et à la fois suffisamment grand pour que la description soit précise statistiquement.

De même que pour la fonction de distribution, on moyenne spatialement l'équation de Klimontovitch sur le volume V pour obtenir une description continue de l'évolution du plasma :

$$\begin{aligned}\left\langle \frac{\partial}{\partial t} f_{micro} + \vec{v}.\frac{\partial}{\partial \vec{r}} f_{micro} + \vec{F}_{micro}.\frac{\partial}{\partial \vec{p}} f_{micro} \right\rangle_V &= \left\langle \frac{\partial}{\partial t} f_{micro} \right\rangle_V + \left\langle \vec{v}.\frac{\partial}{\partial \vec{r}} f_{micro} \right\rangle_V + \left\langle \vec{F}_{micro}.\frac{\partial}{\partial \vec{p}} f_{micro} \right\rangle_V \\ &= \frac{\partial}{\partial t} \langle f_{micro} \rangle_V + \vec{v}.\frac{\partial}{\partial \vec{r}} \langle f_{micro} \rangle_V + \left\langle \vec{F}_{micro}.\frac{\partial}{\partial \vec{p}} f_{micro} \right\rangle_V\end{aligned}$$

On obtient [29] :

$$\frac{\partial}{\partial t} f + \vec{v}.\frac{\partial}{\partial \vec{r}} f + \left\langle \vec{F}_{micro}.\frac{\partial}{\partial \vec{p}} f_{micro} \right\rangle_V = 0$$

Développer le dernier terme non linéaire nécessite de faire l'hypothèse des corrélations faibles. On suppose que la distance entre les particules est suffisamment grande pour que celles-ci soient presque libres : les trajectoires des particules sont définies par des forces moyennes ce qui les rend presque régulières et les perturbations induites par les mouvements chaotiques des autres particules sont d'ordre inférieur. C'est le cas des plasmas dit cinétiques définis par une constante de couplage $\Gamma = E_p/E_c \ll 1$. Ainsi chaque grandeur microscopique peut être décomposé en une grandeur moyenne et une petite fluctuation :

$$f_{micro} = f + \delta f_{micro} \qquad \vec{F}_{micro} = \vec{F} + \delta \vec{F}_{micro}$$

Avec $\delta f_{micro} \ll f$ et $\langle \delta f_{micro} \rangle = 0$.

Considérons un plasma composé de deux espèces de particules : les électrons et les ions.

Au premier ordre, on retient le comportement moyen des fonctions de distribution. On obtient *l'équation de Vlasov [30]* pour une espèce α :

$$\frac{\partial}{\partial t} f_\alpha + \vec{v_\alpha}.\frac{\partial}{\partial \vec{r}} f_\alpha + \vec{F}_\alpha.\frac{\partial}{\partial \vec{p}} f_\alpha = 0 \tag{2.3}$$

avec $\vec{F}_\alpha$ la force de Lorentz : $\vec{F}_\alpha = q_\alpha \left(\vec{E} + \vec{v_\alpha} \wedge \vec{B} \right)$.

On considère ici les interactions comme étant un effet collectif du plasma par l'intermédiaire des champs moyens $\vec{E}$ et $\vec{B}$. Physiquement, elle consiste, dans les interactions déterminant les trajectoires des particules, à ne tenir compte que de l'action sur chaque particule chargée d'un champ moyen créé par les autres. Cette équation est adaptée aux situations où les interactions collectives sont dominantes.

Elle décrit l'évolution d'un plasma dont le comportement est globalement régi par des forces de longues portées comme la force électromagnétique. Les collisions n'entravent pas

cette évolution : le plasma est non-collisionnel. C'est souvent le cas pour des plasmas peu denses, où les particules sont suffisamment distantes entre-elles pour que leur potentiel respectif n'influence pas les particules voisines.

Le premier terme de cette équation décrit l'évolution de la fonction de distribution due au mouvement des particules, le deuxième terme représente la diffusion spatiale de la fonction de distribution, et le troisième terme décrit la diffusion dans l'espace des vitesses.

Au second ordre, des écarts (δf) à la moyenne (f) sont pris en compte. On en déduit l'équation suivante pour une espèce α :

$$\frac{\partial}{\partial t} f_\alpha + \vec{v}_\alpha . \frac{\partial}{\partial \vec{r}} f_\alpha + \vec{F}_\alpha . \frac{\partial}{\partial \vec{p}} f_\alpha = - \left\langle \delta \vec{F}_{micro\alpha} . \frac{\partial}{\partial \vec{p}} \sum_\beta \delta f_{micro\beta} \right\rangle \equiv \sum_\beta C_{\alpha\beta} \qquad (2.4)$$

La partie de droite de cette équation est appelée *l'intégrale de collision*. Ce terme représente l'effet des corrélations entre les particules. Ainsi avec l'équation (2.4) on tient compte de l'interaction binaire entre les particules dans la description de l'évolution du plasma.

L'équation (2.4) est une description cinétique de l'évolution de l'ensemble des particules du plasma. Le terme de collision est difficile à exprimer, et plusieurs formalismes permettent de l'expliciter sous forme d'un flux (Fokker-Planck) ou sous forme intégrale (*Boltzmann*, *Landau* ou encore *Lorentz)* que nous allons évoquer. Les formalismes cinétiques décrivent l'évolution d'un plasma de manière exacte car ils résolvent les fonctions de distribution des particules. Mais ces descriptions sont difficiles à manipuler (particulièrement à plusieurs dimensions spatiales) et coûteuses en terme de temps de calcul, il n'est pas toujours approprié d'utiliser une modélisation aussi détaillée. C'est pourquoi un formalisme approché a été établi, il s'agit de décrire le comportement du plasma d'un point de vue hydrodynamique.

2.1.1.3 Description hydrodynamique

La description hydrodynamique, bien qu'étant un point de vue macroscopique du plasma, est particulièrement adaptée pour décrire certains phénomènes (chocs, diffusion thermique, turbulence, etc..). La description hydrodynamique est valide lorsque le phénomène que l'on cherche à décrire a une longueur caractéristique (L_c) bien supérieure au libre parcours moyen (λ_{ei}) : c'est ce qu'on définit comme le nombre de *Knudsen [31]* ($K_n = \lambda_{ei}/L_c$). En particulier, concernant la diffusion de chaleur, la loi de Fourier est considérée valide tant que $K_n \ll 1$.

Par ailleurs, dans les expériences, les diagnostics utilisés permettent d'accéder aux grandeurs macroscopiques et non directement aux fonctions de distribution.

À partir de la description cinétique, il est possible d'obtenir les grandeurs fluides en calculant les différents moments de la fonction de distribution f_α [32] :

- La densité de particule n_α et la vitesse moyenne $\langle \vec{v}_\alpha \rangle$ de l'espèce α sont définies par :

$$n_\alpha \left(\vec{r},t\right) = \int f_\alpha \left(\vec{r},\vec{v},t\right) d\vec{v}$$

$$n_\alpha \left\langle \vec{v}_\alpha \right\rangle \left(\vec{r},t\right) = \int \vec{v} f_\alpha \left(\vec{r},\vec{v},t\right) d\vec{v}$$

- Les tenseurs de pression $\vec{\vec{P}}_\alpha$ et de température $\vec{\vec{T}}_\alpha$ s'expriment par :

$$\vec{\vec{P}}_\alpha \left(\vec{r},t\right) = m_a \int \left(\vec{v} - \langle \vec{v}_\alpha \rangle\right) : \left(\vec{v} - \langle \vec{v}_\alpha \rangle\right) f_\alpha \left(\vec{r},\vec{v},t\right) d\vec{v}$$

$$\vec{\vec{T}}_\alpha = \frac{\vec{\vec{P}}_\alpha}{n_\alpha k_B}$$

Avec k_B la constante de Boltzmann.

- Le vecteur flux de chaleur est défini par :

$$\vec{q}_\alpha \left(\vec{r},t\right) = \frac{1}{2} m_\alpha \int \left(\vec{v} - \langle \vec{v}_\alpha \rangle\right)^2 \cdot \left(\vec{v} - \langle \vec{v}_\alpha \rangle\right) f_\alpha \left(\vec{r},\vec{v},t\right) d\vec{v}$$

De la même façon, on obtient les équations fluides en intégrant les équations cinétiques sur la vitesse. Ainsi en supposant que les collisions n'entraînent pas l'apparition de nouvelles particules, c'est à dire que $\int \sum_\beta C_{\alpha\beta}\, d\vec{v_\alpha} = 0$, on obtient l'équation de conservation du nombre de particule α après intégration de l'équation (2.4) :

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + \vec{\nabla}. \left(n_\alpha \left\langle \vec{v}_\alpha \right\rangle\right) = 0$$

En multipliant cette dernière équation avec la charge de la particule, on obtient l'équation de conservation de la charge :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla}.\vec{j} = 0$$

avec ρ et $\vec{j}$ la densité de charge et de courant.

Pour obtenir l'équation du mouvement, on multiplie l'équation (2.4) par la vitesse avant de l'intégrer :

$$\int m_\alpha \vec{v}_\alpha . \left(\frac{\partial}{\partial t} f_\alpha + \vec{v}_\alpha . \frac{\partial}{\partial \vec{r}} f_\alpha + \vec{F}_\alpha . \frac{\partial}{\partial \vec{p}} f_\alpha\right) d\vec{v} = \int m_\alpha \vec{v}_\alpha \sum_\beta C_{\alpha\beta} . d\vec{v}$$

On obtient ainsi avec les grandeurs fluides :

$$m_\alpha \frac{d\langle \vec{v}_\alpha \rangle}{dt} = -\frac{1}{n_\alpha} \nabla \overrightarrow{\overrightarrow{P}}_\alpha + \vec{F} + \vec{R}_{coll} \tag{2.5}$$

Avec $\vec{R}_{coll} = \int m_\alpha \vec{v}_\alpha \sum_\beta C_{\alpha\beta} . d\vec{v}$ qui représente l'ensemble des collisions.

On peut de même écrire la conservation de l'énergie en calculant l'intégration sur le moment d'ordre trois de la vitesse. La description exacte du système nécessite de calculer ces intégrations sur le moment de la vitesse à l'infini. C'est pourquoi on s'arrête habituellement au deuxième ou au troisième moment pour limiter le nombre d'équations en utilisant une équation dite de fermeture.

L'équation (2.5) décrit donc l'évolution de l'ensemble des particules dans une description fluide. L'explicitation du terme de collision est un point délicat, et il a été exprimé par différents formalismes établis par Boltzmann, Lorentz et Landau que nous présenterons par la suite.

2.1.2 Collisions

La difficulté dans la résolution des équations cinétiques et fluides réside dans l'expression des corrélations entre les particules. Ces collisions jouent un rôle important pour l'absorption du rayonnement laser ou encore le transport thermique dans le plasma. Ainsi pour modéliser cette interaction, différentes approches ont été adoptées.

2.1.2.1 Intégrale de Boltzmann

L'intégrale de Boltzmann considère les situations où les collisions binaires sont dominantes.

Considérons deux populations de particules de fonctions de distribution f_α et f_β. Soit deux particules dont les états avant la collision sont $(\vec{p}_\alpha, E_\alpha)$ et $(\vec{p}_\beta, E_\beta)$, et deviennent respectivement après collision $\left(\vec{p'_\alpha}, E'_\alpha\right)$ et $\left(\vec{p'_\beta}, E'_\beta\right)$. On considère que la collision est élastique, de telle sorte que l'on a :

$$\vec{p}_\alpha + \vec{p}_\beta = \vec{p'_\alpha} + \vec{p'_\beta}$$

et

$$E_\alpha + E_\beta = E'_\alpha + E'_\beta$$

Dans le volume $d\vec{v}_\alpha$, le nombre de particules qui participent à la collision est :

$$f_\alpha d\vec{v}_\alpha f_\beta d\vec{v}_\beta$$

où v_α et v_β correspondent aux vitesses des particules.

Comme la probabilité d'une collision est : $|\vec{v}_\alpha - \vec{v}_\beta| \, d\sigma_{\alpha\beta}$ avec σ la section efficace de collision, on peut exprimer le nombre de particules qui vont quitter le volume à cause des collisions par :

$$pertes = d\vec{v}_\alpha \int d\vec{v}_\beta \int d\sigma_{\alpha\beta} \, |\vec{v}_\alpha - \vec{v}_\beta| \, f_\alpha \left(\vec{v}_\alpha\right) f_\beta \left(\vec{v}_\beta\right)$$

et le nombre de particules arrivant dans le volume après collision par :

$$gain \;\; = \;\; d\vec{v}'_\alpha \int d\vec{v}'_\beta \int d\sigma_{\alpha\beta} \left|\vec{v'_\alpha} - \vec{v'_\beta}\right| f_\alpha \left(\vec{v'_\alpha}\right) f_\beta \left(\vec{v'_\beta}\right)$$

Comme le volume de phase ne change pas pendant les collisions, $d\vec{v'_\alpha} d\vec{v'_\beta} = d\vec{v}_\alpha d\vec{v}_\beta$, ainsi que le module de vitesse, $\left|\vec{v'_\alpha} - \vec{v'_\beta}\right| = |\vec{v}_\alpha - \vec{v}_\beta|$, on exprime le terme de collision par l'*intégrale de collision de Boltzmann [29]* :

$$C_{\alpha\beta} = \int d\vec{v}_\beta \int d\sigma_{\alpha\beta} \, |\vec{v}_\alpha - \vec{v}_\beta| \left(f'_\alpha f'_\beta - f_\alpha f_\beta\right) \tag{2.6}$$

Ce formalisme est très général et décrit donc les interactions entre les particules lors des collisions. Nous allons voir par la suite, comment utiliser ce formalisme pour expliciter ce terme de collision.

2.1.2.2 Équation de Fokker-Planck

Dans le cas où les collisions lointaines sont dominantes, on peut écrire une équation de conservation dans l'espace des vitesses. Les collisions produisent alors un flux $\vec{j}_{ab}$ s'écrivant sous la forme [30] :

$$\vec{j}_{\alpha\beta} = \vec{A}_\alpha f - \frac{\partial}{\partial v_\beta} \left(\vec{\vec{D}}_{\alpha\beta} f\right)$$

Avec $\vec{A}$ le coefficient de frottement interne et $\vec{\vec{D}}$ le tenseur de diffusion. Le terme de collisions s'écrit ensuite :

$$C_{\alpha\beta} = -\frac{\partial}{\partial v_\alpha} \vec{j}_{\alpha\beta}$$

On obtient alors l'équation connue sous le nom d'équation de Fokker-Planck :

$$\frac{\partial}{\partial t} f_\alpha + \vec{v}_\alpha . \frac{\partial}{\partial \vec{r}} f_\alpha + \vec{F}_\alpha . \frac{\partial}{\partial \vec{p}} f_\alpha = \sum_\beta \left[-\frac{\partial}{\partial v_\alpha} \left(\vec{A}_\alpha f - \frac{\partial}{\partial v_\beta} \left(\vec{\vec{D}}_{\alpha\beta} f \right) \right) \right]$$

Nous allons voir que dans le cadre de collisions coulombiennes, le terme de collisions peut être exprimé soit à partir d'une section efficace soit sous la forme d'un flux comme proposé dans le formalisme Fokker-Planck.

2.1.2.3 Intégrale de Landau et fréquence de collisions

À partir du formalisme de Boltzmann (éq. 2.6), il est possible d'effectuer le calcul du terme de collision dans le cas d'interactions coulombiennes. Dans ces conditions, les collisions aux petits angles dominent. La section efficace de l'équation (2.6) devient celle de Rutherford. Dans le cas d'une collision entre deux particules chargées α et β de charge respective q_α, q_β elle s'écrit :

$$d\sigma_{\alpha\beta} = \left(\frac{q_\alpha q_\beta m_{\alpha\beta}}{2\pi\epsilon_0}\right)^2 \frac{sin\theta d\theta d\varphi}{|\Delta\vec{p}|^4}$$

avec $m_{\alpha\beta} = \frac{m_\alpha m_\beta}{m_\alpha + m_\beta}$ la masse réduite, θ l'angle de diffusion, $\triangle\vec{p} = \vec{p}'_\alpha - \vec{p}_\alpha$ l'échange d'impulsion pendant la collision et ϵ_0 la permittivité du vide.

L'intégrale de Landau correspond donc au calcul de l'intégrale de Boltzmann, dans le cas de collisions coulombiennes. Le fait que la diffusion aux petits angles domine permet de faire l'approximation : $|\triangle\vec{p}| \ll |\vec{p}|$. Le calcul de l'intégrale de collision sous ces approximations donne en fonction de la vitesse relative $u = \vec{v}_\alpha - \vec{v}_\beta$ [29] :

$$C_{\alpha\beta}\left(f_\alpha, f_\beta\right) = \frac{q_\alpha^2 q_\beta^2 \ln\Lambda}{8\pi\epsilon_0^2} \frac{\partial}{\partial p_{\alpha i}} \int d\vec{v}_\beta \left(\frac{u^2\vec{\vec{1}} - \vec{u}:\vec{u}}{u^3}\right) \left(\frac{\partial f_\alpha}{\partial \vec{p}_\alpha} f_\beta - f_\alpha \frac{\partial f_\beta}{\partial \vec{p}_\beta}\right) \tag{2.7}$$

Avec $ln\,\Lambda$ le logarithme coulombien défini par : $\ln\Lambda = \frac{\lambda_D}{max(r_e, \lambda_B)}$ avec λ_D la longueur de *Debye* (distance d'écrantage du potentiel coulombien : $\lambda_D = \sqrt{\frac{k_B T\epsilon_0}{n_e e^2}}$), r_e la distance d'approche minimale entre les deux particules ($r_e = \frac{q_\alpha q_\beta}{4\pi\epsilon_0 k_B T_\alpha}$) et λ_B la longueur d'onde de *De Broglie* ($\lambda_B = \frac{h}{\sqrt{2m_\alpha k_B T_\alpha}}$).

L'intégrale de Landau tient compte des effets collectifs car le paramètre d'impact maximal est la longueur de Debye.

En définissant le coefficient de diffusion :

$$\vec{\vec{D}}_{\alpha\beta} = \frac{q_\alpha^2 q_\beta^2 \ln\Lambda}{4\pi\epsilon_0^2 m_\alpha^3} \int \left(\frac{u^2\vec{\vec{1}} - \vec{u}:\vec{u}}{u^3}\right) f_\beta\, dv_\beta$$

et le coefficient de frottement :

$$\vec{A}_\alpha = \frac{q_\alpha^2 q_\beta^2 \ln\Lambda}{4\pi\epsilon_0^2 m_\alpha^3} \int \left(\frac{u^2\vec{\vec{1}} - \vec{u}:\vec{u}}{u^3}\right) \frac{\partial f_\beta}{\partial \vec{v}_\beta} dv_\beta + \frac{\partial}{\partial \vec{v}_\alpha} . \vec{\vec{D}}_{\alpha\beta}$$

il est possible de faire le lien [30] entre l'intégrale de collisions de Landau et le flux $\vec{j}_{\alpha\beta}$ du formalisme Fokker-Planck :

$$C_{\alpha\beta} = -\frac{\partial}{\partial v_\alpha}\left[\vec{A}_\alpha f - \frac{\partial}{\partial v_\beta}\left(\vec{\vec{D}}_{\alpha\beta} f\right)\right]$$

Bien que ce calcul du terme de collision constitue un cas particulier dans le cas d'un potentiel coulombien, l'intégrale de Landau est difficile à appliquer. Lorentz propose une approximation du terme de collision plus pratique que nous allons développer.

2.1.2.4 Intégrale de collision de Lorentz

Dans le cas de collisions entre les électrons et les ions, à cause de la grande différence de masse entre ces particules, on peut considérer que les ions sont au repos ce qui permet de négliger dans l'équation (2.7) la contribution $f_e \frac{\partial f_i}{\partial \vec{p}_i}$.

Cette grande différence de masse implique également que l'on peut substituer la vitesse relative par la vitesse de l'électron $\vec{v}_e$. Après intégration sur la vitesse des ions, l'équation (2.7) devient :

$$C_{ei}\left[f_e\right] = \frac{Z^2 e^4 n_i \ln\Lambda}{8\pi\epsilon_0^2 m_e^2} \frac{\partial}{\partial v_e} \frac{v_e^2 \vec{\vec{1}} - \vec{v}_e : \vec{v}_e}{v_e^3} \frac{\partial f_e}{\partial \vec{p}_e}$$

En coordonnées sphérique dans l'espace des phases, l'intégrale de collision de Lorentz peut s'écrire par [29] :

$$C_{ei}\left[f_e\right] = \frac{Z^2 e^4 n_i \ln\Lambda}{8\pi\epsilon_0^2 m_e^2 v^3} \left(\frac{1}{sin\theta} \frac{\partial}{\partial\theta} sin\theta \frac{\partial}{\partial\theta} + \frac{1}{sin^2\theta} \frac{\partial^2}{\partial\phi^2} \right) f_e$$

Cette intégrale décrit l'isotropisation de la fonction de distribution, elle ne tient pas compte du changement du module de vitesse des électrons, ni des échanges d'énergie entre les électrons et les ions.

Sachant que les collisions permettent l'isotropisation de la fonction de distribution, une autre approche du terme de collisions est de considérer une relaxation vers une distribution d'équilibre.

2.1.2.5 Terme de collision dans l'approximation BGK

Une formule simple du terme de collision, sans dérivée ni intégrale a été proposée par Bhatnagar, Gross et Krook en 1954 [33, 30].

Elle n'est pas liée aux intégrales de collision vues jusqu'à présent, c'est une approche phénoménologique. Elle décrit la relaxation des fonctions de distribution vers l'équilibre Maxwellien. Ainsi le terme de collision électron-ion s'exprime par :

$$C_{ei} = -\nu_{ei}\left(f_e - F_e\right)$$

Avec F_e une fonction de distribution Maxwellienne et ν_{ei} la fréquence de collision électron-ion.

Cette approche permet de décrire qualitativement le terme de collision. Pour expliciter la fréquence de collision on utilise néanmoins par la suite une méthode utilisant l'intégrale de collision de Lorentz.

2.1.2.6 Fréquence de collision

L'objectif de cette section est d'exprimer une relation décrivant le ralentissement des électrons dû aux collisions avec les ions.

Il est possible de calculer à partir de l'intégrale de collision de Landau (2.7) la force de frottement électron-ion dans le cas où les ions sont au repos [29] :

$$\vec{R}_{ei} = m_e \int d\vec{v}_e \vec{v}_e C_{ei}$$

L'intégrale par partie donne :

$$\vec{R}_{ei} = \frac{-Z^2 e^4 \ln\Lambda}{8\pi\epsilon_0^2} \int d\vec{v}_e \int d\vec{v}_i \frac{u^2 \overleftrightarrow{I} - \vec{u} \otimes \vec{u}}{u^3} \left(\frac{\partial f_e}{m_e \partial \vec{v}_e} f_i - f_e \frac{\partial f_i}{m_i \partial \vec{v}_i} \right)$$

On considère que le système est à l'équilibre thermodynamique, les ions et les électrons sont donc à la même température. De plus comme la masse des ions est bien supérieure à celle des électrons, on peut donc négliger la contribution $f_e \frac{\partial f_i}{m_i \partial \vec{v}_i}$. Les vitesses des ions étant bien inférieures à celles des électrons, donc on peut remplacer la vitesse relative $\vec{u}$ par la vitesse des électrons $\vec{v}_e$, ce qui simplifie l'équation ci-dessus par :

$$\vec{R}_{ei} = -\frac{Z^2 e^4 n_i \ln\Lambda}{8\pi\epsilon_0^2} \int d\vec{v}_e \frac{v_e^2 \overleftrightarrow{I} - \vec{v}_e \otimes \vec{v}_e}{v_e^3} \frac{\partial f_e}{m_e \partial \vec{v}_e}$$

En prenant une fonction Maxwellienne $\frac{\partial F_e}{m_e \partial \vec{v}_e} = -\left(\vec{v}_e - \vec{u}_e\right) \frac{F_e}{k_B T_e}$ et $\vec{u}_e$ la vitesse moyenne des électrons, on peut exprimer la force de frottement par : $\vec{R}_{ei} = -m_e n_e \nu_{ei} \vec{u}_e$ avec ν_{ei} la fréquence de collision électron-ion :

$$\nu_{ei} = \frac{Z^2 e^4 n_i \ln\Lambda}{8\pi\epsilon_0^2 n_e m_e k_B T_e} \int d\vec{v}_e \left(1 - cos^2\theta\right) \frac{F_e}{v_e}$$

Si la vitesse moyenne est petite devant la vitesse thermique des électrons $u_e \ll v_{Te}$ avec $v_{Te} = \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_e}}$ et en négligeant u_e on trouve :

$$\nu_{ei} = \frac{Z^2 e^4 n_i \ln\Lambda}{3\epsilon_0^2 \sqrt{m_e \left(2\pi k_B T_e\right)^3}} \tag{2.8}$$

Il faut remarquer que la fréquence de collision ne caractérise pas le nombre de collisions par unité de temps, mais elle caractérise le taux de changement de l'impulsion lors d'une

collision. En effet le nombre de collisions électron-ion est identique au nombre de collisions ion-électron, alors que la fréquence de collision électron-ion est différente de la fréquence de collision ion-électron en faisant intervenir le rapport des masses. Ainsi la fréquence de collision ion-électron est définie par :

$$\nu_{ie} = \frac{Z m_e}{m_i} \nu_{ei}$$

Dans ces conditions l'intégrale de Lorentz peut se réécrire en ne prenant en compte que la fréquence de collision et la vitesse thermique :

$$C_{ei}\left[f_e\right] = \frac{3}{2}\sqrt{\frac{\pi}{2}}\nu_{ei}\left(\frac{v_{Te}}{v}\right)^3 \left(\frac{1}{sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta} sin\theta \frac{\partial}{\partial\theta} + \frac{1}{sin^2\theta}\frac{\partial^2}{\partial\phi^2}\right) f_e \tag{2.9}$$

Nous venons donc de voir dans cette section la manière de décrire l'évolution des fonctions de distribution des particules et en quoi leur interaction est difficile à décrire. À travers les collisions, les électrons échangent leurs énergies, c'est ainsi que s'effectue le transport de chaleur dans un plasma.

2.2 Transport de chaleur

Un plasma inhomogène en température tend naturellement à s'homogénéiser. Les particules de haute énergie se déplacent et transfèrent leur énergie sous forme de collisions avec les particules de plus faible énergie. Lors de ces collisions, on observe ainsi l'augmentation de température des zones *froides* et le refroidissement des zones *chaudes* du plasma. À cause de la grande masse des ions, le flux de chaleur est transporté principalement par les électrons.

Spitzer et Härm [13] ont décrit ce transfert d'énergie sous forme d'une diffusion. Des expériences ont mis en lumière que cette approche présente certaines limites qui rend cette théorie inapplicable dans certains cas [15] que nous définirons par la suite. Différentes approches ont alors été adoptées, soit pour corriger le modèle existant [15, 16], soit pour prendre en compte la description cinétique du phénomène [34].

2.2.1 Flux de chaleur

Le transport de l'énergie dans un plasma non-magnétisé a été modélisé par Spitzer et Härm [13]. Ce modèle est basé sur le principe que le plasma est proche de l'équilibre et que les collisions entraînent un écart faible aux fonctions de distribution Maxwelliennes. Cependant nous allons voir que ce modèle n'est plus adapté dans le cas où le libre parcours moyen des électrons est bien supérieur au gradient de température. Nous verrons alors différentes solutions utilisées, soit pour corriger la conductivité thermique du modèle de Spitzer-Härm, soit pour modéliser de manière plus appropriée le transport de chaleur.

2.2.1.1 Conduction thermique de Spitzer-Härm

Dans cette section nous allons calculer la conductivité thermique telle qu'établie par le modèle de Spitzer-Härm [13].

Pour calculer ce flux thermique, on utilise la relation :

$$\vec{q_e} = \int \frac{1}{2} m_e v^2 \vec{v} f_e d\vec{v}$$

En considérant un plasma stationnaire, inhomogène selon z, à l'équilibre local et en supposant que les collisions induisent une faible perturbation des fonctions de distribution Maxwelliennes, la fonction de distribution électronique s'écrit alors :

$$f_e = F_e(z,v) + \delta f_e$$

où F_e est une fonction Maxwellienne :

$$F_e(z,v) = n_e(z) \left(\frac{m_e}{2\pi k_B T_e(z)} \right)^{\frac{3}{2}} exp\left[-\frac{m_e v^2}{2k_B T_e(z)} \right] = \frac{n_e(z)}{v_{Te}^3(z)(2\pi)^{\frac{3}{2}}} exp\left[-\frac{v^2}{2v_{Te}^2(z)} \right]$$

et δf_e est une petite perturbation de telle sorte que : $\delta f_e \ll F_e$.

On ne considère que les collisions binaires et on fait l'hypothèse que le plasma est stationnaire et non-magnétisé. Cela permet d'utiliser l'équation cinétique (2.4) :

$$\vec{v}.\frac{\partial}{\partial \vec{z}} f_e - \frac{e}{m_e}\vec{E}.\frac{\partial}{\partial \vec{v}} f_e = \sum_{\beta} C_{\alpha\beta}$$

Pour exprimer le terme de collision, on utilise l'intégrale de collision de Lorentz (2.9) sachant que selon nos hypothèses les collisions induisent des perturbations qui dépendent seulement de l'angle θ formé avec l'axe z :

$$\vec{v}.\frac{\partial}{\partial \vec{z}} f_e - \frac{e}{m_e}\vec{E}.\frac{\partial}{\partial \vec{v}} f_e = C_{ei}\left[f_e\right] = \nu_{ei}\frac{3}{2}\sqrt{\frac{\pi}{2}}\frac{v_{Te}^3}{v^3}\left(\frac{1}{sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}sin\theta\frac{\partial}{\partial\theta}\right) f_e$$

On en déduit l'équation suivante pour l'évolution de la fonction de distribution des électrons :

$$vcos\theta\frac{\partial}{\partial z}F_e + \frac{eEvcos\theta}{k_B T_e}F_e = \nu_{ei}\frac{3}{2}\sqrt{\frac{\pi}{2}}\frac{v_{Te}^3}{v^3}\left(\frac{1}{sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}sin\theta\frac{\partial}{\partial\theta}\right)\delta f_e \tag{2.10}$$

En calculant la dérivée de la fonction Maxwellienne, on trouve :

$$\frac{\partial}{\partial z}F_e = F_e\left[\frac{1}{n_e}\frac{\partial n_e}{\partial z} + \left(\frac{m_e v^2}{2k_B T_e} - \frac{3}{2}\right)\frac{1}{T_e}\frac{\partial T_e}{\partial z}\right] \tag{2.11}$$

L'équation (2.10) devient alors :

$$\left[\frac{1}{n_e}\frac{\partial n_e}{\partial z} + \left[\frac{1}{2}\left(\frac{v}{v_{Te}}\right)^2 - \frac{3}{2}\right]\frac{1}{T_e}\frac{\partial T_e}{\partial z} + \frac{eE}{k_B T_e}\right]F_e vcos\theta = \nu_{ei}\frac{3}{2}\sqrt{\frac{\pi}{2}}\frac{v_{Te}^3}{v^3}\left(\frac{1}{sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}sin\theta\frac{\partial}{\partial\theta}\right)\delta f_e \tag{2.12}$$

On constate que $\left(\frac{1}{sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}sin\theta\frac{\partial}{\partial\theta}\right)\delta f_e \propto cos(\theta)$ et en intégrant on trouve que $\delta f_e \propto cos\left(\theta\right)$ et

$$\left(\frac{1}{sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}sin\theta\frac{\partial}{\partial\theta}\right)\delta f_e = -2\delta f_e$$

L'équation (2.12) devient :

$$\left[\frac{1}{n_e}\frac{\partial n_e}{\partial z} + \left[\frac{1}{2}\left(\frac{v}{v_{Te}}\right)^2 - \frac{3}{2}\right]\frac{1}{T_e}\frac{\partial T_e}{\partial z} + \frac{eE}{k_B T_e}\right]F_e vcos\theta = -\nu_{ei}3\sqrt{\frac{\pi}{2}}\frac{v_{Te}^3}{v^3}\delta f_e \tag{2.13}$$

Pour calculer le champ électrique E, on utilise la propriété que le courant électrique doit s'annuler pour éviter toute accumulation de charge, le champ électrique s'ajuste en conséquence du déplacement des électrons :

$$\vec{j} = -e\int \vec{v}\delta f_e d\vec{v} = e\frac{1}{\nu_{ei}v_{Te}^3}\frac{\sqrt{2}}{3\sqrt{\pi}}\int\left[\frac{1}{n_e}\frac{\partial n_e}{\partial z} + \left[\frac{1}{2}\left(\frac{v}{v_{Te}}\right)^2 - \frac{3}{2}\right]\frac{1}{T_e}\frac{\partial T_e}{\partial z} + \frac{eE}{k_B T_e}\right]v^4 F_e cos\theta\vec{v}d\vec{v} = 0$$

Comme $d\vec{v} = dv\, vd\theta\, vsin\,(\theta)\, d\phi$, l'intégrale sur les angles donne :

$$\int_0^{\pi} cos^2\theta sin\theta d\theta \int_0^{2\pi} d\phi = \frac{4\pi}{3}$$

et on résout l'équation suivante :

$$\int \left[\frac{1}{n_e}\frac{\partial n_e}{\partial z} + \left[\frac{1}{2}\left(\frac{v}{v_{Te}} \right)^2 - \frac{3}{2} \right] \frac{1}{T_e}\frac{\partial T_e}{\partial z} + \frac{eE}{k_B T_e} \right] v^7 F_e dv = 0$$

En remarquant que pour $n > 1$ on a $\int v^n F_e dv = (n-1)v_{Te}^2 \int v^{n-2} F_e dv$, on obtient :

$$E = \frac{k_B T_e}{e} \left[-\frac{5}{2}\frac{1}{T_e}\frac{\partial T_e}{\partial z} - \frac{1}{n_e}\frac{\partial n_e}{\partial z} \right] \tag{2.14}$$

En remplaçant E dans l'équation 2.13, on obtient finalement :

$$\delta f_e = -\frac{1}{\nu_{ei} v_{Te}^3}\frac{1}{3}\sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{v^2}{2v_{Te}^2} - \frac{8}{2} \right) v^4 F_e cos\theta \frac{1}{T_e}\frac{\partial T_e}{\partial z} \tag{2.15}$$

En rappelant que $\vec{q_e} = \int \frac{1}{2} m_e v^2 \vec{v} \delta f_e d\vec{v}$, l'équation 2.15 permet de définir le flux de Spitzer Härm q_{SH}. En notant : $\vec{q}_{SH} = -\kappa \vec{\nabla} T_e$, on trouve :

$$\kappa = \frac{m_e}{T_e \nu_{ei} v_{Te}^3}\frac{1}{3\sqrt{2\pi}} \int \left(\frac{v^2}{2v_{Te}^2} - \frac{8}{2} \right) v^9 cos^2\theta sin\theta F_e d\theta d\phi dv \tag{2.16}$$

En intégrant par partie on trouve la valeur de la conductivité thermique :

$$\kappa = \frac{128}{3\pi}\frac{n_e k_B v_{Te}^2}{\nu_{ei}} \tag{2.17}$$

En tenant compte des collisions électron-électron, la conduction thermique devient celle de Spitzer, Härm et Braginskii [35, 29] :

$$\kappa_{[W.m^{-1}.K^{-1}]} = \frac{128}{3\pi}\frac{n_e k_B v_{Te}^2}{\nu_{ei}} \left(\frac{0{,}24 + Z}{4{,}2 + Z} \right)$$

Ce coefficient a donc été établi à partir de l'intégrale de collision de Lorentz. Ce modèle permet de décrire le transport de chaleur dans un plasma et nous allons voir par la suite les conséquences de la prise en compte d'un modèle phénoménologique pour le calcul de la conductivité thermique.

2.2.1.2 Approximation BGK

Le calcul du terme de collision peut être approché comme nous l'avons vu dans la section 2.1.2.5, en considérant un temps de relaxation de la fonction de distribution f_e vers une fonction Maxwellienne F_e.

En choisissant le temps de relaxation comme $1/\nu_{ei}$ on obtient :

$$\left[\frac{1}{n_e}\frac{\partial n_e}{\partial z} + \left[\frac{1}{2}\left(\frac{v}{v_{Te}}\right)^2 - \frac{3}{2}\right]\frac{1}{T_e}\frac{\partial T_e}{\partial z} + \frac{eE}{k_B T_e}\right] F_e v cos\theta = -\nu_{ei}\left(f_e - F_e\right)$$

Ainsi on ne prend pas en compte la vitesse dans l'expression du terme de collision.

On utilise à nouveau la propriété que le champ électrique s'ajuste pour annuler le courant électrique :

$$\vec{j} = -e\int \vec{v}\delta f_e d\vec{v} = e\frac{1}{\nu_{ei}}\frac{\sqrt{2}}{3\sqrt{\pi}}\int\left[\frac{1}{n_e}\frac{\partial n_e}{\partial z} + \left[\frac{1}{2}\left(\frac{v}{v_{Te}}\right)^2 - \frac{3}{2}\right]\frac{1}{T_e}\frac{\partial T_e}{\partial z} + \frac{eE}{k_B T_e}\right] v F_e cos\theta \vec{v} d\vec{v} = 0$$

$$\Rightarrow \int\left[\frac{1}{n_e}\frac{\partial n_e}{\partial z} + \left[\frac{1}{2}\left(\frac{v}{v_{Te}}\right)^2 - \frac{3}{2}\right]\frac{1}{T_e}\frac{\partial T_e}{\partial z} + \frac{eE}{k_B T_e}\right] v^4 F_e dv = 0$$

et en remarquant que : $\int F_e dv = \frac{n_e}{4\pi\nu_{ei}^2}$, on obtient cette fois-ci :

$$E = \frac{k_B T_e}{e}\left[-\frac{1}{T_e}\frac{\partial T_e}{\partial z} - \frac{1}{n_e}\frac{\partial n_e}{\partial z}\right]$$

Donc la perturbation δf_e s'exprime maintenant par :

$$\delta f_e = -\frac{1}{\nu_{ei}}\left(\frac{v^2}{2v_{Te}^2} - \frac{5}{2}\right) v F_e cos\theta \frac{1}{T_e}\frac{\partial T_e}{\partial z} \tag{2.18}$$

Pour ces expressions de E et de δf_e, on obtient la conductivité suivante :

$$\kappa = \frac{5}{2}\frac{n_e k_B v_{Te}^2}{\nu_{ei}}$$

On observe ici un résultat différent de l'équation (2.17). Cette approximation conduit à un calcul de la conductivité thermique 5 fois trop petit par rapport au calcul avec l'intégrale de Landau. Il est donc nécessaire de prendre en compte la dépendance en vitesse du terme de collision.

Le modèle de Spitzer est établi à partir de cette description cinétique du terme de collision, il présente néanmoins certaines limites que nous détaillons maintenant.

2.2.2 Limitation du modèle

Nous verrons dans cette section les limites liées à l'hypothèse que les fonctions de distributions sont des Maxwelliennes faiblement perturbées par les collisions. Nous verrons ensuite les corrections fréquemment utilisées pour estimer le flux de chaleur et les origines puis la modélisation du transport dit *non-local*.

2.2.2.1 L'hypothèse d'un gradient faible

Le modèle de Spitzer-Härm considère que les fonctions de distribution sont Maxwelliennes et que celles-ci sont faiblement perturbées. Or l'hypothèse $\delta f_e \ll F_e$ est fausse, si v est suffisamment grand, que ce soit avec le terme de collision de Landau ou l'approximation BGK, en effet les équations 2.15 et l'équation 2.18 montrent que δf_e est rapidement croissante avec v.

On peut voir avec l'équation 2.16 que :

$$q \propto \int \left(\frac{v^2}{2v_{Te}^2} - \frac{8}{2} \right) v^9 F_e dv$$

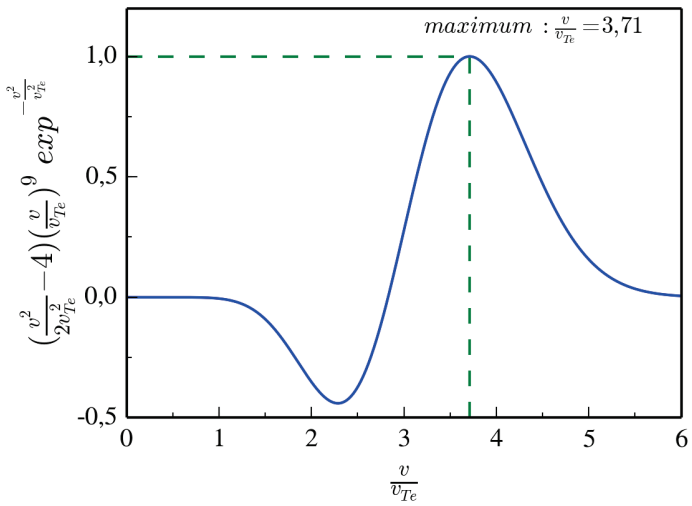


FIGURE 2.1 – Poids des particules de vitesse v dans le calcul du flux de chaleur.

La figure 2.1 montre que le maximum de cette fonction est atteint pour $\frac{v}{v_{T_e}} = 3{,}71$. Cela signifie que les particules responsables du transport thermique ont une vitesse 3,71 fois supérieure aux particules thermiques.

On remarque que pour des vitesses inférieures à $2\sqrt{2}v_{Te}$ le flux de chaleur est négatif. Ces électrons transportent de l'énergie des zones *froides* du plasma vers les zones *chaudes*.

Ce courant de retour évite ainsi toute accumulation de charges, on retrouve ainsi la condition de quasi-neutralité qui nous a permis d'exprimer le champ électrique de l'équation (2.14).

Le flux de chaleur est principalement transporté par les électrons dont la vitesse est égale à 3,71 fois la vitesse thermique. En reportant cette valeur de v dans l'équation 2.15 on trouve :

$$\delta f_e = -\frac{1}{3}\sqrt{\frac{2}{\pi}}\left(\frac{3{,}71^2}{2} - \frac{8}{2}\right)(3{,}71)^4 \frac{v_{Te}}{\nu_{ei}} cos\theta\, F_e \frac{1}{T_e}\frac{\partial T_e}{\partial z}$$

Avec le libre parcours moyen $\lambda_{ei} = \frac{v_{Te}}{\nu_{ei}}$ (figure 2.2) et la longueur du gradient que l'on définit par $\frac{1}{L_T} = \left|\frac{1}{T_e}\frac{\partial T_e}{\partial z}\right|$ on calcule finalement la perturbation :

$$|\delta f_e| \simeq 546\frac{1}{3}\sqrt{\frac{2}{\pi}}\frac{\lambda_{ei}}{L_T} cos\theta\, F_e$$

Or on a établit dès le début de notre raisonnement que la perturbation devait être faible :

$$\frac{|\delta f_e|}{F_e} \ll 1 \Leftrightarrow \frac{\lambda_{ei}}{L_T} \ll 7{,}5.10^{-3} \Leftrightarrow \frac{L_T}{\lambda_{ei}} \gg 133 \tag{2.19}$$

Autrement dit pour pouvoir développer la fonction de distribution comme l'addition d'une fonction Maxwellienne et d'une petite perturbation, il faut que le gradient de température soit suffisamment faible pour que la longueur de gradient L_T soit 133 fois supérieure à celle du libre parcours moyen des électrons thermiques.

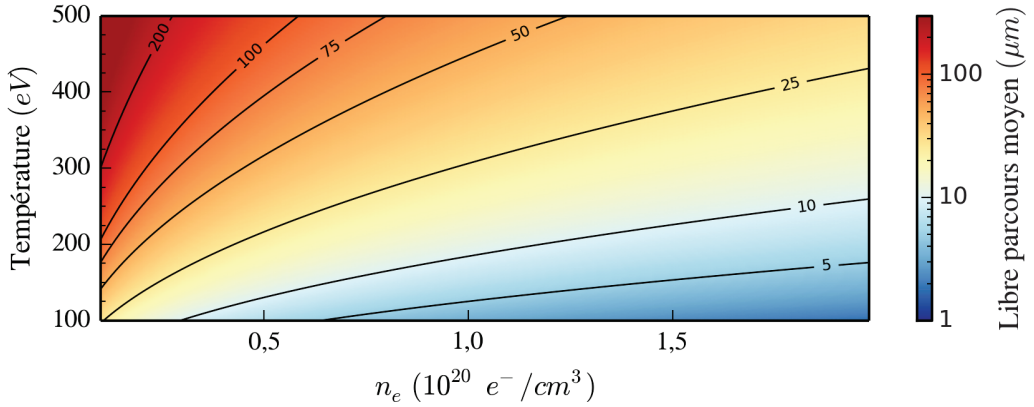


FIGURE 2.2 – Libre parcours moyen électron-ion pour Z=1

Dans le cas contraire, la théorie de Spitzer n'est plus utilisable et le calcul du flux classique surestime le flux réel. C'est pourquoi en pratique on utilise une fraction du flux de Spitzer pour calculer le transport thermique, c'est la notion de *flux limite*.

2.2.2.2 Flux limite

On s'intéresse désormais à la valeur du flux de chaleur à la limite de validité de la théorie de Spitzer-Härm. Calculons donc le flux de chaleur maximal transporté par les électrons de vitesse $v = 3{,}71 v_{te}$:

$$|q| = \frac{128}{3\pi} \frac{n_e m_e v_{Te}^4}{\nu_{ei}} \frac{1}{L_T} = \frac{128}{3\pi} n_e m_e v_{Te}^3 \frac{\lambda_{ei}}{L_T}$$

Dans la limite où $\delta f_e \sim F_e$ soit $\frac{\lambda_{ei}}{L_T} = 7{,}5.10^{-3}$ le flux de chaleur est :

$$|q| = \frac{128}{3\pi} n_e m_e v_{Te}^3 7{,}5.10^{-3} \backsimeq 0{,}1 n_e m_e v_{Te}^3$$

En définissant le flux libre par $n_e m_e v_{Te}^3$, la théorie de Spitzer n'est plus valide si le flux de chaleur atteint 0,1 fois le flux libre, car dans cette limite le gradient de température n'est plus suffisamment faible pour que la fonction de distribution soit proche d'une fonction Maxwellienne.

De nombreuses expériences [15, 14] ont montré que le flux classique est une surestimation du flux thermique observé. C'est pourquoi en pratique on limite le flux de chaleur en multipliant le flux libre par un facteur arbitraire f dont la valeur dépend du type d'expérience : typiquement $0{,}03 \leq f \leq 0{,}1$.

On définit ainsi le flux limite q_{limite} comme étant le flux libre multiplié par le facteur f :

$$q_{limite} = f\, n_e m_e v_{Te}^3$$

Ainsi lorsque le gradient de température est trop fort vis à vis du libre parcours moyen, il y a deux méthodes pour calculer le flux de chaleur :

La première consiste [32] à prendre la valeur minimale entre le flux de classique et le flux limite q_{limite} :

$$q = min\,(q_{SH}, q_{limite})$$

La seconde consiste [15] à effectuer la somme harmonique entre le flux de Spitzer et le flux limite :

$$q = \frac{q_{SH} q_{limite}}{q_{SH} + q_{limite}} = \frac{1}{\frac{1}{q_{SH}} + \frac{1}{q_{limite}}}$$

Ces deux dernières formules sont des corrections du modèle de Spitzer-Härm et elles permettent donc d'estimer autrement le flux de chaleur.

L'invalidation de l'utilisation du calcul de Spitzer implique que le calcul du flux de chaleur ne dépend plus seulement des paramètres locaux du plasma. Ce point explique l'utilisation de différentes méthodes et de différents facteurs dépendant des expériences pour calculer le flux de chaleur. C'est ce que nous développons dans la section suivante.

2.2.2.3 Aspect non-local du transport

Nous allons nous intéresser ici aux conséquences dues au fait que le plasma n'est pas à l'équilibre localement, et que l'on ne peut donc pas exprimer les fonctions de distribution par une Maxwellienne faiblement perturbée.

Si le libre parcours moyen des particules chaudes est supérieur à la longueur caractéristique du gradient de température, ces électrons iront loin dans le plasma et traverseront le gradient de température. Dans les zones *chaudes* du plasma, la queue de la fonction de distribution sera donc dépeuplée alors que celle des zones froides sera augmentée. Comme ce sont les électrons de la queue de la fonction de distribution qui participent au transport de chaleur ($3{,}71 v_{Te}$), il en résulte un flux de chaleur diminué par rapport aux flux de Spitzer-Härm. À l'inverse, dans les zone *froides*, le flux de chaleur est sous-estimé par l'approche classique.

Des simulations 1D Fokker-Planck ont été réalisées par A.R. Bell [34], illustrant ces phénomènes.

Dans cet article on constate que le flux de chaleur des zones *froides* est supérieur au flux de Spitzer, et celui de la zone *chaude* est surestimé par le calcul classique.

Il est important de souligner le caractère délocalisé du transport thermique : le flux de chaleur en un point du plasma ne dépend plus uniquement des conditions de ce point. Les conditions de tous les autres points interviennent dans le calcul du flux.

Pour décrire le caractère non-local du transport thermique, Luciani et Mora [16] proposent le modèle suivant.

Le flux de chaleur en un point x dépend de l'ensemble des conditions plasmas à travers l'intégrale de la fonction w et de l'ensemble des flux classiques calculés sur le plasma :

$$q(x) = \int dx' q_{SH}(x')\, w(x,x')$$

où $w(x,x')$ est la fonction :

$$w(x,x') = \frac{1}{2\lambda(x')} exp\left[- \left| \int_{x'}^{x} dx" \frac{n(x")}{\lambda(x')\, n(x')} \right| \right]$$

et avec $\lambda(x')$ la longueur effective où on peut trouver des électrons de températures $T_e(x')$, cette longueur dépend donc du libre parcours moyen :

$$\lambda(x') = a\sqrt{Z+1}\lambda_{ei}(x')$$

Le facteur $\sqrt{Z+1}$ vient de la prise en compte des collisions électrons-électrons, et la constante a été numériquement déterminée ($a \sim 32$).

Pour de faibles gradients de température, la fonction w se comporte comme une fonction de Dirac et on retrouve le flux de Spitzer. Pour de forts gradients de température, le flux de chaleur à une position x dépend du profil de température de la région entourant sur une distance de l'ordre de plusieurs dizaine de λ_{ei}.

Ce modèle permet de décrire le transport de chaleur dans un plasma, quelque soit le gradient de température mais reste une approximation par rapport à une description cinétique.

Nous venons de décrire dans cette section comment modéliser le flux de chaleur dans un plasma. L'évolution de la température est fonction du transport de chaleur. Or la propagation d'un laser modifie et est conditionnée par les paramètres plasma. Nous allons nous intéresser dans la section suivante, à l'interaction laser-plasma et son lien avec le transport de chaleur.

2.3 Propagation laser

Dans la section précédente, nous avons vu que la description d'un plasma peut faire intervenir des paramètres non-locaux. L'objectif de ce travail consiste à étudier l'influence de la non localité du transport de chaleur sur la propagation laser. Nous verrons dans un premier temps le caractère général de la propagation laser dans un plasma. Puis nous verrons comment la propagation laser modifie le plasma et en quoi les paramètres plasma conditionnent la propagation.

2.3.1 Propagation laser : généralité

Indice optique et densité critique

L'indice optique d'un plasma guide la propagation du laser. Définissons cet indice avec le cas simple d'un plasma homogène. Grâce aux équations de Maxwell, on établit l'équation de propagation du champs électrique $\vec{E}$ d'une onde électromagnétique de fréquence ω :

$$\triangle\vec{E} + \frac{\omega^2}{c^2}\epsilon\left(\omega\right)\vec{E} = 0 \tag{2.20}$$

Avec c la vitesse de la lumière et $\epsilon(\omega)$ la fonction diélectrique du plasma froid :

$$\epsilon\left(\omega\right) = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}$$

La fréquence plasma électronique ω_{pe} est la fréquence d'oscillation naturelle des électrons. Elle est définie par : $\omega_{pe}^2 = \frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}$.

L'indice optique $N\left(\omega\right)$ d'un plasma est défini comme la racine de la fonction diélectrique :

$$N\left(\omega\right) = \sqrt{\epsilon\left(\omega\right)} = \sqrt{1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}}$$

L'indice optique d'un plasma dépend principalement de la densité électronique. Le laser a tendance à être dévié vers les zones de basse densité, car l'indice optique y est plus élevé.

En cherchant des solutions de l'équation (2.20) de la forme $\vec{E}\left(\vec{r},t\right) = \vec{E}.exp\left(i\left(\vec{k}.\vec{r} - \omega t\right)\right)$ pour le champ électrique, on trouve la relation de dispersion suivante :

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + k^2c^2$$

On en déduit la densité électronique critique $n_c\left(\omega\right)$ comme étant la limite au delà de laquelle le nombre k est imaginaire et l'onde se décompose en une onde réfléchie et une onde évanescente :

$$n_c\left(\omega\right) = \frac{m_e\epsilon_0\omega^2}{e^2}$$

En exprimant la densité critique en fonction de la longueur d'onde on obtient :

$$n_c\left(\lambda\right)_{[électrons/cm^3]} = \frac{1.11.10^{21}}{\lambda^2_{[\mu m]}}$$

On peut alors exprimer l'indice optique en fonction de la densité critique :

$$N\left(\omega\right) = \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}}$$

Ainsi le laser se propage dans le plasma préférentiellement vers les zones où l'indice optique est le plus élevé et tant que la densité est inférieure à la densité critique. Au delà de cette limite, l'indice optique est imaginaire et l'onde laser est réfléchie. En dessous de cette limite le laser se propage dans le plasma et interagit avec celui-ci. Nous allons voir dans la section suivante les conséquences sur les paramètres plasma de ce couplage laser-plasma.

2.3.2 Conséquences de la propagation laser

En se propageant dans le plasma, le laser va modifier les paramètres de celui-ci. Nous allons voir les mécanismes induits par le passage du laser et responsables de la modification de la température et de la densité du plasma.

2.3.2.1 Absorption collisionnelle : chauffage

Le laser est une onde électromagnétique qui transporte de l'énergie. Lors de sa propagation, une partie de cette énergie va être transmise au plasma par absorption.

Le mécanisme d'absorption dominant est le Bremsstrahlung inverse. Ce mécanisme est un processus à trois corps qui résulte des collisions inélastiques photon-électron en présence d'un ion. Les électrons libres oscillent dans le champ de l'onde laser. Lors d'une collision avec un ion, l'oscillation de l'électron va se découpler de l'onde laser, cela entraîne que la puissance moyenne de la force électrique soit non-nulle. Ce mécanisme conduit au chauffage des électrons.

Le coefficient d'absorption s'exprime par [36] :

$$K_{IB_{[m^{-1}]}} = \frac{1}{2}\frac{\nu_{ei}}{c}\left(\frac{n_e}{n_c}\right)^2 \frac{1}{\sqrt{1-\frac{n_e}{n_c}}}$$

2.3.2.2 Conséquence sur la densité

Lors du couplage de l'onde laser avec le plasma, il y a absorption de l'énergie de l'onde électromagnétique par les électrons du plasma. Il existe d'autres mécanismes qui interviennent pendant l'interaction, et dont la conséquence est de modifier la densité électronique. Nous allons voir quels sont ces mécanismes et leur impact sur la densité électronique.

La force pondéromotrice provoque des perturbations de densité.

L'une des forces qui induisent une perturbation électronique est la force pondéromotrice. Nous allons voir en détail l'origine de cette force.

On considère une onde électromagnétique de haute fréquence qui se propage dans le plasma, telle que : $\vec{E}(\vec{r},t) = \vec{E}_0 exp\left(i\left(\vec{k}.\vec{r} - \omega t\right)\right)$ et $\vec{B}(\vec{r},t) = \vec{B}_0 exp\left(i\left(\vec{k}.\vec{r} - \omega t\right)\right)$. L'équation du mouvement d'un électron soumis à ces champs $\vec{E}$ et $\vec{B}$ est :

$$\frac{d\vec{v}_e}{dt} = \frac{-e}{m_e}\left(\vec{E}(\vec{r},t) + \vec{v}_e \times \vec{B}(\vec{r},t)\right)$$

On considère que l'électron est au repos à la position $\vec{r}_0$ en l'absence de l'onde. La vitesse de l'électron peut être exprimé en deux composante respectivement d'ordre 1 et d'ordre 2 : $\vec{v}_e = \vec{v}_1 + \vec{v}_2$.

A l'ordre 1, l'équation du mouvement devient :

$$\frac{d\vec{v}_1}{dt} = \frac{\partial \vec{v}_1}{\partial t} = \frac{-e}{m_e}\vec{E}(\vec{r}_0,t)$$

Donc le déplacement de l'électron vaut :

$$\vec{r}_1 = \frac{e}{m_e\omega^2}\vec{E}(\vec{r}_0,t)$$

A l'ordre 2 , l'équation du mouvement est :

$$\frac{d\vec{v}_2}{dt} + \frac{\partial \vec{v}_1}{\partial t} + \left(\vec{v}_1.\vec{\nabla}\right)\vec{v}_1 = -\frac{e}{m_e}\vec{E}(\vec{r}_0,t) - \frac{e}{m_e}\vec{v}_1 \times \vec{B}(\vec{r}_0,t)$$

On voit dans cette équation qu'il existe une force non-linéaire qui s'exerce sur l'électron.

On obtient grâce au résultat de l'ordre 1 et avec l'équation de Maxwell-Faraday : $\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$, le résultat au second ordre :

$$m_e\frac{d\vec{v}_2}{dt} = -\frac{e^2}{m_e\omega^2}\left[\left(\vec{E}.\vec{\nabla}\right)\vec{E} - \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \times \int^t \vec{\nabla} \times \vec{E}\, dt\right]$$

Calculons la force moyenne :

$$\left\langle m_e\frac{d\vec{v}_2}{dt}\right\rangle = -\frac{e^2}{m_e\omega^2}\left\langle\left(\vec{E}.\vec{\nabla}\right)\vec{E} + \vec{E} \times \vec{\nabla} \times \vec{E}\right\rangle = -\frac{1}{2}\frac{e^2}{m_e\omega^2}\vec{\nabla}\left\langle E^2\right\rangle$$

La composante basse fréquence calculée par cette moyenne est appelée *force pondéromotrice* [32, 37] :

$$\langle F_p\rangle = -\frac{1}{2}\frac{e^2}{m_e\omega^2}\vec{\nabla}\left\langle E^2\right\rangle$$

La force que nous venons de calculer tend à expulser les électrons présents dans les zones de forts champs vers les zones de bas champs. À cause du rapport $^{m_e}/_{m_i}$, cette force appliquée aux ions est très faible. Cependant elle intervient indirectement dans l'équation du mouvement des ions via la force de champ de rappel une fois les électrons déplacés.

L'onde laser va induire un fort champ électrique sur son axe de propagation. Au travers de la force pondéromotrice, les électrons seront donc expulsés de l'axe de propagation. En creusant le plasma, le laser crée ainsi un gradient de densité radial.

Perturbation de densité due au gradient thermique

Une autre cause pouvant provoquer une perturbation de la densité électronique est la force thermique. Nous avons négligé jusqu'à présent dans les équations du mouvement des électrons le terme de pression $\vec{\nabla}P$:

$$m_e \frac{d\vec{v}}{dt} = -e\vec{E} + \vec{F}_p - \frac{\vec{\nabla}P}{n_e}$$

Prenons le cas simple d'un gaz parfait pour comprendre l'impact du gradient de température sur la densité électronique. D'après l'équation d'état d'un gaz parfait :

$$\vec{\nabla}P = n_e k_B \vec{\nabla}T_e + T_e k_B \vec{\nabla}n_e$$

On voit dans cette équation qu'à travers le terme de pression coexiste une compétition entre le gradient de température qui tend à expulser les électrons des zones chaudes du plasma vers les zones froides, et le gradient électronique qui tend à ramener les électrons des zones denses vers les zones moins denses [37]. Donc dans notre cas, cette force tend donc à la fois à expulser les électrons de l'axe de propagation car la température y est la plus intense, et à ramener les électrons sur ce même axe car la densité y est la plus faible.

En regardant l'équation de chaleur, on comprend comment le transport est lié à cette perturbation de densité :

$$\frac{3}{2} n_e \frac{dT_e}{dt} = \vec{\nabla}.\vec{q} - \frac{3}{2}\frac{2m_e}{m_i}\nu_{ei} n_e \left(T_e - T_i\right) + K_{IB} I_{laser}$$

Dans le membre de droite de cette équation, le premier terme correspond à la diffusion du flux de chaleur que nous avons défini dans la section précédente. Le second terme correspond aux échanges d'énergie thermique entre les électrons et les ions. Ce terme est négligeable vis-à-vis du troisième terme qui représente l'énergie laser absorbée par les électrons via le phénomène de Bremsstrahlung inverse.

L'équilibre est atteint lorsque l'absorption équivaut à la diffusion de chaleur. Cela se traduit par l'égalité des pressions thermiques à l'intérieur et à l'extérieur du faisceau. Ainsi, dans la limite quasi-statique, l'équation précédente peut être approchée par [38] :

$$\vec{\nabla}.\vec{q} = -K_{IB} I_{laser}$$

Lors de la propagation laser, certaines zones du plasma sont soumises à des énergies plus élevées et sont donc chauffées plus intensément, par le mécanisme de Bremsstrahlung inverse. Or comme nous l'avons vu dans la section précédente c'est le transport thermique qui fera évoluer ce gradient de température.

Dans un même temps la force pondéromotrice va expulser les électrons de l'axe de propagation car le gradient de champ y est très intense. Avec ces trois phénomènes, on a donc sur l'axe de propagation moins d'électrons, et une température élevée. Si le terme du gradient de densité est dominant sur le terme du gradient de température, la pression électronique va alors ramener les électrons sur l'axe de propagation. Dans le cas contraire, cette pression va expulser les électrons de l'axe et accentuer ainsi les perturbations de densité électronique du plasma.

2.3.3 Effet du plasma sur la propagation

Nous venons de voir en quoi la propagation laser modifie la température et la densité du plasma. On s'intéresse désormais aux conséquences des perturbations de ces paramètres plasma sur la propagation laser.

2.3.3.1 Autofocalisation

Effet Kerr

Considérons dans un premier temps, ce phénomène dans le contexte général de l'optique non-linéaire. Tout milieu est caractérisé par un indice optique, inférieur à un dans le cas des plasmas. Considérons un faisceau dont le profil transverse est gaussien, et le front d'onde plan. Si le champ électrique associé à l'onde est important, l'indice devient non-linéaire de la forme : $N = N_0 + \triangle N \left|E\right|^2$. Au centre du faisceau le champ y est le plus intense, donc l'indice optique y est le plus grand. La vitesse de phase de l'onde est définit par : $v_\phi = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{N}$ et comme l'indice optique diminue en fonction de N, la vitesse de phase au centre du faisceau diminue. En conséquence, le front d'onde se déforme progressivement de la même manière que s'il était passé à travers une lentille focalisante [39, 37].

Perturbation de la densité

La propagation de l'onde électromagnétique dépend de l'indice optique du milieu de propagation. Or cet indice optique est défini comme étant la racine carré de la permittivité, et cette caractéristique du milieu est directement liée à la densité électronique. Aussi toute perturbation de la densité électronique modifie l'indice optique du milieu et conditionne la propagation de l'onde.

Si la densité d'une région du plasma diminue, on voit avec la définition de $N = \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}}$ que l'indice optique augmente dans cette région. Donc sur l'axe de propagation laser, à cause de la force pondéromotrice ou de la pression électronique, l'indice optique est plus grand et le faisceau laser peut s'autofocaliser (figure 2.3).

Aux basses puissances, la variation de l'indice optique que nous venons de décrire est très faible et ne parvient pas à compenser le phénomène naturel de la diffraction. Il existe cependant une puissance au-delà de laquelle l'effet du gradient d'indice l'emporte sur la diffraction, entraînant l'autofocalisation du faisceau. On définit la puissance critique d'autofocalisation comme la puissance seuil où il y a équilibre entre les phénomènes de diffraction et d'autofocalisation. Dans ce cas le faisceau se propage sur de très longues distances sans se déformer, on parle alors de guidage du faisceau laser [37]. On définit la puissance critique d'autofocalisation pondéromotrice par :

$$P_c = \frac{8\pi\,\epsilon_0 m_e c^3}{e^2} k_B T_e \frac{n_c}{n_e}\sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}} \tag{2.21}$$

Soit en unité pratique :

$$P_{c\,[MW]} = 3{,}41.10^{-2}\, T_{e\,[eV]}\, \frac{n_c}{n_e}\sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}}$$

Les perturbations de la densité électronique conditionnent donc la propagation laser.

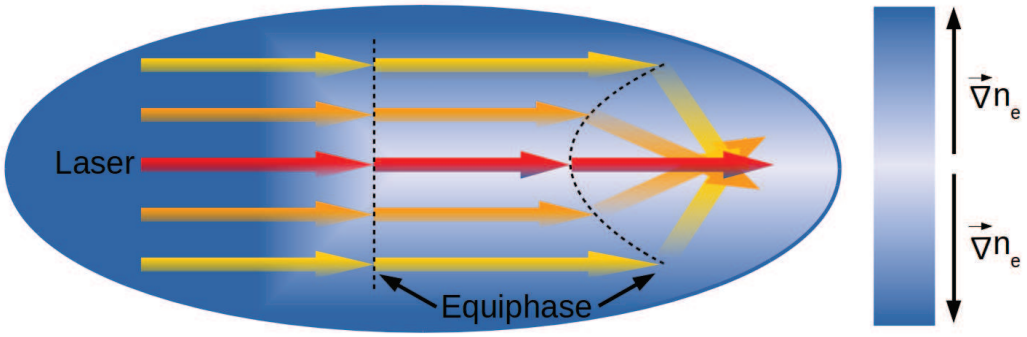


FIGURE 2.3 – Déformation du front d'onde avec la variation de l'indice optique

2.3.3.2 Filamentation

La filamentation est une instabilité qui conduit à la division du faisceau principal en un certain nombre de faisceaux secondaires. La direction de ces faisceaux secondaires peut être identique ou faire un angle avec celle du faisceau principal. On peut décomposer ce phénomène d'optique non-linéaire en deux phases : la première est l'autofocalisation du faisceau, la seconde est l'éclatement du faisceau en plusieurs filaments. Dans notre domaine d'intensité, on distingue deux origines à ce phénomène, que nous détaillons ci-dessous.

Origine pondéromotrice

L'une des origines de la filamentation est la force pondéromotrice. En creusant le plasma sur l'axe de propagation laser, cette force crée un gradient de densité qui permettra au faisceau de s'autofocaliser. Si la puissance du faisceau est supérieure à la puissance critique alors le processus de filamentation a lieu.

Longueur caractéristique de croissance

Calculons la longueur caractéristique de croissance de cette instabilité. On considère une onde laser de vecteur d'onde $\vec{k}_0$ qui se propage dans un milieu ayant une perturbation de densité. On considère la perturbation de densité comme une onde de fréquence nulle, et on décompose le vecteur d'onde en une partie parallèle et en une partie perpendiculaire à la direction de propagation du laser : $\vec{k} = \vec{k}_{/\!/} + \vec{k}_{\perp}$.

L'équation de dispersion est [12, 38] :

$$k_{\perp}^4 + 4k_{/\!/}^2 k_0^2 = \frac{v_{os}^2}{2v_{Th}^2}\frac{\omega_{pe}^2}{c^2}k_{\perp}^2$$

Avec v_{os} la vitesse d'oscillation des électrons dans le champ laser : $v_{os} = \frac{e}{m}\frac{E_0}{\omega_0}$

En posant l_T la taille transverse de la fluctuation de densité $l_T = \frac{1}{k_{\perp}}$, on peut réécrire l'équation précédente sous la forme :

$$k_{/\!/}^2 = \frac{1}{(4\pi)^2}\frac{e^2}{\epsilon_0 m_e c^3}\frac{n_e}{n_c}\frac{I}{k_B T_e}\frac{\lambda_0^2}{l_T^2} - \frac{1}{(4\pi)^2}\frac{\lambda_0^2}{l_T^4}$$

Cette équation illustre la compétition entre le phénomène d'autofocalisation (le premier terme de droite) et le phénomène de diffraction (second terme de droite).

La longueur nécessaire au développement de l'instabilité correspond à l'inverse du taux de croissance spatiale $k_{/\!/}$. Ainsi, plus la longueur d'onde du faisceau est courte, plus la longueur de plasma nécessaire au développement de l'instabilité est grande. En d'autre terme, ce phénomène est important si la longueur d'onde, l'intensité du laser et la taille du plasma sont grands.

Seuils de déclenchement de l'instabilité

Nous allons désormais calculer l'intensité au delà de laquelle l'instabilité peut se développer.

Pour calculer ce seuil de déclenchement, on calcule le taux de croissance maximum, obtenu lorsque : $\frac{\partial k_{/\!/}}{\partial k_\perp} = 0$, soit :

$$k_{/\!/max} = \frac{1}{8\pi} \frac{e^2}{m_e \epsilon_0 c^3} \frac{n_e}{n_c} \frac{I\lambda_0}{k_B T_e}$$

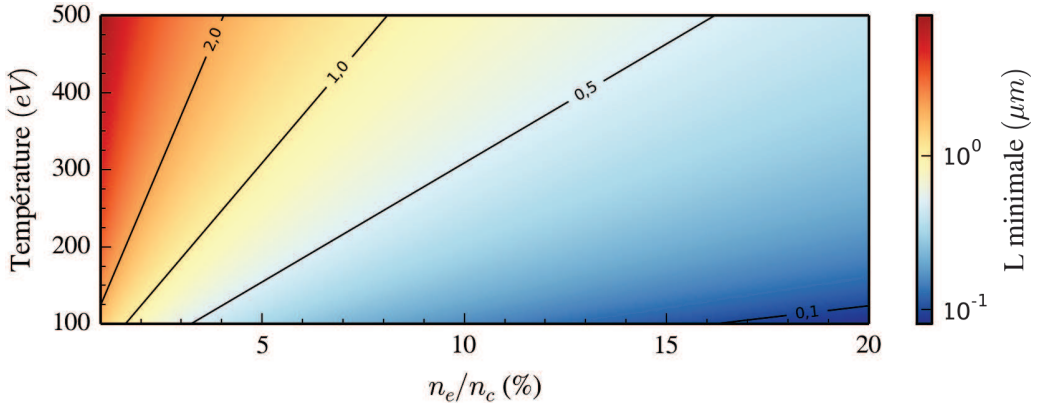


FIGURE 2.4 – Longueur minimale de plasma $L = 1/2k_{/\!/max}$ pour observer de la filamentation d'origine pondéromotrice pour $I = 10^{16}\, W/cm^2$ et $\lambda_0 = 1{,}053\, \mu m$

Sur la figure 2.4 on voit que la longueur minimale de plasma pour que la filamention pondéromotive puisse se développer pour une intensité de $10^{16}\, W/cm^2$ pour une densité comprise entre 3% et 20% de la densité critique est de l'ordre d'un micromètre.

La condition pour laquelle l'instabilité se déclenche correspond à : $2k_{/\!/max}L \approx 1$.

On peut donc calculer la valeur minimale de l'intensité pour que la filamentation pondéromotive apparaisse :

$$I_{seuil} = 4\pi \frac{m_e \epsilon_0 c^3}{e^2} \frac{n_c}{n_e} \frac{k_B T_e}{\lambda_0 L} \tag{2.22}$$

Soit en unité pratique :

$$I_{seuil\,[W/cm^2]} = 1{,}7.10^{12}\, \frac{n_c}{n_e} \frac{T_{e\,[eV]}}{\lambda_{0\,[\mu m]}\, L_{[\mu m]}} \tag{2.23}$$

Au delà du seuil défini dans l'équation (2.22), les électrons sont expulsés des zones à fort champs, ce qui entraîne une baisse de la densité électronique et l'autofocalisation du faisceau. Cette autofocalisation est si intense que le faisceau se casse en plusieurs faisceaux d'intensités respectives moins grandes que le faisceau initial [12].

La figure 2.5 représente les différents seuils d'intensité d'un laser à $1{,}053\, \mu m$ qui se propage dans un plasma sous-dense dont la densité ne dépasse pas 20% de la densité critique et dont la température électronique est inférieure à $500\, eV$. La figure 2.5 montre que dans ces

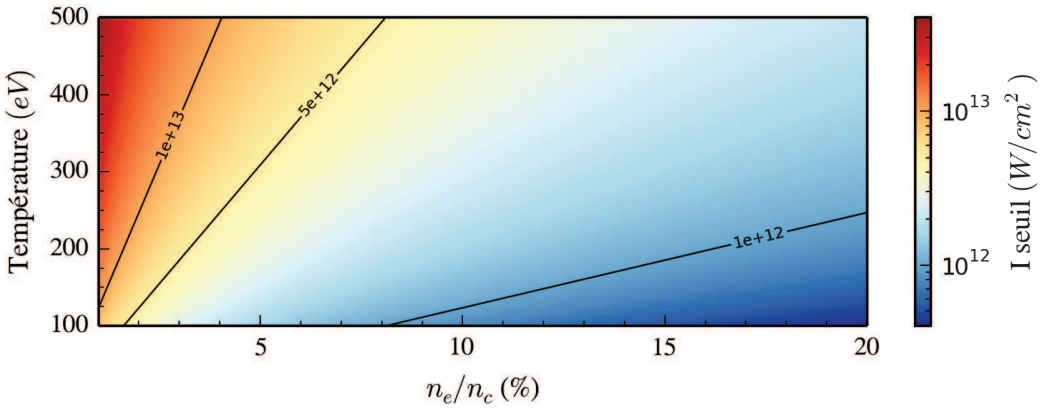


FIGURE 2.5 – Intensité seuil de la filamentation d'origine pondéromotrice pour $\lambda_0 = 1{,}053\,\mu m$ et $L = 2\,mm$

conditions, l'intensité seuil de déclenchement de l'instabilité de filamentation est inférieure à $1{,}5.10^{13}\,W/cm^2$.

Origine thermique

La propagation du laser dans un plasma chauffe localement ce plasma. Cette énergie apportée par le laser se diffuse radialement par le flux de chaleur. L'évolution temporelle de la température va provoquer, comme nous l'avons expliqué dans la section précédente, un déplacement des électrons de la région chaude du plasma vers les régions plus froides. Il en résulte un gradient de densité qui permettra au faisceau de s'autofocaliser. Comme pour la filamentation d'origine pondéromotive, il existe un seuil d'intensité critique au-delà duquel la filamentation thermique a lieu.

Longueur caractéristique de croissance

L'origine de cette instabilité est l'augmentation de température due à la propagation du faisceau laser. Pour calculer la longueur caractéristique de croissance, on fait appel à l'équation de dispersion pour cette instabilité [12, 38] :

$$k_\perp^4 + 4k_{/\!/}^2 k_0^2 = \frac{v_{os}^2}{8v_{Th}^2}\frac{\omega_{pe}^2}{c^2}\frac{\nu_{ei}^2}{v_{Th}^2}$$

On réécrit cette équation en explicitant le taux de croissance spatiale de l'instabilité :

$$k_{/\!/}^2 = \frac{1}{288\pi}\frac{m_e e^6 c}{\epsilon_0^3}\left(\frac{n_e}{n_c}\right)^3 \frac{I}{(k_B T_e)^5}\frac{(Z\ln\Lambda)^2}{\lambda_0^2} - \frac{1}{(4\pi)^2}\frac{\lambda_0^2}{l_T^4}$$

Le premier terme de droite de cette équation correspond à l'autofocalisation du faisceau et le second terme de droite correspond à la diffraction. La longueur nécessaire au développement de l'instabilité correspond à l'inverse du taux de croissance spatiale $k_{/\!/}$.

Seuils de déclenchement de l'instabilité

Calculons l'intensité au delà de laquelle l'instabilité peut se développer.

On ne peut pas prendre la même condition que dans le cas de la filamentation pondéromotive pour calculer le taux de croissance maximum car le cas $\frac{\partial k_{/\!/}}{\partial k_\perp} = 0$ entraîne $k_{/\!/max} = 0$ et cette solution n'est pas pertinente.

Pour calculer le taux de croissance maximum, on considère la limite où le terme d'autofocalisation l'emporte sur la diffraction :

$$k_{/\!/max} = \frac{1}{12\sqrt{2\pi}} \sqrt{\frac{m_e e^6 c}{\epsilon_0^3} \left(\frac{n_e}{n_c}\right)^3 \frac{I}{(k_B T_e)^5}} \frac{Z \ln\Lambda}{\lambda_0}$$

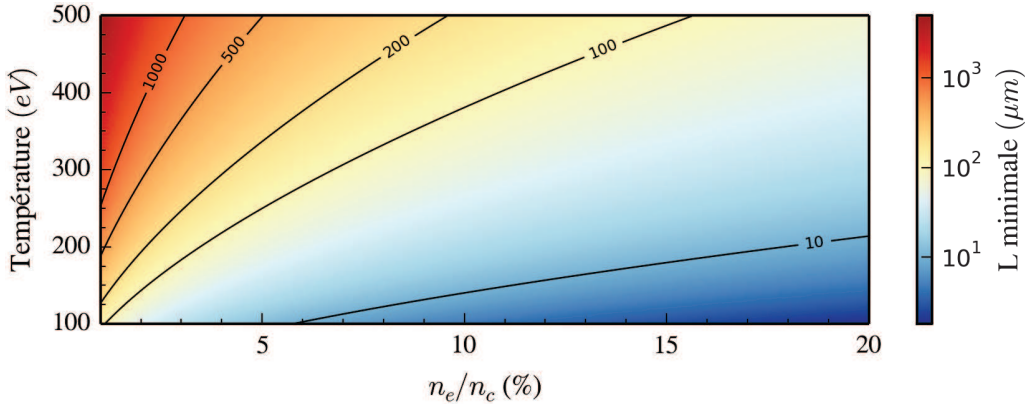


FIGURE 2.6 – Longueur minimale de plasma pour observer de la filamentation d'origine thermique pour $I = 10^{16}\, W/cm^2$, $\lambda_0 = 1{,}053\, \mu m$ et $Z = 1$

Sur la figure 2.6 on voit que la longueur minimale pour que la filamention thermique puisse se développer pour une intensité de $10^{16}\, W/cm^2$ pour une densité comprise entre 3% et 20% de la densité critique est de l'ordre d'une centaine de micromètre. En comparant avec la figure 2.4, on remarque que la longueur de plasma nécessaire pour observer la filamentation thermique est cent fois supérieure à celle déterminée pour la filamentation pondéromotive.

La condition pour laquelle l'instabilité se déclenche correspond à : $2k_{/\!/max}L \approx 1$.

La valeur minimale de l'intensité pour que la filamentation thermique apparaisse est :

$$I_{seuil} = 72\pi \frac{\epsilon_0^3}{m_e e^6 c} \left(\frac{n_c}{n_e}\right)^3 \left(\frac{\lambda_0}{L}\right)^2 \frac{(k_B T_e)^5}{(Z \ln\Lambda)^2} \tag{2.24}$$

Soit en unité pratique :

$$I_{seuil\,[W/cm^2]} = 3{,}6.10^5 \left(\frac{n_c}{n_e}\right)^3 \left(\frac{\lambda_0}{L}\right)^2 \frac{\left(T_{e\,[eV]}\right)^5}{(Z \ln\Lambda)^2} \tag{2.25}$$

Au delà de ce seuil, l'intensité entraîne une augmentation de la température telle que les électrons chaud se déplacent vers les zones froides du plasma. Le gradient de densité ainsi créé va entraîner une autofocalisation du faisceau telle que le faisceau se casse en plusieurs filaments [12].

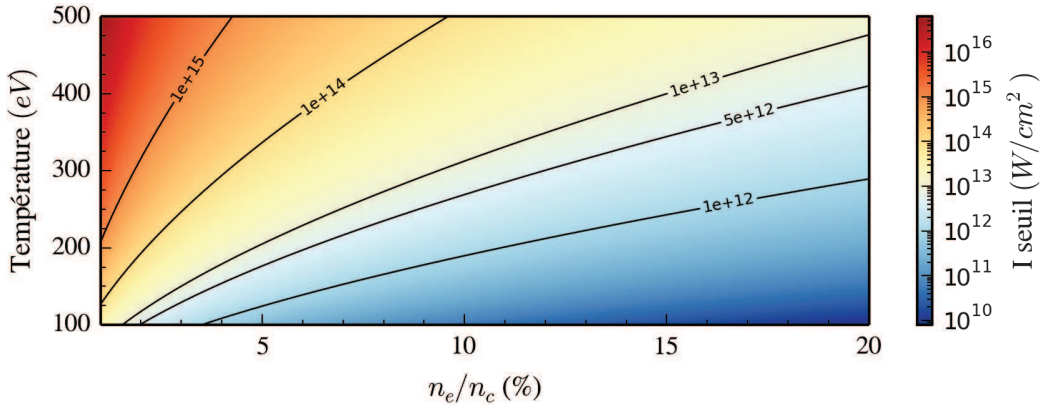


FIGURE 2.7 – Intensité seuil de la filamentation d'origine thermique pour $Z = 1$, $\lambda_0 = 1{,}053\,\mu m$ et $L = 2\,mm$

Dans notre étude on utilise des plasmas sous-denses à numéro atomique faible. Dans ce régime on voit avec les figures 2.5 et 2.7 que la filamentation d'origine pondéromotive se déclenche pour des intensités laser plus faibles que celle d'origine thermique.

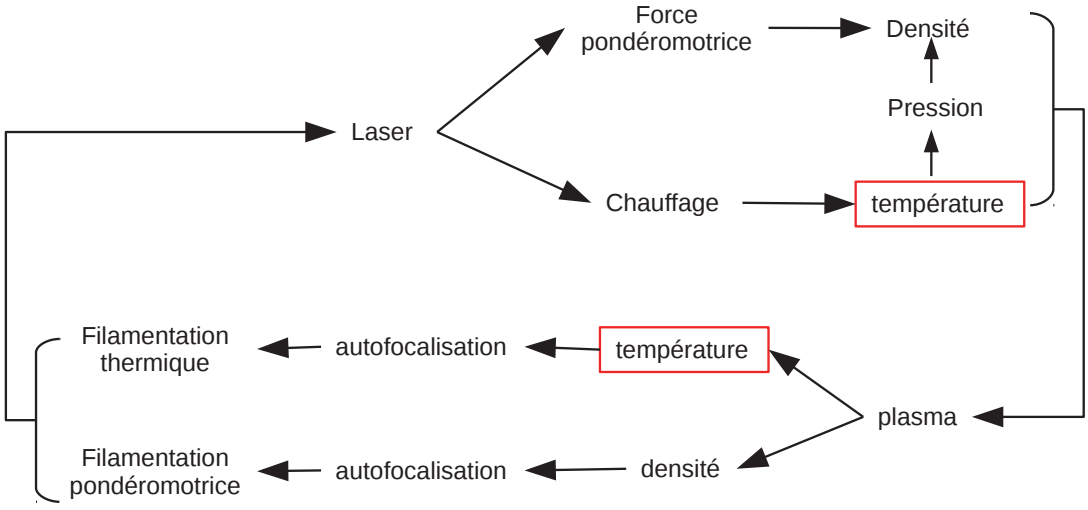


FIGURE 2.8 – Schéma récapitulatif de la rétroaction entre la propagation laser et les paramètres plasma

Cependant dans nos expériences les intensités laser sont de l'ordre de $10^{16}\,W/cm^2$ et les deux filamentations peuvent se produire.

Nous venons de voir dans cette section que la description de l'interaction laser-plasma fait appel à de nombreux domaines physiques différents. Dans notre cas les phénomènes physiques étudiés relèvent de l'hydrodynamique et de la propagation d'onde électromagnétique. C'est pour cela que nous avons recours à plusieurs outils numériques pour modéliser nos expériences, c'est ce que nous développons par la suite.

2.4 Outils numériques

L'objectif de cette thèse est de diagnostiquer expérimentalement et de modéliser numériquement l'effet du flux de chaleur et son lien avec la propagation laser. Du point de vue expérimental, nous allons voir dans le chapitre suivant que l'on dispose de diagnostics permettant d'observer l'évolution de la température et de la densité (diffusion Thomson), la propagation laser (Hisac [1]), et les conséquences de l'interaction laser-plasma sur les champs électromagnétiques à l'intérieur du plasma (radiographie protonique).

Sur le plan numérique, nous ne disposons pas d'un unique outil permettant à lui seul de modéliser l'ensemble de ces phénomènes. Cependant on dispose de plusieurs outils permettant de modéliser, dans le cadre d'approximations que nous détaillerons, chaque type de physique distinctement. C'est pourquoi nous avons établi pendant cette thèse une chaîne de simulation impliquant l'enchaînement de trois codes pour confronter la modélisation du transport et de la propagation laser aux résultats expérimentaux. Il est important de souligner que cette chaîne a été pensée et réalisée pour permettre des comparaisons directes avec des résultats expérimentaux.

Pour modéliser les effets du transport de chaleur sur les paramètres plasmas, on utilise le code hydrodynamique-radiative FCI2 [18]. Ce code permet dans l'approximation 2D axisymétrique d'obtenir l'évolution de la température électronique due au dépôt d'énergie du laser et au flux de chaleur. Pour modéliser la propagation de l'onde laser et l'interaction de l'onde avec le plasma, le code de propagation d'onde 3D HÉRA [40, 25, 41] est utilisé. Cependant ce dernier code ne prend pas en compte l'évolution temporelle de la température du plasma. Or comme nous l'avons vu dans la section précédente, les modifications du plasma, le transport de chaleur et la propagation laser sont directement liés. C'est pour ces raisons que nous avons décidé d'inclure un module dans HÉRA permettant de prendre en compte l'évolution spatiale et temporelle de la température calculée par FCI2.

Ces deux codes permettent donc de modéliser la propagation laser dans un milieu inhomogène et évoluant en temps. On prend ainsi en compte le traitement du flux de chaleur dans la modélisation de la propagation laser. Mais cela reste imparfait car il n'y a pas de rétroaction de la propagation laser sur le gradient de température.

Enfin, pour confronter cette modélisation aux résultats de radiographie protonique, on utilise le code Monte-Carlo de transport de particules chargées DIANE [28] comme post-processeur de HÉRA. Pour cela une première partie du travail a consisté à valider l'utilisation

1. A two-dimensional space-resolved HIgh-Speed SAmpling Camera [23]

de DIANE pour simuler la radiographie protonique à partir des cartes de champs électriques calculées par HÉRA. La seconde partie du travail consiste à utiliser le post-processeur en fin de notre chaîne numérique pour modéliser nos résultats expérimentaux.

2.4.1 Modélisation de l'évolution hydrodynamique – FCI2

L'aspect local ou non-local du transport de chaleur dans un plasma se traduit par l'évolution des fonctions de distribution et par conséquent du flux de chaleur. Or expérimentalement on ne peut pas observer l'évolution des fonctions de distribution à l'intérieur du plasma mais il est possible d'estimer le flux de chaleur via l'évolution des gradients de température.

C'est pourquoi on utilise la simulation hydrodynamique-radiative FCI2 pour modéliser les conséquences du flux de chaleur sur la température du plasma. FCI2 est un code lagrangien 2D axisymétrique, il prend en compte les effets locaux et non-locaux du flux de chaleur. Pour calculer le transport de chaleur, le code offre la possibilité d'utiliser le modèle de Spitzer pour les cas de flux locaux et un flux limite pour les cas non-locaux. Il est également possible pour retranscrire les effets non-locaux d'utiliser un modèle de flux délocalisé [18] calibré sur des simulations Fokker-Planck.

Le faisceau laser est décrit par une méthode de tracé de rayon. Le long de ces rayons, le mécanisme d'absorption de l'énergie laser par le plasma est le Bremsstrahlung inverse. La propagation de l'onde électromagnétique du laser n'est donc pas complètement décrite par ce code, seul le dépôt d'énergie sur le chemin du rayon considéré est calculé. L'évolution hydrodynamique du plasma calculée par ce code permet d'obtenir en particulier les évolutions des températures électronique et ionique. L'évolution hydrodynamique ne permet de retranscrire qu'en partie l'évolution de la densité, car la force pondéromotrice n'est pas calculée. Comme nous l'avons vu précédemment, cette force est due au caractère électromagnétique du faisceau laser et elle impacte fortement la densité du plasma.

2.4.2 Modélisation de l'interaction laser-plasma – HÉRA

Pour modéliser la propagation laser on utilise le code de propagation d'onde HÉRA [40, 25].

Dans ce code, le laser est modélisé par une onde transverse de vecteur d'onde $\vec{k}_0$, lequel sera supposé parallèle à l'axe x. Le champ électrique associé aux ondes électromagnétiques a une polarisation linéaire uniforme en temps et en espace, parallèle à l'axe y par exemple. Il se décompose sous la forme :

$$\vec{E}\left(\vec{r},t\right) = \frac{1}{\sqrt{2N\left(\omega\right)c\epsilon_0}}\left[E_+ e^{ik_0\vec{r}-i\omega_0 t} + E_- e^{-ik_0\vec{r}-i(\omega_0-\omega_s)t} + c.c.\right]$$

avec ω_s la pulsation de l'onde acoustique. Les enveloppes complexes E_+ et E_- sont associées respectivement à l'onde laser et à l'onde rétrodiffusée par effet Brillouin.

HÉRA permet de décrire la propagation d'une onde électromagnétique dans l'approximation paraxiale en résolvant une équation de type Schrödinger non linéaire. En définissant la densité comme une variation n_1 autour de la valeur moyenne n_0 l'équation de Schrödinger est :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_g\frac{\partial}{\partial x} + \nu_{IB} - \frac{ic^2}{2\omega_0}\triangle_\perp\right) \quad E_+ = \quad -\frac{i\omega_0}{2N_c}\left(n_0E_+ + n_1E_-\right)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - \underbrace{v_g\frac{\partial}{\partial x}}_{advection} + \underbrace{\nu_{IB}}_{absorption} - \underbrace{\frac{ic^2}{2\left(\omega_0-\omega_s\right)}\triangle_\perp}_{diffraction}\right) \quad E_- = \quad \underbrace{-\frac{i\left(\omega_0-\omega_s\right)}{2N_c}\left(n_0E_- + n_1^*E_+\right)}_{déphasage}$$

avec ν_{IB} le taux d'absorption par Bremsstrahlung inverse, n_1* le complexe conjugué de la perturbation de densité n_1 associée à l'onde acoustique et v_g la vitesse de groupe des ondes électromagnétiques.

L'équation ci dessus met en œuvre différents phénomènes qui caractérisent l'interaction laser-plasma : l'advection, la diffraction, l'absorption par Bremsstrahlung inverse et le déphasage des ondes électromagnétiques.

Le code modélise également la propagation des ondes acoustiques, ce qui permet de prendre en compte les perturbations en densité n_1 provoquées par l'interaction laser-plasma.

L'évolution hydrodynamique est prise en compte dans le modèle en supposant que l'écoulement est barotrope [2] et en considérant uniquement les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement dans les équations hydrodynamiques :

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho\vec{\nabla}.\vec{v} = 0 \tag{2.26}$$

$$\rho\frac{d\vec{v}}{dt} + \vec{\nabla}\left(p_e + p_i\right) = -\rho\vec{\nabla}F_p \tag{2.27}$$

ρ est la masse volumique du milieu, F_p est la force pondéromotrice, p_e et p_i sont respectivement la pression électronique et ionique. L'équation (2.26) traduit la conservation de la masse et l'équation (2.27) représente la conservation de la quantité de mouvement.

Nous avons obtenu l'équation (2.27) en faisant intervenir le champ électrique du laser et un champ de rappel à l'électro-neutralité puis en moyennant le champ laser sur la période

2. Dans un fluide barotrope la pression dépend uniquement de la densité.

d'oscillation et en éliminant le champ de rappel entre les deux équations du mouvement des électrons et des ions. HÉRA tel que nous l'utilisons ne permet donc pas de résoudre l'équation de l'énergie.

Les termes de pression sont calculés dans l'hypothèse adiabatique pour les ions et avec une température électronique constante à partir des équations d'états des gaz parfaits.

$$\vec{\nabla}\left(p_e + p_i\right) = \left(\frac{Zk_BT_e}{m_i} + \frac{\gamma_i k_B T_i^{initiale}}{m_i}\left(\frac{\rho}{\rho^{initiale}}\right)^{\gamma_i - 1}\right)\vec{\nabla}\rho$$

Avec γ_i le coefficient polytropique ionique, valant typiquement $\frac{5}{3}$ dans le cas où trois dimensions spatiales sont considérées.

La rétroaction des ondes sur les équations de l'hydrodynamique est prise en compte dans HÉRA. Ce qui permet de prendre en compte l'impact de la propagation laser sur les paramètres plasmas.

Enfin, des conditions limites de type PML [3] sont utilisées pour éviter toute réflexion de lumière sur les bords de la boite de simulation.

En conclusion, le code 3D paraxial HÉRA permet de modéliser la propagation du laser dans le plasma, les perturbations de densités induits par la présence du laser et les effets des instabilités de filamentation et Brillouin [41].

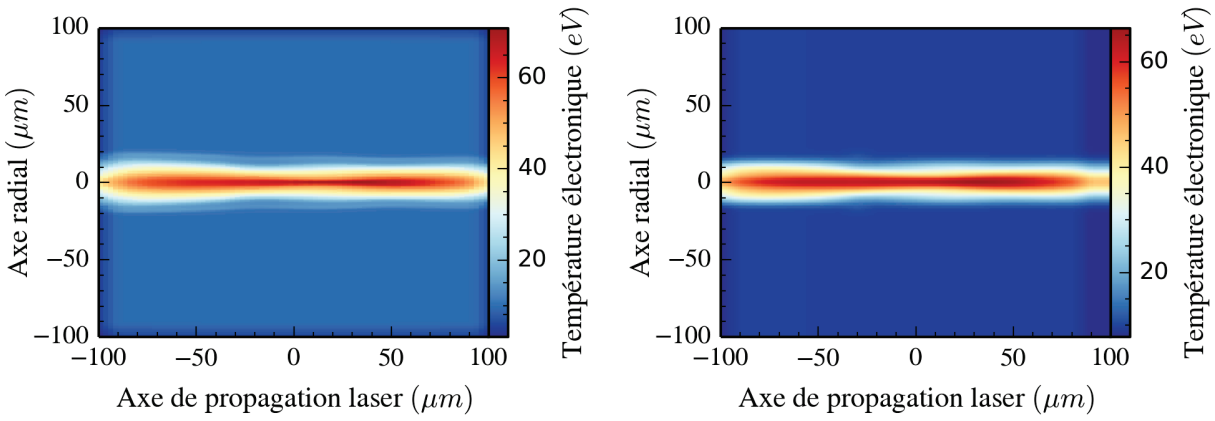
2.4.2.1 Prise en compte d'une évolution temporelle et spatiale de la température

Comme nous l'avons vu dans la section précédente, le transport de chaleur modifie les propriétés du plasma et en conséquence la propagation du laser. Or le code de propagation laser ne calcule pas le chauffage du plasma dû à la propagation laser. C'est pourquoi nous avons mis en place dans le code HÉRA la possibilité de prendre en compte l'évolution de la température calculée par FCI2. Pour cela, on considère dans le cadre de ce travail que l'on peut décomposer la carte de température en la somme de deux fonctions gaussiennes. Considérons un laser se propageant selon la direction x et on définit la température par la fonction :

$$T_e(x,y,t) = \underbrace{A_0\left(t\right) exp\left(-\frac{y^2}{\sigma_A\left(t\right)}\right)}_{enveloppe\, homogène} \times C(x,t) + \underbrace{B_0\left(x,t\right) exp\left(-\frac{y^2}{\sigma_B\left(x,t\right)}\right)}_{perturbation\, inhomogène\, instationnaire}$$

3. Perfectly Matched Layer [42], ou en français *couche absorbante parfaitement adaptée.* Il s'agit d'une couche artificielle en bord de domaine de telle sorte que les ondes incidentes l'atteignant ne se réfléchissent pas aux interfaces.

Le premier terme constitue une enveloppe homogène et instationnaire, elle décrit l'évolution de la température loin de l'axe de propagation laser. Le second terme décrit la perturbation de manière inhomogène et instationnaire, proche et sur l'axe de propagation laser.



(a) Carte de température de FCI2

(b) Fit de la carte de température

FIGURE 2.9 – ($t = 1{,}5\,ns$) Comparaison entre la carte de température électronique issue de FCI2 et celle obtenue par le fit

Sur la figure 2.9 on peut voir que les résultats de cet ajustement de la température sont très proches de ceux calculés par FCI2 pour la simulation du dépôt de chaleur d'un faisceau gaussien d'énergie $0{,}5\,J$, de durée $1{,}5\,ns$ (à mi-hauteur) dans un plasma d'hydrogène de densité maximal $9\,\%n_c$. On dispose ainsi d'un module dans HÉRA permettant de prendre en compte, lors du calcul de la propagation laser, l'évolution spatio-temporelle de la température (préalablement calculée par FCI2) tant que le profil de température peut être approché par la forme analytique choisie.

2.4.3 Modélisation de la déflectométrie protonique – DIANE

Les simulations FCI2 et HÉRA calculent des observables directement comparables avec les résultats expérimentaux pour la caractérisation du plasma (densité et température) et la propagation laser (profil laser en sortie du plasma).

Lors des expériences on cherche à caractériser la propagation à l'intérieur du plasma. Pour cela on utilise un diagnostic permettant d'observer les déflexions d'un faisceau de protons dues aux champs électriques présents dans le plasma. Il s'agit du diagnostic de déflectométrie protonique dont nous détaillerons le principe dans le chapitre suivant. HÉRA calcule les

champs électriques présents dans le plasma, il est donc possible d'utiliser ces cartes de champs afin de simuler les déflexions d'un faisceau de proton incident.

On a donc mis en place l'utilisation du code Monte-Carlo de transport de particules chargées DIANE [28] comme post processeur de HÉRA pour pouvoir calculer les déflexions de protons et ainsi obtenir une nouvelle observable à comparer à l'expérience.

DIANE est un code Monte-Carlo 3D de transport de particules chargées mono-énergétiques ou distribuées en énergie, dont la source est ponctuelle ou étendue. La simulation prend en compte le ralentissement par collisions des particules dans un plasma complètement ionisé et les déflexions de trajectoire dues aux champs électriques et magnétiques. Concernant le champ électrique, les phénomènes de ralentissement et d'accélération des particules par champs sont également pris en compte. Le calcul s'effectue dans des conditions stationnaires des champs électriques et magnétiques pendant la propagation des protons.

Le transport de particules chargées peut être décrit par l'équation de Boltzmann :

$$\begin{aligned}&\frac{\vec{F_L}}{m}.\vec{\nabla}_v\left(\frac{\varphi}{v}\right)+\frac{1}{v}\frac{\partial\varphi\left(\vec{r},E,\vec{\Omega},t\right)}{\partial t}+\vec{\Omega}.\vec{\nabla}_r\varphi\left(\vec{r},E,\vec{\Omega},t\right)+\sigma_t\varphi\left(\vec{r},E,\vec{\Omega},t\right)\\&=\int_0^\infty dE'\int_{4\pi}d\vec{\Omega'}\,\sigma_s\left(E'\longrightarrow E,\vec{\Omega'}\longrightarrow\vec{\Omega}\right)\varphi\left(\vec{r},E',\vec{\Omega'},t\right)+Q\left(E,\vec{\Omega}\right)\end{aligned}$$

Avec v la vitesse de la particule, φ le flux de particules, $\left(\vec{r},E,\vec{\Omega},t\right)$ les coordonnées des particules dans l'espace des phases, σ_t la section efficace totale, $\sigma_s\left(E'\longrightarrow E,\vec{\Omega'}\longrightarrow\vec{\Omega}\right)$ la section efficace différentielle en énergie et en angle, $Q\left(E,\vec{\Omega}\right)$ une source externe de particules et $\vec{F_L}$ la force de lorentz.

L'anisotropie de l'interaction et le temps de calcul liés à la fréquence de collision coulombienne rendent cette équation difficile à modéliser numériquement. C'est pourquoi la section efficace σ_s est décomposée en la somme d'une fonction régulière représentant les collisions coulombiennes à grand angle et les réactions nucléaires et d'une fonction singulière représentant la prédominance des collisions à faible angle et à faible transfert d'énergie :

$$\sigma_s\left(E,\mu_c\right)=\sigma_{reg}\left(E,\mu_c\right)+\sigma_{sing}\left(E,\mu_c\right)$$

où μ_c est le cosinus de l'angle de déviation dans le référentiel du centre de masse.

Si σ_{sing} est une distribution très piquée autour de la valeur zéro du transfert d'énergie, l'intégrale de Boltzmann peut être approchée par une série de Taylor. On obtient ainsi l'équation

de Boltzmann-Fokker-Planck :

$$\frac{\vec{F_L}}{m}.\vec{\nabla}_v\left(\frac{\varphi}{v}\right)+\frac{1}{v}\frac{\partial\varphi\left(\vec{r},E,\vec{\Omega},t\right)}{\partial t}+\vec{\Omega}.\vec{\nabla}_r\varphi\left(\vec{r},E,\vec{\Omega},t\right)+\underbrace{\sigma_t\varphi\left(\vec{r},E,\vec{\Omega},t\right)}_{réaction\ nucléaires} = \underbrace{Q\left(E,\vec{\Omega}\right)}_{terme\ source}$$
$$+\int_0^\infty dE'\int_{4\pi}d\vec{\Omega}'\,\varphi\left(\vec{r},E',\vec{\Omega}',t\right)\underbrace{\sigma_{reg}\left(E'\longrightarrow E,\vec{\Omega}'\longrightarrow\vec{\Omega}\right)}_{collision\ coulombienne\ à\ grand\ angle}$$
$$+\underbrace{\frac{\partial\left(S\varphi\right)}{\partial E}}_{ralentissement}+\underbrace{\frac{\partial}{\partial E}\left[B\left(E\right)\frac{\partial\varphi}{\partial E}\right]}_{Dispersion\ en\ énergie}+\underbrace{T\left(E\right)\left[\frac{\partial}{\partial\mu}\left(1-\mu^2\right)\frac{\partial\varphi}{\partial\mu}\right]}_{Déflexion\ angulaire}$$

DIANE [28] résout cette équation en faisant l'hypothèse que le transport est restreint au phénomène stationnaire et que la dispersion en énergie ainsi que la déflexion angulaire peuvent être négligées :

$$\frac{\vec{F_L}}{m}.\vec{\nabla}_v\left(\frac{\varphi}{v}\right)+\vec{\Omega}.\vec{\nabla}_r\varphi\left(\vec{r},E,\vec{\Omega},t\right)+\underbrace{\sigma_t\varphi\left(\vec{r},E,\vec{\Omega},t\right)}_{réaction\ nucléaires}-\underbrace{\frac{\partial\left(S\varphi\right)}{\partial E}}_{ralentissement}$$
$$-\int_0^\infty dE'\int_{4\pi}d\vec{\Omega}'\underbrace{\sigma_{reg}\left(E'\longrightarrow E,\vec{\Omega}'\longrightarrow\vec{\Omega}\right)}_{collision\ à\ grand\ angle}\varphi\left(\vec{r},E',\vec{\Omega}',t\right)-\underbrace{Q\left(E,\vec{\Omega}\right)}_{terme\ source} = 0$$

Ainsi ce code permet de modéliser la propagation des protons au travers d'une carte de champs 3D et de calculer leurs déflexions.

Les principaux paramètres (figure 2.10) lors de l'utilisation de DIANE en tant que post-processeur de HÉRA pour modéliser le diagnostic de déflectométrie protonique sont :

- La géométrie de la source de protons
- L'énergie E_{proton} des protons
- L'ouverture du faisceau de protons
- Les cartes de champs issues de HÉRA (2D ou 3D)
- Le détecteur : la taille, la forme
- La distance l entre la source de protons et le plasma à sonder
- La distance L entre le plasma à sonder et le détecteur.

La disposition de ces éléments s'effectue dans un espace à trois dimensions permettant ainsi une totale liberté pour la reproduction des conditions expérimentales. L'utilisation en tant que post-processeur de HÉRA est une utilisation nouvelle de DIANE. C'est pourquoi nous avons validé cette utilisation avant de l'utiliser dans notre étude.

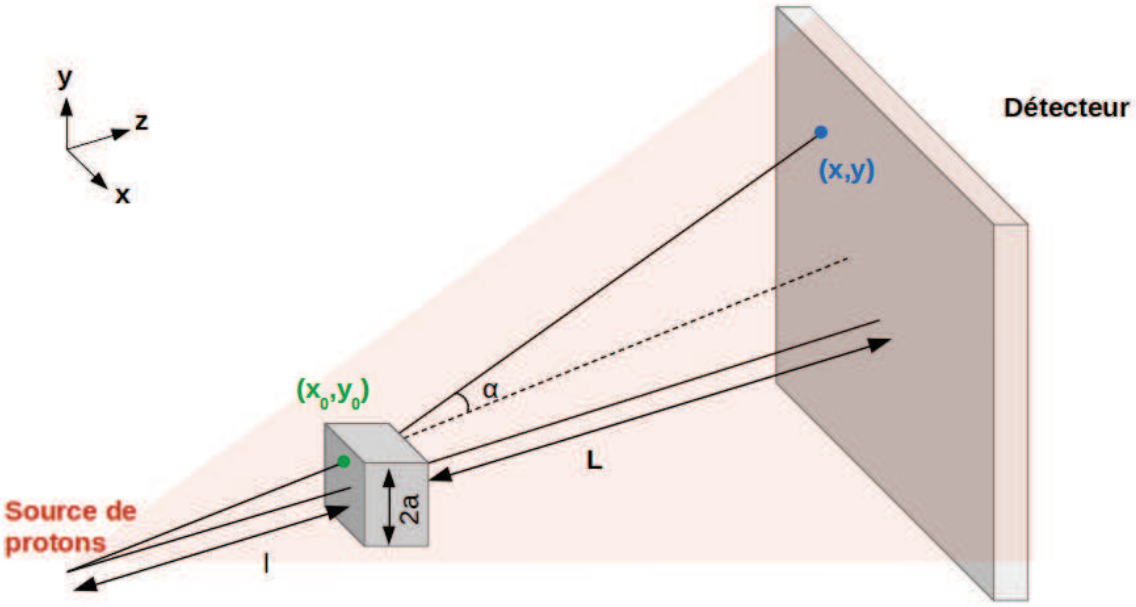


FIGURE 2.10 – Schéma des principaux paramètres pour la simulation de la radiographie protonique

2.4.3.1 Validation du post processeur DIANE

La validation de DIANE consiste à l'utiliser en tant que post-processeur pour simuler la déflectométrie protonique au travers des cartes de champs électrique[4] de HÉRA. Nos validations sont basées sur la comparaison de la simulation avec des cas analytiques issus de l'article de Kugland [43].

On considère par la suite une source ponctuelle de protons telle que les protons ne collisionnent pas entre eux et on se place dans l'approximation paraxiale $l >> 2a$ où $2a$ est la taille de l'objet sondé.

Les coordonnées (x_0,y_0) d'un proton à son entrée dans les cartes de champs sont reliées à sa position (x,y) sur le détecteur par :

$$\begin{aligned} x &= x_0 + \frac{x_0}{l}L + \alpha_x L \\ y &= y_0 + \frac{y_0}{l}L + \alpha_y L \end{aligned}$$

Avec α_x et α_y les angles de déflexion selon les axes x et y du proton après son passage dans les cartes de champs. Ces angles signifient que l'image obtenue sur le détecteur ne réalise pas seulement un grandissement de l'objet sondé, mais elle peut être aussi distordue.

4. Les champs magnétiques dans Héra ne sont pas calculés et ne participent donc pas à notre chaîne de calcul.

L'opérateur jacobien D qui permet de transformer une surface élémentaire dans le plan objet dS_0 en la surface élémentaire dS par $dS = |D\,(x_0,y_0)|\,dS_0$, s'écrit :

$$D\,(x_0,y_0) = \frac{\partial\,(x,y)}{\partial\,(x_0,y_0)}$$

L'intensité I du signal reçu sur le détecteur est relié à l'intensité de l'image de la source I_0 par la relation :

$$I = \frac{I_0\,(1+\epsilon)}{|D\,(x_0,y_0)| + \epsilon} \tag{2.28}$$

ϵ est un paramètre positif qui représente la saturation du détecteur.

Ainsi des équations, on peut déduire l'expression de l'opérateur jacobien suivante :

$$|D\,(x_0,y_0)| = \left|\left(1 + \frac{L}{l} + \frac{\partial\alpha_x}{\partial x_0}L\right)\left(1 + \frac{L}{l} + \frac{\partial\alpha_y}{\partial y_0}L\right) - L^2\frac{\partial\alpha_x}{\partial y_0}\frac{\partial\alpha_y}{\partial x_0}\right| \tag{2.29}$$

On définit le paramètre adimensionné μ comme le rapport de l'angle de déviation α sur l'angle d'émission $\hat{e} \sim \frac{a}{l}$:

$$\mu \equiv \frac{\alpha}{\hat{e}}$$

Lorsque $\mu \ll 1$ les déviations spatiales dans l'opérateur jacobien sont faibles, il s'agit de *l'approximation des faibles déviations*. Les termes du premier et second ordre de l'équation (2.29) sont faibles, et ce dernier devient négligeable. L'équation (2.28) montre dans ce cas que la variation de l'intensité du signal est faible vis à vis de l'intensité du signal non perturbé. Il est important de souligner que cette faible variation de l'intensité n'est pas liée aux amplitudes des champs électriques mais aux variations d'angle des protons. En effet les déflexions peuvent être petites même pour des champs forts. Prenons par exemple le cas de protons fortement énergétiques, à cause de leur vitesse leur interaction avec le champ est de courte durée et leurs déflexions petites.

Lorsque $\mu > 10$ des caractéristiques fortement non-linéaires apparaissent comme des distorsions caustiques ou complexes. Les *caustiques* définissent des lignes ou des points sur le détecteur, dont les intensités élevées sont limitées par la saturation du détecteur. Ces caustiques sont identifiables grâce à leurs intensités dont la valeur est plus d'un ordre de grandeur supérieure à celle de l'intensité du faisceau de proton non perturbé. L'apparition de ces caustiques correspond à la condition :

$$D\,(x_0,y_0) = 0$$

En prenant un potentiel à symétrie sphérique on établit une résolution analytique qui permet de mettre en évidence des points clés pour l'interprétation des images de la défléctométrie protonique. Pour cette raison nous avons considéré le cas d'un potentiel gaussien à

symétrie sphérique $\phi = \phi_0 exp\left(-\frac{r_0^2}{a^2}\right)$, ayant pour conséquence que l'angle de déflexion des protons devient [43] :

$$\alpha = \frac{e\phi_0}{E_{proton}}\sqrt{\pi}\frac{r_0}{a}exp\left(-\frac{r_0^2}{a^2}\right)$$

Le potentiel ϕ a été imposé dans Héra et les cartes de champs électriques ont été entrées dans le code Diane pour calculer les déflexions de protons résultant du passage dans ce potentiel.

Ces simulations ont été réalisées avec les paramètres identiques à ceux de l'article [43] :

$$a = 100\,\mu m, l = 7\,mm, L = 100\,mm, E_{proton} = 10\,MeV$$

Dans ce cas particulier l'intensité du signal reçu par le détecteur est :

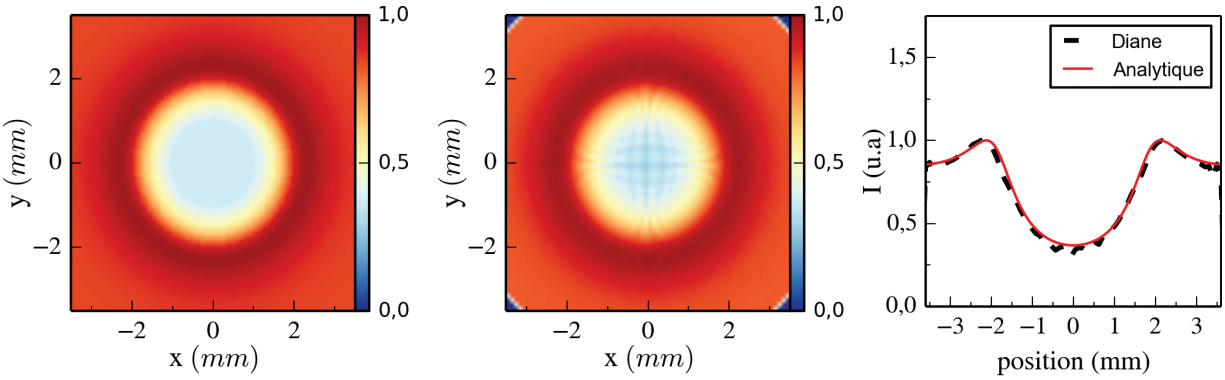
$$I = \frac{I_0 + \epsilon}{\left|\left[1 + \mu\left(1 - 2\frac{r_0^2}{a^2}\right)exp\left(-\frac{r_0^2}{a^2}\right)\right]\left[1 + \mu exp\left(-\frac{r_0^2}{a^2}\right)\right]\right| + \epsilon} \tag{2.30}$$

Les simulations de Diane ont été effectuées pour trois valeurs de potentiel $50\,kV$, $100\,kV$ et $200\,kV$. Les résultats normalisés à l'intensité du signal non perturbé sont confrontés à ceux de la formule analytique (2.30) sur les figures 2.11, 2.12 et 2.13.

Sur ces images, plus la couleur est rouge foncée et plus il y a de protons accumulés. Le potentiel positif expulse les protons vers les zones où le potentiel est moins important. On voit sur les coupes (figures 2.11c, 2.12c et 2.13c) comparant les cas analytiques et les résultats de Diane que les accumulations des protons ont lieu à la même position vis-à-vis de l'origine du repère. On remarque de plus que les intensités relatives à l'intensité non perturbée du signal sont équivalentes, tant dans les zones d'accumulation que dans les zones de déplétion de protons. En particulier on voit que l'apparition de caustiques pour le potentiel à $200\,kV$ a bien été reproduit par Diane en comparaison du cas analytique.

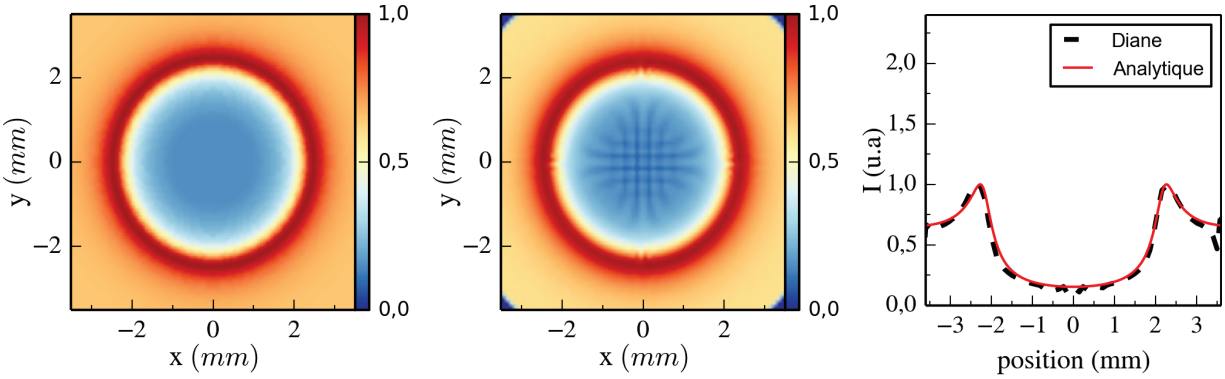
Ainsi l'utilisation du code Diane a été validée par comparaison avec un cas analytique issu de l'article de Kugland [43]. Pour valider cette nouvelle utilisation du code, une autre comparaison avec le cas analytique d'un potentiel cylindrique est discuté dans le chapitre 4. Nous venons de présenter, dans ce chapitre, la chaîne de calcul qui a été établie pendant ce travail afin de modéliser une partie des différents phénomènes physiques intervenant dans notre étude.

Je vais maintenant présenter les expériences réalisées parallèlement à la mise en place de ces outils numériques.



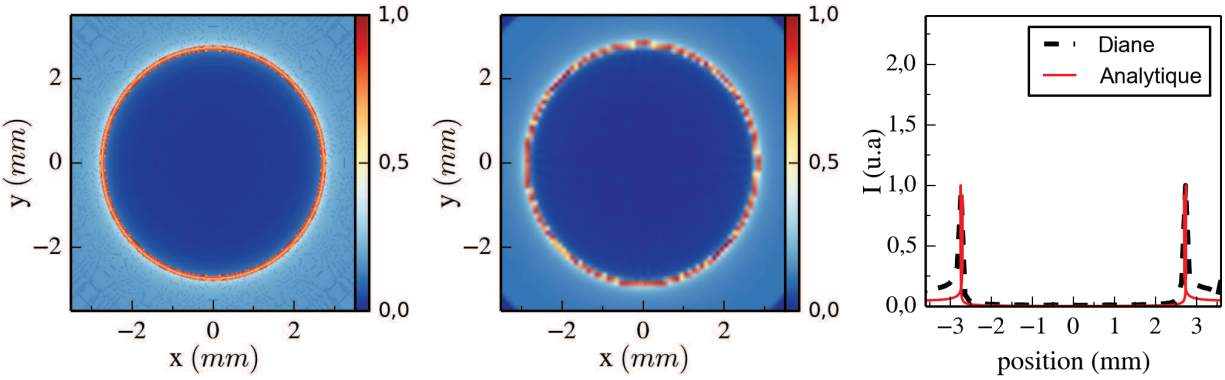
(a) Analytique $\phi_0 = 50\,kV$ (b) Diane $\phi_0 = 50\,kV$ (c) Comparaison analytique et Diane $\phi_0 = 50\,kV$

FIGURE 2.11 – cas test



(a) Analytique $\phi_0 = 100\,kV$ (b) Diane $\phi_0 = 100\,kV$ (c) Comparaison analytique et Diane $\phi_0 = 100\,kV$

FIGURE 2.12 – cas test



(a) Analytique $\phi_0 = 200\,kV$ (b) Diane $\phi_0 = 200\,kV$ (c) Comparaison analytique et Diane $\phi_0 = 200\,kV$

FIGURE 2.13 – cas test

Chapitre 3

Présentation des expériences réalisées : motivation et diagnostics mis en œuvre

Nous avons réalisé deux expériences sur l'installation LULI2000 dans le but de mesurer l'impact de la non-localité du transport de chaleur sur la propagation laser. L'étude s'est décomposée en trois axes : nous avons tout d'abord étudié le transport et la propagation d'un faisceau laser dans un gaz initialement neutre. Ensuite, nous avons effectué la même étude sur un faisceau lissé par une lame de phase aléatoire de type RPP [1]. Enfin, nous avons étudié le transport et la propagation d'un laser dans un plasma ionisé par un faisceau lissé.

Les paramètres et les diagnostics utilisés lors de ces deux expériences sont détaillés dans ce chapitre.

3.1 Expérience 1 : étude de la propagation d'un faisceau laser dans un gaz initialement neutre

L'objectif de la première expérience réalisée est de caractériser l'effet du transport sur la propagation d'un laser qui se propage dans un plasma qui n'a pas été préalablement ionisé (la configuration expérimentale est présentée sur la figure 3.1). Cette configuration avec un seul faisceau permet de maximiser le gradient de température sur l'axe laser, en limitant le chauffage hors axe. La présence d'un gradient fort est voulue pour atteindre des conditions de transport non-locales. L'inconvénient est une certaine incertitude sur la phase d'ionisation du plasma, c'est pour cela que l'on choisi un gaz de Z faible afin de s'assurer que le plasma soit complètement ionisé.

1. Random Phase Plate ou en français lame de phase aléatoire [44, 45]

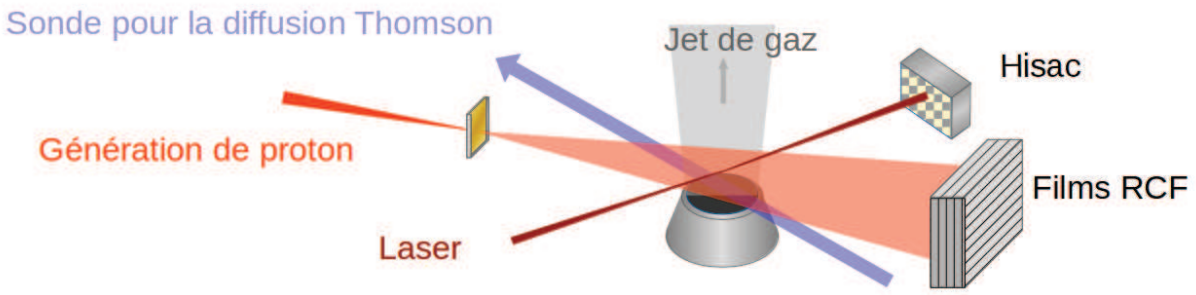


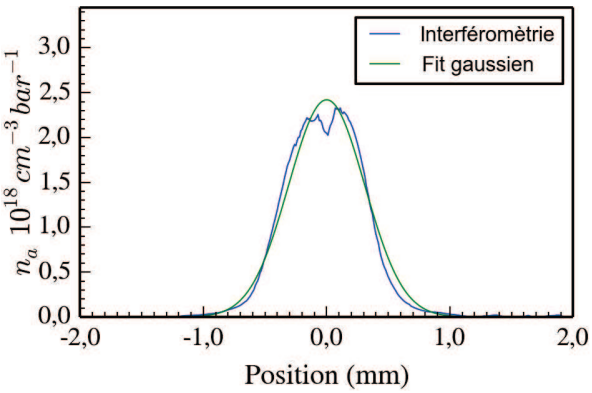
FIGURE 3.1 – Schéma de l'expérience pour étudier la propagation laser dans un gaz neutre

On utilise un jet de gaz d'hélium dont le profil de densité, représenté sur la figure 3.2, a été mesuré par interférométrie. Il est axisymétrique et peut être approché par une gaussienne dont la largeur à mi-hauteur dépend de la hauteur par rapport au sommet de la buse. Pendant l'expérience, deux profils ont été utilisés (figure 3.2) correspondant à des densités électroniques maximales au centre du jet comprises entre $2{,}5\,\%n_c$ et $5{,}5\,\%n_c$, où $n_c = 1{,}1.10^{21}\,électrons/cm^3$ est la densité critique dans nos conditions.

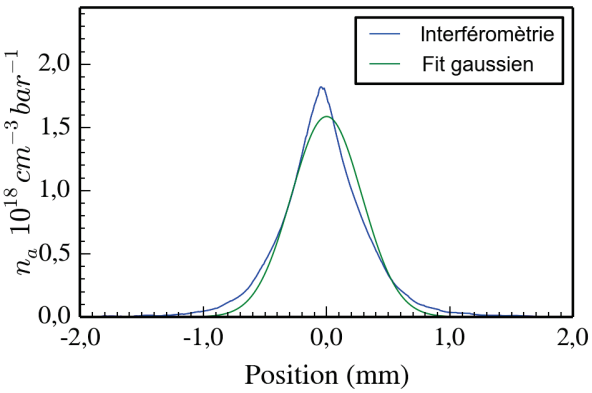
L'interaction que nous étudions est réalisée avec un laser à verre Néodyme, à la fréquence fondamentale, de longueur d'onde $1{,}053\,\mu m$ et avec une durée d'impulsion de $1{,}5\,ns$ (figure 3.3). Il a été focalisé avec une lentille $f/10$ à $500\,\mu m$ en avant du centre du jet de gaz. L'énergie délivrée par ce faisceau est de l'ordre de $50\,J$. Le rayon à mi-hauteur de la tache focale est de $6\,\mu m$, ce qui nous donne une intensité de l'ordre de $10^{16}\,W/cm^2$.

3.1.1 Faisceau sonde et faisceau picoseconde

On utilise la diffusion Thomson (dont le principe sera expliqué page 66) afin de mesurer l'évolution des températures électronique et ionique ainsi que celle de la densité électronique. Pour cela, un faisceau laser à la fréquence 2ω ($\lambda = 526{,}5\,nm$) a été utilisé pour sonder un volume de plasma situé au centre du jet de gaz. L'énergie délivrée par ce faisceau est typiquement $50\,J$. Avec un rayon à mi-hauteur de la tache focale de $60\,\mu m$, nous obtenons une intensité de $1{,}5.10^{14}\,W/cm^2$.
La durée de l'impulsion de ce faisceau sonde est $1{,}5\,ns$ et son retard vis à vis du faisceau d'interaction est d'environ $500\,ps$ (figure 3.5). Cela permet d'effectuer la mesure sur la montée et le plateau de l'impulsion principale.



(a) À 0,5 mm du sommet de la buse, le diamètre à mi-hauteur et à un dixième de la densité maximale sont $D_{1/2} = 670\,\mu m$ et $D_{1/10} = 1{,}33\,mm$.



(b) À 1 mm du sommet de la buse, le diamètre à mi-hauteur et à un dixième de la densité maximale sont $D_{1/2} = 730\,\mu m$ et $D_{1/10} = 1{,}23\,mm$.

FIGURE 3.2 – Profil de la densité atomique pour différentes hauteur par rapport au sommet de la buse. Le centre du jet de gaz correspond à l'abscisse 0.

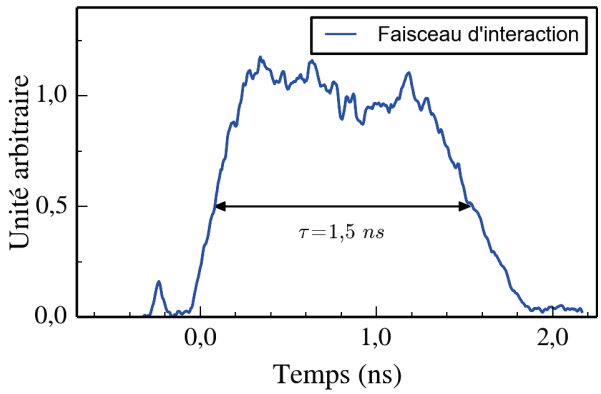


FIGURE 3.3 – Évolution temporelle du faisceau d'interaction

Le signal de la diffusion Thomson est collecté avec un angle de 90° par rapport au plan contenant le faisceau sonde et le faisceau d'interaction. Le signal diffusé est résolu spectralement avec un spectromètre et temporellement avec une caméra à balayage de fente. Comme les fentes du spectromètre et de la caméra à balayage de fente sont croisées entre elles, l'intersection des fentes (projetée dans le plasma) définit une colonne. L'intersection de cette colonne avec le laser sonde définit le volume sondé de l'ordre de $(30\,\mu m)^3$.

La caméra à balayage de fente utilisée pour la diffusion ionique comporte trois fentes ce qui a permis de faire des mesures de température en trois points de l'espace. Ces trois zones sur lesquelles la mesure est effectuée, sont situées sur la direction perpendiculaire à celle de la propagation du faisceau d'interaction (voir figure 3.4).

Par ailleurs, on utilise la déflectométrie protonique pour sonder les champs électriques

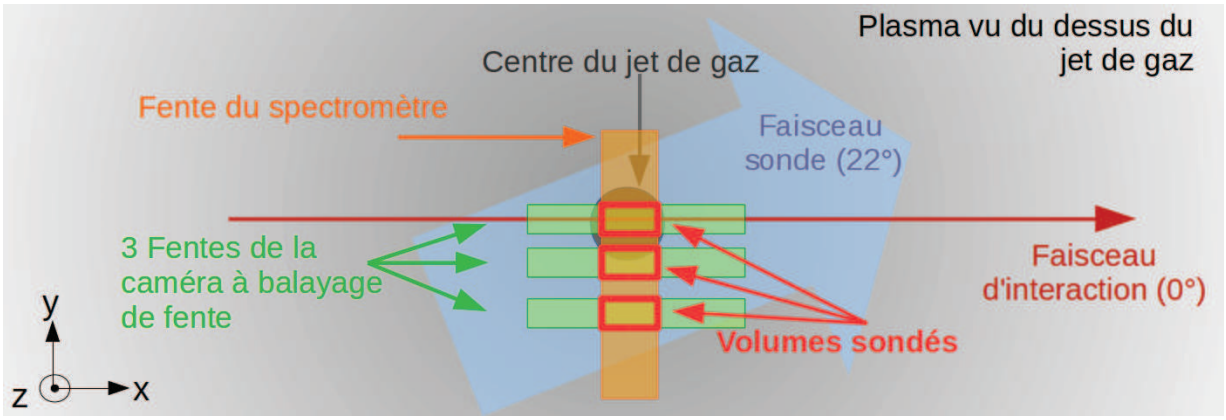


FIGURE 3.4 – Schéma de la zone sondée par les trois fentes du spectromètre et par la fente de la caméra à balayage de fente pour la diffusion Thomson

résultant de l'interaction via leurs conséquences sur la trajectoire des protons (le diagnostic sera détaillé dans la section 3.3.2). Pour générer les protons, on utilise un faisceau de fréquence 1ω ($\lambda = 1{,}053\,\mu m$) dont l'énergie délivrée est de $65\,J$. Le rayon à mi-hauteur de la tache focale est de $5\,\mu m$ et sa durée d'impulsion est de l'ordre de $1{,}5\,ps$, l'intensité est donc de $2.10^{19}\,W/cm^2$. Ce faisceau impacte une cible épaisse de $25\,\mu m$ d'or ou $13\,\mu m$ d'aluminium pour générer un faisceau de protons dont la direction de propagation est perpendiculaire à celle du faisceau d'interaction (figure 3.1). Le mécanisme détaillé page 77 produit un faisceau de protons de courte durée ce qui permet une résolution temporelle du diagnostic très élevée car elle dépend principalement du temps de vol des protons au travers du plasma ($\sim 90\,ps$ pour des protons de $1\,MeV$ traversant $1{,}3\,mm$ de plasma). Différents retards $-200\,ps$, $-50\,ps$, $+\,450\,ps$ (pic à pic) entre ce faisceau et celui de l'interaction ont été utilisés. Malgré des retards négatifs, la prise en compte du temps de vol entre la source de protons et le jet de gaz (de l'ordre de $0{,}4\,ns$) permet bien de faire des mesures à différents temps de l'interaction. Le temps de vol de protons d'énergie E_p pour parcourir une distance L entre la source de protons et le plasma est donné par la relation :

$$t_{vol} = L\sqrt{\frac{m_p}{2E_p}}$$

Soit en unité pratique :

$$t_{vol\,[ps]} = 720\,L_{[cm]}\sqrt{\frac{1}{E_{p\,[MeV]}}}$$

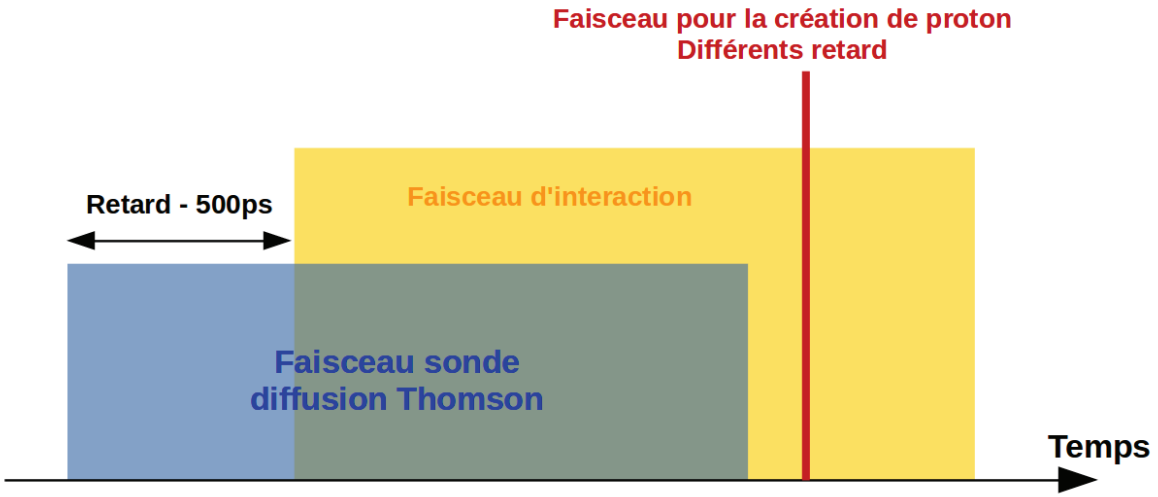


FIGURE 3.5 – Schéma des différents retards entre les faisceaux

3.2 Expérience 2 : étude liée à l'ionisation et à la propagation d'un faisceau laser dans un plasma ionisé

La deuxième expérience réalisée a eu pour objectif d'analyser la propagation d'un faisceau laser dans des conditions de transport de chaleur non-local. Pour cela deux configurations ont été utilisées : La première concerne un faisceau laser se propageant dans un plasma pré-ionisé par un faisceau laser lissé. La seconde concerne uniquement un faisceau lissé par RPP, le faisceau d'ionisation. La configuration avec deux faisceaux permet de dissocier les phases d'ionisation et de propagation, l'étude se porte alors exclusivement sur la propagation dans un milieu ionisé sans que la dynamique d'ionisation du plasma pose question. L'inconvénient est une certaine incertitude quant aux perturbations induites dans le plasma par le faisceau RPP, c'est pour cela que certains tirs ont été réalisés avec le faisceau d'ionisation seulement. La configuration de cette expérience est représentée figure 3.6.

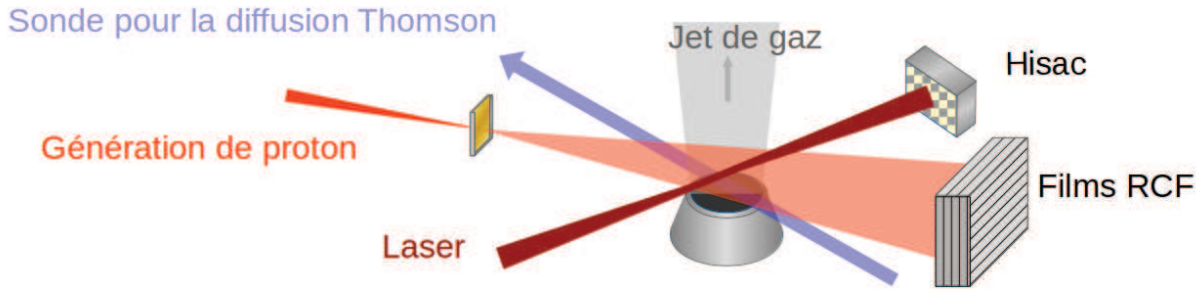
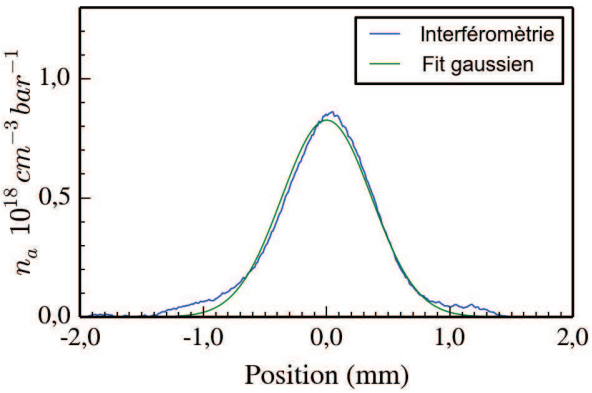
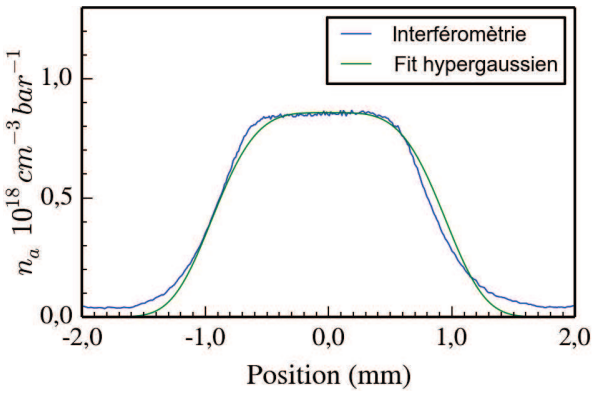


FIGURE 3.6 – Schéma de l'expérience

Afin de s'affranchir complètement de l'incertitude liée au degré d'ionisation du gaz, on utilise lors de cette expérience un jet de gaz d'hydrogène. On décide d'utiliser une buse qui permet de créer un plasma présentant une longueur de gradient faible pour que la propagation laser s'effectue dans un milieu le plus homogène possible : les largeurs à un dixième de la densité maximale sont de 1,5 mm et 2,5 mm respectivement dans les directions transverse et longitudinale à celle de la propagation laser. Le profil de densité est de forme hypergaussien pour ce jet de gaz et les largeurs à mi-hauteur sont cette fois-ci peu dépendantes de la hauteur par rapport au sommet de la buse (figure 3.7). La densité électronique du gaz sous-dense utilisé est comprise entre 3 $\%n_c$ et 9 $\%n_c$.



(a) Profil transverse à la direction de la propagation laser : diamètre à mi-hauteur 860 μm, diamètre à un dixième de la densité maximale : 1,5 mm.



(b) Profil selon la direction de la propagation laser : diamètre à mi-hauteur 1,9 mm, diamètre à un dixième de la densité maximale : 2,5 mm.

FIGURE 3.7 – Profil de densité. Le centre du jet de gaz correspond à l'abscisse 0.

Le faisceau utilisé pour l'ionisation a été lissé avec une lame de phase de type RPP produisant une tache focale dont les dimensions $1\,mm \times 300\,\mu m$ sont telles que le faisceau ionise l'ensemble du plasma. La fréquence de ce faisceau est de 1ω ($\lambda = 1{,}053\,\mu m$) et l'impulsion est un créneau de largeur 1,5 ns. Il a été focalisé à 1 cm après le centre du jet de gaz et l'énergie délivrée par ce faisceau varie entre 450 J et 650 J.

Le laser d'interaction est issu d'un prélèvement du faisceau d'ionisation. Ce faisceau possède donc la même fréquence et la même durée d'impulsion. Il est focalisé à 500 μm avant le centre du jet de gaz avec une lentille de distance focale 2,2 m . Le rayon à mi-hauteur de la tache focale est de 26 μm, son énergie varie entre 30 J et 180 J afin d'étudier l'impact de cette variation. Ainsi l'intensité varie de $5.10^{14}\,W/cm^2$ à $3.10^{15}\,W/cm^2$. Le retard entre ce faisceau (figure 3.10) et le faisceau d'ionisation varie entre 1,5 ns et 2 ns. Le faisceau interagit donc avec le plasma après son ionisation.

La figure 3.8 représente l'évolution temporelle de l'impulsion laser, identique pour les faisceaux d'ionisation et d'interaction.

3.2.1 Faisceau sonde et faisceau picoseconde

Pour cette expérience nous avons à nouveau utilisé la diffusion Thomson avec un laser sonde doublé en fréquence ($\lambda = 526{,}5\,nm$). Son évolution temporelle correspond à celle des faisceaux d'ionisation et d'interaction (figure 3.8) et sa durée d'impulsion est 1,5 ns. Pour avoir une vision la plus globale possible de l'évolution de la température, nous avons effectué

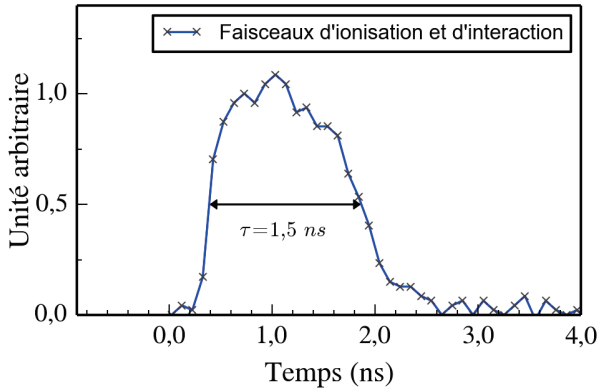


FIGURE 3.8 – Évolution temporelle des faisceaux d'ionisation et d'interaction

des mesures à différentes distances du centre du jet de gaz sur l'axe de propagation du laser d'interaction : au centre et à $125\,\mu m, 250\,\mu m$ et $500\,\mu m$ du centre du jet. L'énergie délivrée par ce faisceau est typiquement de $15\,J$, elle est telle que son interaction avec le plasma est négligeable. Le rayon à mi-hauteur de la tache focale est de $60\,\mu m$, ce qui nous donne une intensité de $4{,}5.10^{13}\,W/cm^2$. Le retard entre ce faisceau (sonde) par rapport aux deux précédents faisceaux (ionisation et interaction) a permis d'effectuer des mesures pendant les trois phases de l'étude :

i) pendant l'ionisation,

ii) à la fin de l'ionisation et au début de la propagation du faisceau d'interaction,

iii) pendant l'interaction.

Le signal de la diffusion Thomson a été collecté à 90° du faisceau sonde et du faisceau d'interaction. Les caméras à balayage de fente comportent trois fentes ce qui a permis de faire des mesures en trois points différents de l'espace sur une direction faisant un angle de 40° avec le faisceau d'interaction (figure 3.9).

Nous avons à nouveau utilisé la déflectométrie protonique pour sonder les champs électriques au sein du plasma (le diagnostic sera détaillé dans la section 3.3.2). Pour générer un faisceau de protons dont la direction de propagation est perpendiculaire à celle du faisceau d'interaction (figure 3.6), on utilise un faisceau picoseconde ($\lambda = 1{,}053\,\mu m, \tau = 1{,}5\,ps$) et une cible d'or épaisse de $50\,\mu m$. L'énergie typique délivrée est de $50\,J$ et le rayon à mi-hauteur de la tache focale est de $5\,\mu m$, ce qui nous donne une intensité de $2.10^{19}\,W/cm^2$. Le retard entre ce faisceau et le faisceau d'ionisation est tel que les mesures de radiographie protonique ont été effectuées à différents temps de la phase d'ionisation et à plusieurs temps pendant l'interaction (figure 3.10) : de $150\,ps$ à $2{,}8\,ns$ après le début du faisceau d'ionisation.

Les principes des diagnostics utilisés lors de ces deux expériences sont détaillés dans la section suivante.

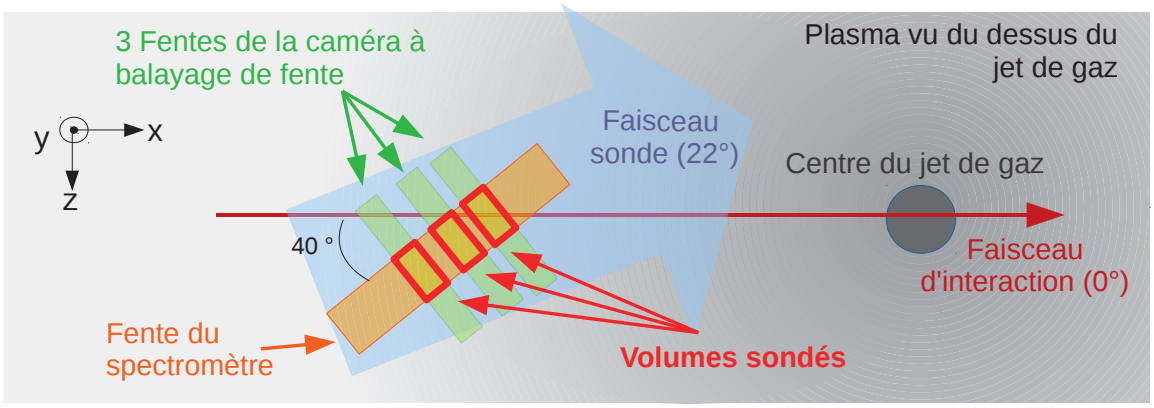


FIGURE 3.9 – Schéma de la zone sondée par les trois fentes des spectromètres et par la fente de la caméra à balayage de fente pour la diffusion Thomson

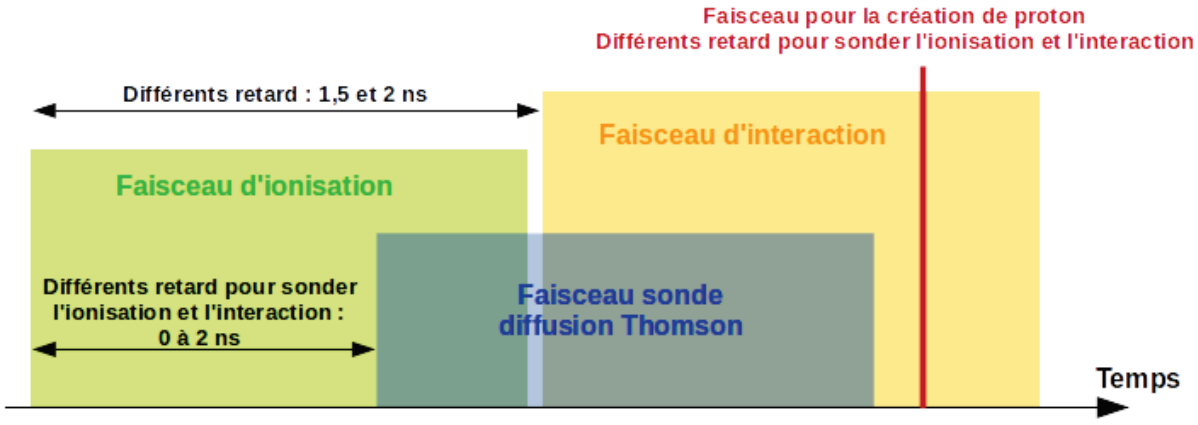


FIGURE 3.10 – Schéma des différents retard entre les faisceaux

3.3 Les diagnostics

Nous détaillons ici les diagnostics utilisés dans nos expériences, leur principe et leur application. On commence par le diagnostic de diffusion Thomson, puis par la radiographie protonique et enfin par le diagnostic de mesure de transmission laser (Hisac).

3.3.1 Mesure des paramètres plasmas : la diffusion Thomson

3.3.1.1 Principe

Le principe de la diffusion Thomson est de sonder le plasma avec un faisceau laser incident : le champ électrique incident accélère les électrons du plasma qui émettent en conséquence un rayonnement électromagnétique dont la mesure permet de caractériser les conditions du plasma (schéma 3.11). La diffusion Thomson correspond à une interaction élastique entre l'onde incidente $\left(\vec{k}_{sonde},\omega_{sonde}\right)$ et les ondes plasma électronique ou ionique $\left(\vec{k},\omega\right)$ présentes dans le plasma, produisant une onde diffusée $\left(\vec{k}_{diff},\omega_{diff}\right)$. Ces trois ondes sont reliées par les relations :

$$\begin{aligned} \omega_{diff} &= \omega_{sonde} \pm \omega \\ \vec{k}_{diff} &= \vec{k}_{sonde} \pm \vec{k} \end{aligned}$$

Grâce à la mesure du spectre rayonné par la zone sondée, on peut remonter à différentes informations sur les paramètres de cette zone du plasma. L'exploitation de ces informations dépend du régime dans lequel on se trouve (classique, relativiste, magnétisé...). Dans notre cas, le plasma est non-magnétisé, composé de particules non-relativistes et dont le comportement est influencé par celui des électrons environnants. La diffusion Thomson permet alors de mesurer la température et la densité électronique du plasma. Nous verrons dans un premier temps le principe permettant de comprendre le spectre rayonné Thomson et comment relier les mesures aux paramètres plasma.

Puissance diffusée

Nous allons dans ce paragraphe expliquer les principes de ce diagnostic, mais avant cela nous allons souligner les précautions à prendre pour effectuer cette mesure.

Le faisceau sonde ne doit pas modifier les conditions plasma. En conséquence l'intensité de celui-ci doit être suffisamment faible pour qu'il n'y ait pas d'échange d'énergie avec les électrons. De plus, comme l'accélération des charges dépend de l'intensité du faisceau sonde,

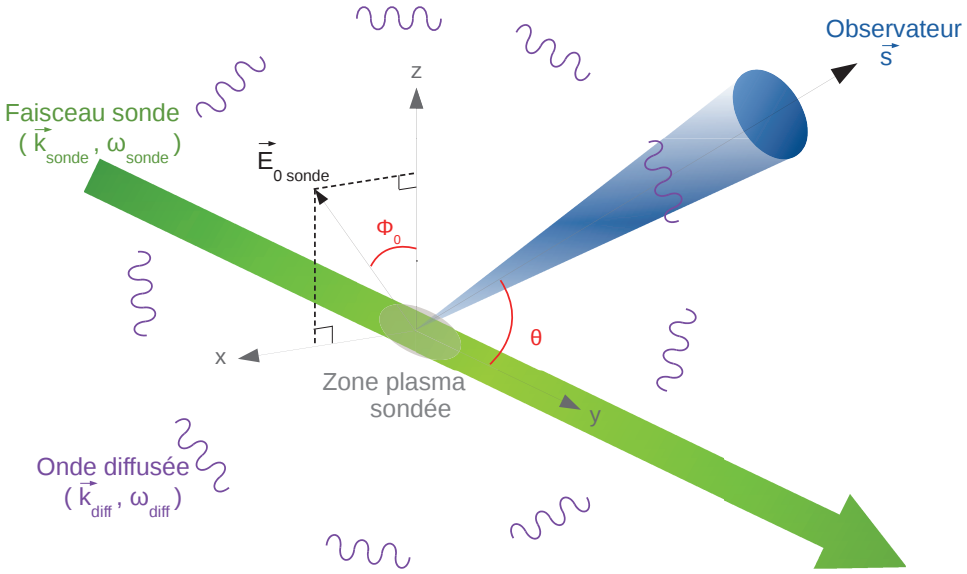


FIGURE 3.11 – Schéma de la diffusion Thomson

on souhaite que toutes les charges sur la trajectoire de ce faisceau soient accélérées dans les mêmes conditions. Cela nécessite que le faisceau soit complètement transmis par le plasma. Comme il est néanmoins nécessaire de produire assez de diffusion (du point de vue de la mesure), il s'agit d'un compromis expérimental à faire sur l'intensité du faisceau sonde.
En première approximation, si on considère une onde électromagnétique incidente de pulsation ω_{sonde}, il faut que sa fréquence soit supérieure à la fréquence des ondes plasma électroniques pour se propager : soit $\omega_{sonde} > \omega_{pe} = \frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}$ ou encore $\lambda < \lambda_{sonde_{critique}[cm]} = \frac{3{,}33.10^6}{\sqrt{ne(cm^{-3})}}$. En pratique, c'est la réfraction par les gradients de densité électronique qui régit la propagation.

Pour exprimer la puissance diffusée, on néglige la diffusion sur les ions qui, à cause de leur inertie, ont un temps de réponse beaucoup plus grand que celui des électrons.

Considérons un ensemble de N électrons. Sous les conditions que nous venons de citer, le champ électrique total diffusé est la somme des champs électriques diffusés par chaque électron. La moyenne temporelle de la puissance de diffusion de cet ensemble d'électrons est exprimée par [22] :

$$\frac{dP_{diff}}{d\Omega} = \frac{cR^2}{4\pi}\left(\sum_{j=1}^{N} E_{j_{diff}} \sum_{i=1}^{N} E_{i_{diff}}\right) \tag{3.1}$$

Avec R la distance entre l'observateur et le plasma, et Ω l'angle solide.

En séparant les termes $j = i$ et $j \neq i$ de l'équation (3.1) il apparaît deux termes révélateurs de deux comportements distincts :

$$\frac{dP_{diff}}{d\Omega} = \frac{R^2 c}{8\pi} N E_{diff}^2 + \frac{R^2 c}{4\pi} N(N-1) \left(\overline{E_{j_{diff}} . E_{i_{diff}}} \right)_{j \neq i} \tag{3.2}$$

Différents types de diffusion : collective ou individuelle

Le premier terme de la partie droite de l'équation (3.2) correspond au cas où $j = i$, le champ diffusé pour chaque électron est alors identique. Ce terme représente la diffusion de N électrons aléatoirement distribués et donc libres de l'influence électromagnétique des autres charges. Les ondes diffusées reflètent alors la fonction de distribution électronique du plasma. On parle de diffusion Thomson *individuelle* ou *cohérente*.

Le second terme correspond au cas où les électrons sont indiscernables les uns des autres. La mesure est faite sur une longueur supérieure à la longueur de Debye, donc sur les électrons qualifiés d'*écrantés*. Chaque électron voit le comportement des électrons environnants. Les ondes diffusées reflètent alors les conditions plasma telles que la température et la densité. On parle de diffusion Thomson *collective* ou *incohérente*. La diffusion s'effectue alors sur les électrons des ondes plasma.

Pour distinguer ces deux types de diffusion, on utilise le paramètre α qui permet de comparer les vecteurs d'ondes sondés et la longueur de Debye électronique λ_{De} :

$$\alpha = \frac{1}{k\lambda_{De}}$$

Avec k le vecteur d'onde des fluctuations sondées correspondant soit aux ondes plasma électroniques soit aux ondes acoustiques ioniques.

Ainsi si $\alpha < 1 \Leftrightarrow \lambda < \lambda_{De}$ la diffusion est dite individuelle car l'onde incidente sonde les charges sur une longueur plus petite que la distance à laquelle elles apparaissent libres de l'influence électromagnétique des autres charges.

Dans le cas où $\alpha > 1 \Leftrightarrow \lambda > \lambda_{De}$ la diffusion est dite collective car l'onde incidente sonde les charges qui subissent l'influence électromagnétique des autres charges.

La situation que nous développons par la suite, correspondant à celle de notre étude, est la diffusion collective.

Puissance de diffusion et facteur de forme pour la diffusion collective

Dans le cas de la diffusion collective, une onde incidente de puissance P_{sonde} dans un plasma de densité électronique n_e produit une puissance diffusée P_{diff} dans un angle solide $d\Omega$ à la fréquence ω_{diff} qui s'exprime par [22] :

$$P_{diff}\left(\vec{R},\omega_{diff}\right)d\Omega d\omega_{diff} = P_{sonde}r_0^2 L d\Omega \frac{d\omega_{diff}}{2\pi}\left(1+\frac{2\omega}{\omega_{sonde}}\right)\left|\vec{s}\times\left(\vec{s}\times\frac{\vec{E}_{0_{sonde}}}{E_{0_{sonde}}}\right)\right|^2 n_e S\left(\vec{k},\omega\right) \tag{3.3}$$

Avec $\vec{s}$ le vecteur unitaire dans la direction d'observation et $\vec{E}_{0_{sonde}}$ l'amplitude du champ électrique lié à la sonde.

Dans le cas d'une polarisation quelconque du faisceau sonde :

$$\left|\vec{s}\times\left(\vec{s}\times\frac{\vec{E}_{0_{sonde}}}{E_{0_{sonde}}}\right)\right|^2 = 1-\frac{1}{2}sin^2\left(\theta\right)$$

Si l'onde incidente est polarisée linéairement selon la direction ϕ_0 (figure 3.11), on a alors :

$$\left|\vec{s}\times\left(\vec{s}\times\frac{\vec{E}_{0_{sonde}}}{E_{0_{sonde}}}\right)\right|^2 = 1-sin^2\left(\theta\right).cos^2\left(\phi_0\right)$$

Le terme $S\left(\vec{k},\omega\right)$ dans l'équation (3.3) est appelée le facteur de forme. Ce terme est à l'origine de la forme du spectre diffusé. Pour un plasma mono-espèce dont les ions sont de charge Z et dont les fonctions de distribution électronique et ionique sont notées respectivement f_e et f_i le facteur de forme est défini par [22] :

$$S\left(\vec{k},\omega\right) = \underbrace{\frac{2\pi}{k}\left|1-\frac{\chi_e}{\epsilon}\right|^2 f_e\left(\frac{\omega}{k}\right)}_{composante\,électronique} + \underbrace{\frac{2\pi Z}{k}\left|\frac{\chi_e}{\epsilon}\right|^2 f_i\left(\frac{\omega}{k}\right)}_{composante\,ionique} \tag{3.4}$$

Avec r_0 le rayon classique de l'électron $r_0 = \frac{e^2}{m_e c^2}$ et χ_e la susceptibilité électronique et ϵ la fonction diélectrique du plasma définie par : $\epsilon = 1+\chi_e+\chi_i$.

Pour un plasma multi-espèce où $N = \sum_j N_j Z_j$ avec N_j le nombre d'ions de l'espèce j par unité de volume et de charge Z_j , le facteur de forme devient [22] :

$$S\left(\vec{k},\omega\right) = \frac{2\pi}{k}\left|1-\frac{\chi_e}{\epsilon}\right|^2 f_e\left(\frac{\omega}{k}\right) + \sum_j \frac{2\pi}{k}\frac{Z_j^2 N_j}{N}\left|\frac{\chi_e}{\epsilon}\right|^2 f_{i,j}\left(\frac{\omega}{k}\right)$$

Dans ce cas la fonction diélectrique est définie par : $\epsilon = 1+\chi_e+\sum_j \chi_{i,j}$

L'équation (3.4) représente la diffusion des électrons participant à l'écrantage d'autres électrons (premier terme) et des électrons participant à l'écrantage des ions (second terme). Les effets d'écrantage sont contenus dans la fonction diélectrique, ainsi la diffusion est maximale lorsque $|\epsilon|^2$ est petit, ce qui signifie que l'onde sonde les ondes plasma électroniques (ω_{EPW}) et les ondes acoustiques ioniques (ω_{ac}).

$$\omega \simeq \omega_{EPW} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0} + 3k^2 \frac{k_B T_e}{m_e}} \tag{3.5}$$

$$\omega \simeq \omega_{ac} = k\sqrt{\frac{Z k_B T_e + 3 k_B T_i \left(1 + k^2 \lambda_{De}^2\right)}{m_i \left(1 + k^2 \lambda_{De}^2\right)}}$$

Ainsi le facteur de forme détermine la forme du spectre diffusé qui dépend des fonctions de distribution. Les positions des résonances quant à elles ne dépendent pas des fonctions de distribution.

On dispose d'un programme qui permet de calculer le spectre diffusé pour des fonctions de distribution Maxwelliennes en une dimension dans l'espace des vitesses. Ce programme a été validé en utilisant un cas test présenté dans l'article de Rozmus [46], ce qui a permis de vérifier l'exactitude du programme utilisé.

Sous cette hypothèse, les fonctions de distribution électronique et ionique s'écrivent respectivement :

$$f_e = F_e\left(v\right) = \sqrt{\frac{m_e}{2\pi k_B T_e}} exp\left(-\frac{m_e v^2}{2 k_B T_e}\right) \qquad \text{et} \qquad f_i = F_i\left(v\right) = \sqrt{\frac{m_i}{2\pi k_B T_i}} exp\left(-\frac{m_i v^2}{2 k_B T_i}\right)$$

Les susceptibilités s'expriment alors par [22] :

$$\begin{aligned} \chi_e\left(\vec{k},\omega\right) &= \alpha^2 \left(Rw\left(\frac{\omega}{\vec{k}}\sqrt{\frac{m_e}{2k_B T_e}}\right) + iIw\left(\frac{\omega}{\vec{k}}\sqrt{\frac{m_e}{2k_B T_e}}\right)\right) \\ \text{et} \quad \chi_e\left(\vec{k},\omega\right) &= \alpha^2 \frac{Z T_e}{T_i} \left(Rw\left(\frac{\omega}{\vec{k}}\sqrt{\frac{m_i}{2k_B T_i}}\right) + iIw\left(\frac{\omega}{\vec{k}}\sqrt{\frac{m_i}{2k_B T_i}}\right)\right) \end{aligned}$$

et la fonction diélectrique par [22] :

$$\begin{aligned} |\epsilon|^2 &= \left[1 + \alpha^2 Rw\left(\frac{\omega}{\vec{k}}\sqrt{\frac{m_e}{2k_B T_e}}\right) + \alpha^2 \frac{Z T_e}{T_i} Rw\left(\frac{\omega}{\vec{k}}\sqrt{\frac{m_i}{2k_B T_i}}\right)\right]^2 \\ &+ \left[\alpha^2 Iw\left(\frac{\omega}{\vec{k}}\sqrt{\frac{m_e}{2k_B T_e}}\right) + \alpha^2 \frac{Z T_e}{T_i} Iw\left(\frac{\omega}{\vec{k}}\sqrt{\frac{m_i}{2k_B T_i}}\right)\right]^2 \end{aligned}$$

Avec $Rw\left(x\right)$ et $Iw\left(x\right)$ les parties réelle et imaginaire de la dérivée de la relation de dispersion calculée par Fried et Conte [22, 47].

Nous venons donc de voir le principe théorique de la diffusion Thomson ainsi que le programme que nous utilisons. Dans ce qui suit, on explique la méthode pour exploiter un spectre expérimental en présentant des exemples afin d'illustrer l'utilisation du diagnostic.

3.3.1.2 Application expérimentale

Nous venons de voir qu'il existe deux types de diffusion : l'une sur les ondes plasma électronique et l'autre sur les ondes plasma ioniques. Comme la diffusion Thomson est une diffusion élastique à trois ondes, le vecteur d'onde diffusé mesuré correspond à deux vecteurs d'ondes plasma sondées (figure 3.12).

La pulsation de l'onde diffusée s'écrit pour la diffusion sur les ondes de Langmuir par :

$$\omega_{diff} = \omega_{sonde} \pm \omega_{EPW}$$

Et celle pour la diffusion sur les ondes acoustique ionique par :

$$\omega_{diff} = \omega_{sonde} \pm \omega_{ac}$$

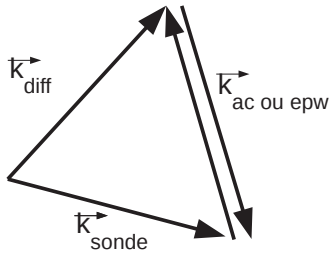


FIGURE 3.12 – Schéma de la relation de dipersion

Ainsi chacune des diffusions (électronique et ionique) mènera à l'apparition de deux raies caractéristiques des paramètres plasma. L'équation (3.5) peut s'écrire :

$$\omega \simeq \omega_{EPW} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0} \left(1 + 3\left(k\lambda_{De}\right)^2\right)}$$

Et les longueurs d'onde diffusées définies par $\lambda_{diff} = \frac{2\pi c}{\omega_{diff}}$ s'écrivent donc :

$$\lambda_{diff} = 2\pi c \left(\frac{2\pi c}{\lambda_{sonde}} \pm \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0} \left(1 + 3\left(k\lambda_{De}\right)^2\right)} \right)^{-1}$$

Dans notre cas la diffusion est dite collective ($k\lambda_{De} < 1$). En première approximation on peut donc considérer que les ondes diffusées sur les ondes de Langmuir ont pour longueur d'onde :

$$\lambda_{diff} = 2\pi c \left(\frac{2\pi c}{\lambda_{sonde}} \pm \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}} \right)^{-1} \tag{3.6}$$

Et les longueurs d'onde diffusées sur les ondes acoustiques ionique sont :

$$\lambda_{diff} = 2\pi c \left(\frac{2\pi c}{\lambda_{sonde}} \pm k\sqrt{\frac{Z k_B T_e + 3 k_B T_i}{m_i}} \right)^{-1} \tag{3.7}$$

Cela permet d'estimer un ordre de grandeur pour déterminer la gamme spectrale à observer. Dans nos conditions expérimentales (faisceau sonde à 2ω, de longueur d'onde 526,5 nm) la densité électronique initiale est au maximum à $9\%n_c$, ce qui correspond à une longueur d'onde diffusée comprise entre 458 nm et 595 nm. Le spectromètre utilisé mesure une gamme spectrale comprise entre 400 nm et 700 nm.

Comme la masse des ions est très supérieure à celle des électrons, la fréquence des ondes acoustique ionique est très inférieure à celle des ondes de Langmuir. La gamme spectrale des ondes diffusée sur les ondes acoustique ioniques est donc réduite par rapport à celle provenant de la diffusion sur les ondes de Langmuir. Le second spectromètre mesure les diffusions sur les ondes acoustiques dans une gamme spectrale allant de 520 nm à 540 nm.

Les gammes spectrales de ces deux diffusions ainsi que leurs intensités ne sont pas du même ordre de grandeur [22], c'est pourquoi lors de l'expérience deux spectromètres sont utilisés.

Spectre électronique

Les spectres électroniques sont issus de la diffusion sur les ondes plasma électroniques. Lorsque la diffusion est collective, l'écart spectral entre les deux résonances est principalement sensible à la densité électronique (cf. équation 3.6) et faiblement à la température électronique [22]. On utilise le programme permettant de calculer le facteur de forme pour déterminer un intervalle de densité électronique tel que l'écart entre les raies calculées se rapproche le plus possible de l'écart expérimentalement mesuré.

La figure 3.13 est un exemple de spectre électronique obtenu expérimentalement (figure de gauche) lors d'un tir laser d'énergie 51 J dans un plasma d'hélium ($2{,}7\,\%n_c$) préformé par un faisceau RPP (d'énergie 528 J) . À cause de la forte intensité des résonances ionique et du signal du faisceau sonde à 2ω, un filtre coupe-bande empêchant ainsi le passage de cet

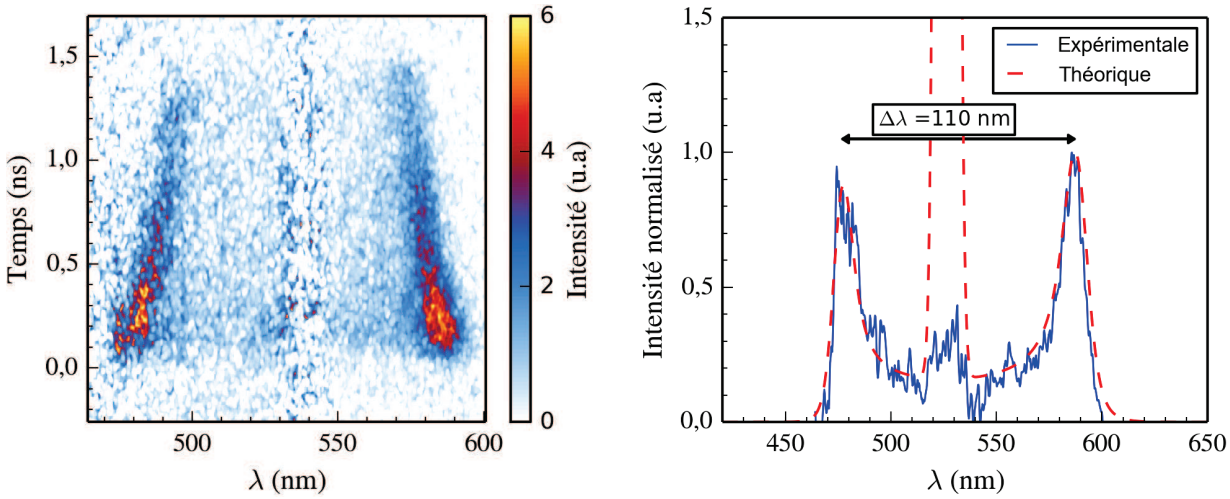


FIGURE 3.13 – Spectre électronique (tir 11 réalisé le 07/02/2012)

intervalle a été placé. Cela permet de mesurer les résonances électroniques qui sont de plus faibles intensités sans saturer le détecteur.

La figure de droite est une coupe intégrée de 0 à 200 ps (l'origine du temps correspond à l'arrivée du faisceau d'interaction). La distance entre les deux résonances est de 110 nm ce qui permet de déduire une densité de $2{,}5.10^{19}\, électron/cm^3$ soit $\sim 2{,}5\% n_c$ avec une température électronique de $\sim 320\, eV$.

Spectre ionique

Les spectres ioniques sont issus de la diffusion sur les ondes acoustiques ioniques. L'écart spectral ainsi que la largeur des raies sont caractéristiques des températures électronique et ionique (cf. équation 3.7)[22]. On utilise ici aussi le programme pour déterminer un couple de températures tel que le spectre calculé soit le plus proche du spectre expérimental.

La figure 3.14 présente un exemple de spectre ionique réalisé lors de la propagation d'un faisceau lissé d'énergie 584 J, d'une durée 1,5 ns, dans un plasma d'hydrogène (6 $\% n_c$) et un ajustement réalisé avec notre programme. On voit que dans nos conditions expérimentales, les résonances ioniques sont situées de part et d'autre de la longueur d'onde du faisceau sonde (à 526,5 nm). Les résonances ne sont pas tout à fait centrées autour du signal à 2ω, ce décalage est due à l'effet Doppler (pris en compte dans le programme) : la vitesse de dérive des ions produit un décalage spectral de l'émission. L'écart entre les résonances est principalement dû à la température électronique et leur largeur est fonction de $\frac{ZT_e}{T_i}$. On détermine ainsi simultanément la température électronique et ionique avec l'écart entre les résonance et leur largeur. Ainsi sur la figure (3.14), on mesure une distance de 0,98 nm entre les résonances, et

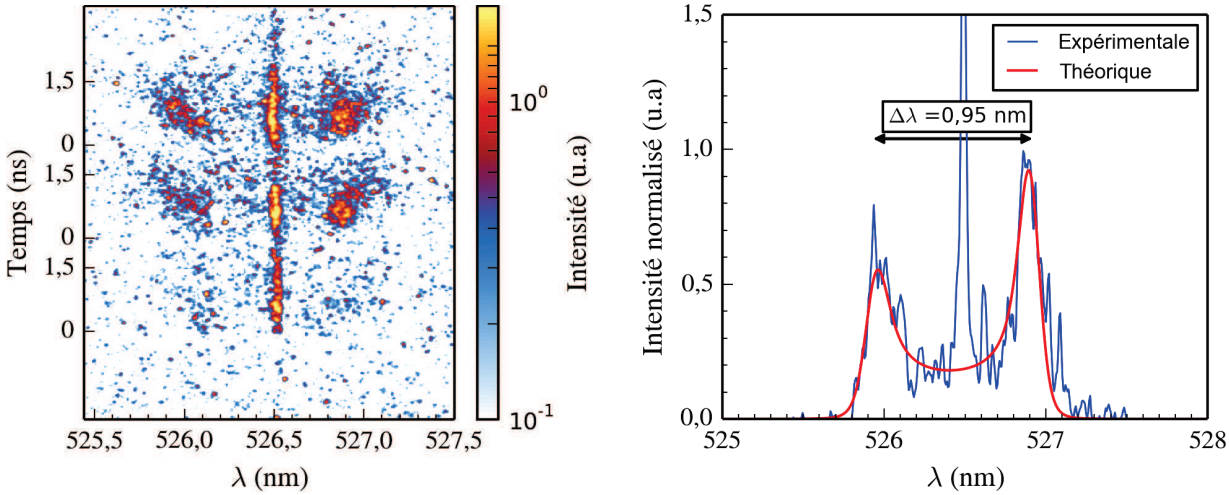


FIGURE 3.14 – Spectre ionique (tir 27 effectué le 30/04/2014)

en prenant en compte la forme des résonances, on obtient une température électronique de $225\,eV$ et une température ionique de $50\,eV$ avec $Z = 1$.

L'interprétation des spectres Thomson se fait dans l'hypothèse de fonctions de distributions maxwelliennes, cette hypothèse peut être remise en cause [48, 49].

3.3.2 Mesure indirecte des champs électriques dans les plasmas : déflectométrie protonique

Un des diagnostics que nous utilisons lors de nos expériences est la déflectométrie protonique. Ce diagnostic est particulièrement intéressant car il permet d'observer indirectement les champs électriques au sein même du plasma, pendant la propagation laser et cela avec une grande résolution spatiale et temporelle. Comme nous le verrons dans le chapitre 4, ces champs sont générés par le gradient de pression électronique (l'état du plasma) et le gradient d'intensité laser (la propagation laser).

Le principe de la déflectométrie protonique est de générer un faisceau de proton laminaire de faible divergence que l'on utilise ensuite pour sonder le plasma. Au cours de leur propagation dans le plasma, les protons sont défléchis par les champs électriques et magnétiques. C'est à partir de la mesure de cette déflexion des protons que l'on sonde les champs présents pendant la propagation du laser.

Nous verrons dans cette section les mécanismes impliqués lors de la génération de notre source de protons puis nous détaillerons l'utilisation de ce faisceau de particules chargées lors de nos expériences.

Source de protons

Pour générer des protons, on utilise une cible solide que l'on irradie avec un laser picoseconde. Cette interaction à ultra-haute intensité accélère les électrons de la cible selon plusieurs mécanismes que nous évoquons ci-dessous. Nous verrons ensuite en quoi cette accélération permet de générer des protons selon le mécanisme TNSA [2] [50]. La production de protons par réaction de fusion est un autre mécanisme permettant de produire des protons mono-énergétiques [51] utilisé en particulier sur l'installation Omega à Rochester. N'étant pas la technique utilisée expérimentalement ici, nous n'en discuterons pas plus dans ce travail.

Accélération des électrons

Lorsque le laser arrive sur la cible en face avant, le piédestal de l'impulsion crée un plasma. En incidence normale, le laser est réfléchi à la densité critique. Une onde évanescente se propage alors dans le préplasma au delà en s'atténuant exponentiellement. La longueur de plasma dans laquelle l'onde évanescente peut se propager est appelée l'épaisseur de peau. Si le laser n'est pas en incidence normale, il est successivement dévié puis réfléchi avant d'atteindre la densité critique.

2. Target Normal Sheath Acceleration

La présence du laser dans le plasma face avant et la présence de l'onde évanescente dans l'épaisseur de peau accélèrent les électrons par des mécanismes non-collisionnels. Nous en évoquons trois ci-dessous [52, 53] :

- L'absorption résonante

Au passage du laser dans le plasma, les électrons vont osciller à la fréquence laser, amplifiant ainsi l'onde plasma électronique jusqu'à saturation de l'onde, caractérisée par un déferlement [54, 55]. Ce déferlement accélère les électrons dans le même sens que le gradient de densité. Ce phénomène dépend fortement du gradient de plasma en face avant car la zone de résonance se réduit lorsque la longueur de gradient diminue.

- L'absorption d'écrantage (effet Brunel)

Lorsque la composante du champ électrique laser normale à la surface de la cible est non nulle, les électrons de l'épaisseur de peau sont poussés vers le vide par le champ laser [56]. Les électrons sont ensuite rappelés vers la cible par le champ induit par la séparation de charge. Lorsqu'ils pénètrent dans la cible, ils poursuivent leur trajectoire au delà de l'épaisseur de peau. Comme au delà de cette longueur le plasma écrante le champ laser, les électrons poursuivent leur trajectoire vers la face arrière de la cible. Les électrons sont accélérés selon la normale au gradient de densité électronique de la cible.

- La force pondéromotrice

La force pondéromotrice [57] que nous avons détaillé dans le chapitre précédent (non moyennée en temps ici) s'exprime par :

$$\vec{F_p} = -\frac{1}{2}\frac{e^2}{m_e\omega^2}\vec{\nabla}E^2$$

Pour un champ électrique sinusoïdal de la forme $\vec{E} = \vec{E_0}\cos\left(\omega t - \vec{k}.\vec{r}\right)$ elle s'exprime donc par :

$$\vec{F_p} = -\frac{1}{2}\frac{e^2}{m_e\omega^2}\left[\frac{\vec{\nabla}\left(E_0^2\right)}{2} + \vec{\nabla}\left(E_0^2\right)\frac{\cos\left(2\left(\omega t - \vec{k}.\vec{r}\right)\right)}{2} + E_0^2\vec{k}\sin\left(2\left(\omega t - \vec{k}.\vec{r}\right)\right)\right]$$

La première composante de cette force expulse les électrons vers les zones de champs forts sur une échelle de temps de l'ordre de la durée de l'impulsion. Les deux dernières composantes de cette force agissent sur une échelle de temps plus petite que celle de l'impulsion et ont pour effet de faire osciller les électrons dans la direction de propagation de l'onde. À l'interface vide/cible et de manière similaire au chauffage d'écrantage, des électrons sont accélérés par paquets à la fréquence 2ω [58].

Génération du faisceau de proton : TNSA

Les électrons accélérés en face avant de la cible se propagent dans celle-ci. Ces électrons peuvent s'écarter de la cible sur une distance égale à la longueur de Debye provoquant ainsi un champ électrostatique sur la face avant et arrière de la cible. Ce champ quasi-statique a une forme de cloche [59] due à plusieurs processus : la force pondéromotrice qui augmente la proportion d'électrons accélérés sur l'axe laser, la diffusion dans la cible et la charge d'espace locale qui fait éclater le faisceau. Il rappelle la plupart des électrons qui oscillent alors entre les deux faces de la cible et permet d'accélérer des ions positifs du plasma dans le vide [60]. Les particules légères, notamment les ions H^+ issus d'impuretés adsorbées à la surface de la cible avant l'interaction (eau, composés organiques) sont les plus facilement accélérées. Les particules les plus énergétiques sortent alors de la cible et créent ainsi le faisceau de protons en face arrière [61, 52]. Le schéma présenté figure 3.15 synthétise le mécanisme.
Le mécanisme d'accélération est plus efficace face arrière car la valeur du champ diminue en présence du pré-plasma sur la face avant de la cible [62].

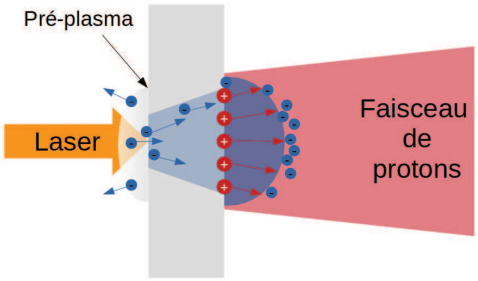


FIGURE 3.15 – Schéma TNSA

Application à nos expériences

Lors de nos expériences, on génère le faisceau de proton par l'interaction d'un faisceau laser picoseconde avec une cible d'or. Les protons ainsi générés sondent le plasma en se propageant dans la direction perpendiculaire au faisceau d'interaction (figure 3.16). Après leur traversée dans le plasma, les protons sont arrêtés dans un empilement de films radiochromiques (RCF).

La cible émet des protons avec une certaine dispersion en énergie mais chaque proton délivre pratiquement toute son énergie dans une région très localisée de l'empilement RCF utilisé (pic de Bragg) [61]. À chaque film radiochromique correspond donc l'énergie d'un groupe de protons. Ainsi un programme utilisé dans le laboratoire permet de déterminer que les protons d'énergie 1,1 MeV délivrent essentiellement leurs énergies sur le premier film de l'empilement RCF (figure 3.17) par exemple. Le temps caractéristique de collision des protons

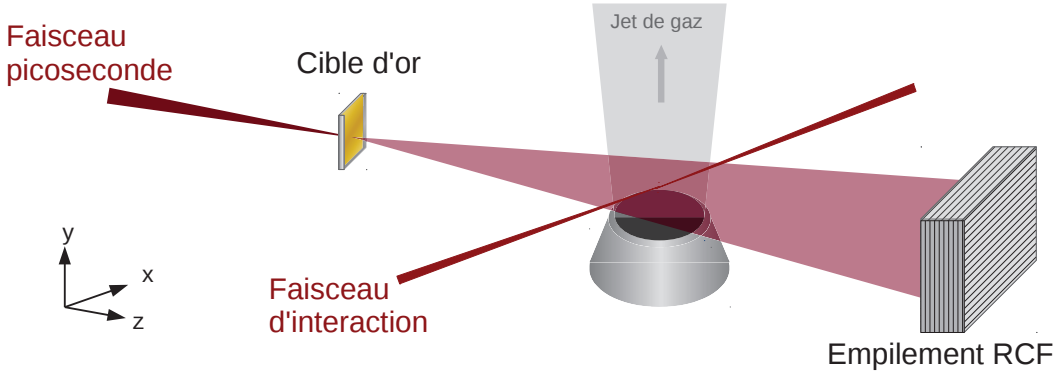


FIGURE 3.16 – Position des éléments du diagnostic de déflectométrie protonique.

de $1\,MeV$ dans un plasma de densité $10\%\,n_c$ est de l'ordre de la microseconde alors que le temps de traversée de ces protons dans un plasma de $2\,mm$ est de l'ordre de la centaine de picoseconde. Le temps caractéristique de collision est donc très supérieur au temps de traversée des protons dans le plasma sous-dense. Ainsi chaque déflexion est uniquement due à la présence de champs dans le plasma.

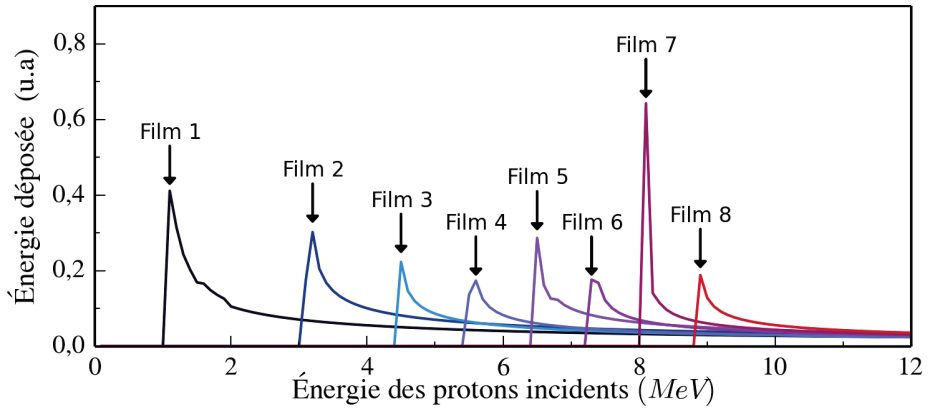


FIGURE 3.17 – Énergie déposée par les protons sur les films de l'empilement RCF

Après avoir scanné les films RCF, et effectué une conversion calibrée de la densité optique en une dose d'énergie délivrée, on obtient un nombre de protons N_f. Pour obtenir la dose de proton défléchis par les champs du plasma, on détermine l'écart $\Delta N = N_f - N_i$ où N_i est le nombre de protons qui auraient impacté le détecteur sans perturbation. On définit la modulation de dose de protons reçue, que l'on utilisera par la suite, comme le rapport $\frac{\Delta N}{N_f}$.

Cas général

Nous terminons la présentation de ce diagnostic par le calcul analytique de la déflexion des protons. Dans notre cas, le laser se propage selon la direction x et les protons selon la direction z (figure 3.16). Le champ (E_z) parallèle à la direction de propagation des protons les accélère ou les ralentit. Les déflexions observées sur les films correspondent aux champs perpendiculaires (E_x,E_y) à la direction des protons.
Calculons l'angle de déflexion des protons, en projetant la loi de Newton sur les axes $\vec{e}_y$ et $\vec{e}_x$ (on ne considère pas ici les variations selon l'axe $\vec{e}_z$ qui correspondent au ralentissement ou à l'accélération des protons sur leur axe de propagation) :

$$\begin{cases} m_p \frac{dv_x}{dt} = eE_x + e\left(\vec{v} \wedge \vec{B}\right).\vec{e}_x \\ m_p \frac{dv_y}{dt} = eE_y + e\left(\vec{v} \wedge \vec{B}\right).\vec{e}_y \end{cases}$$

En posant l'intégrale en temps et en supposant ensuite que le proton se propage principalement le long de l'axe de propagation z (v_x,$v_y \ll v_z$ en tout temps, ce qui permet d'écrire $dt = \frac{dz}{v_z}$), on obtient :

$$\begin{cases} v_x = \frac{e}{m_p v_z} \int (E_x + v_y B_z - v_z B_y)\, dz \\ v_y = \frac{e}{m_p v_z} \int (E_y + v_z B_x - v_x B_z)\, dz \end{cases}$$

En supposant que l'angle de déviation est faible, la déviation des protons due aux champs se définit par :

$$\begin{cases} \alpha_x = \frac{v_x}{v_z} = \frac{e}{m_p v_z^2} \int (E_x + v_y B_z - v_z B_y)\, dz \\ \alpha_y = \frac{v_y}{v_z} = \frac{e}{m_p v_z^2} \int (E_y + v_z B_x - v_x B_z)\, dz \end{cases} \tag{3.8}$$

On relie maintenant la dose de protons mesurée aux angles de déviations dans *l'approximation des faibles angles de déviations* ($\alpha \ll a/d$ où a est la taille caractéristique de la structure à sonder et d la distance entre la source de protons et le plasma [43]).

Le grandissement géométrique du détecteur est $M = \frac{D+d}{d}$ avec D la distance entre le plasma et le détecteur, et d la distance entre la cible génératrice de protons et le plasma.

Soit $S_i = dx\, dy$ une surface infinitésimale du faisceau de protons avant la traversée d'une structure à sonder ($dx \ll a$ et $dy \ll a$). Dans l'approximation des faibles angle de déviations, cette section a en sortie du plasma une surface $S_f = S_i + \Delta S$ avec :

$$\Delta S = \frac{D}{M} \left(d\alpha_y dx + dy d\alpha_x\right)$$

Soit n le nombre de proton dans le faisceau, on pose N la densité surfacique de protons dans la surface S, on a $n = N_i S_i = N_f S_f$ où $i\,et\,f$ définissent un état initial et final. De même que $S_f = S_i + \Delta S$, on pose $N_f = N_i + \Delta N$. La conservation du nombre de protons s'écrit :

$$\begin{aligned} N_i S_i = N_f S_f \quad &\Rightarrow \quad N_i S_i = N_i S_i + N_i \Delta S + \Delta N\, S_i + \Delta N \Delta S \\ &\Rightarrow \quad \Delta S\,(N_i + \Delta N) + \Delta N\, S_i = 0 \\ &\Rightarrow \quad \frac{\Delta S}{S_i} = -\frac{\Delta N}{N_f} \end{aligned}$$

On obtient alors la relation entre la dose de proton et leurs déflexions :

$$\frac{\Delta N}{N_f} = -\frac{\Delta S}{S_i} = -\frac{D}{M}\left(\frac{d\alpha_x}{dx} + \frac{d\alpha_y}{dy}\right)$$

La dose s'exprime donc (formule 3.8) en fonction des variations des champs électromagnétiques par :

$$\frac{\Delta N}{N_f} = -\frac{D}{M}\frac{e}{m_p v_z^2}\left[\int \frac{d}{dx}\left(E_x + v_y B_z - v_z B_y\right) dz + \int \frac{d}{dy}\left(E_y + v_z B_x - v_x B_z\right) dz\right] \qquad (3.9)$$

Dépouillement analytique dans le cas d'un faisceau laser gaussien

Dans l'hypothèse où les champs magnétiques et le champ E_x sont négligés (cette hypothèse sera discuté au chapitre 4), on a alors uniquement des déflexions selon l'axe y et $\Delta S = d\alpha_y \frac{D}{M}$. On obtient alors :

$$\frac{\Delta N}{N_f} = -\frac{D}{M}\left(\frac{e}{m_p v_z^2}\right)\int \frac{dE_y}{dy}\, dz$$

Dans ces conditions, considérons le cas particulier d'un faisceau laser gaussien dont la propagation est modérément perturbée, le champ électrique a pour forme :

$$E_y\,(y,z) = \sqrt{2\exp(1)} E_0 \frac{y}{R} \exp\left(-\frac{y^2+z^2}{R^2}\right) \qquad (3.10)$$

La dose de proton s'écrit alors après intégration selon l'axe z :

$$\frac{\Delta N}{N_f} = -\frac{D}{M}\left(\frac{e}{m_p v_z^2}\right)\sqrt{2\exp(1)\,\pi}\, E_0 \left[1 - \frac{2y^2}{R^2}\right] \exp\left(-\frac{y^2}{R^2}\right) \qquad (3.11)$$

Les déflexions des protons permettent alors de déterminer la valeur du rayon caractéristique R. Pour cela on calcule les valeurs de y pour laquelle la dose de proton est maximale et minimale :

$$\frac{d}{dy}\left(\frac{\Delta N}{N_f}\right) = -\frac{D}{M}\left(\frac{e}{m_p v_z^2}\right)\sqrt{2\exp(1)\,\pi}\, E_0 \left[-\frac{6y}{R^2} + \frac{4y^3}{R^4}\right] \exp\left(-\frac{y^2}{R^2}\right)$$

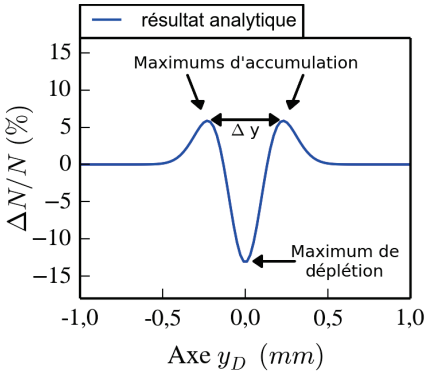


FIGURE 3.18 – Illustration du résultat obtenue de la coupe d'un RCF dans le cas d'un faisceau laser gaussien

Les doses de protons sont donc maximales lorsque $y = \pm\sqrt{\frac{3}{2}}\,R$, et minimales lorsque $y = 0$.

En mesurant expérimentalement l'écart $\triangle y$ entre les deux maximums de dose (figure 3.18), on peut calculer le rayon caractéristique par la formule :

$$R = \frac{\triangle y}{\sqrt{6}}$$

De plus en mesurant la dose de protons en $y = 0$, soit au maximum de déplétion, il est possible de calculer la valeur E_0 du champ :

$$E_0 = -\frac{M}{D}\frac{m_p v_z^2}{e}\frac{1}{\sqrt{2\exp(1)\,\pi}}\left.\frac{\Delta N}{N_f}\right|_{y=0} \tag{3.12}$$

C'est également possible aux maximums d'accumulation, en $y = \pm\sqrt{\frac{3}{2}}\,R$:

$$E_0 = \frac{M}{D}\frac{m_p v_z^2}{e}\frac{1}{\sqrt{2\exp(1)\,\pi}}\frac{1}{2\exp\left(-\frac{3}{2}\right)}\left.\frac{\Delta N}{N_f}\right|_{y=\pm\sqrt{\frac{3}{2}}\,R}$$

Si la mesure expérimentale montre que :

$$\left.\frac{\Delta N}{N_f}\right|_{min} \neq -\frac{1}{2\exp\left(-\frac{3}{2}\right)}\left.\frac{\Delta N}{N_f}\right|_{max}$$

alors le dépouillement analytique est bien évidemment faux et non-applicable.

Pour obtenir une formule simple, on considère des protons d'énergie $4\,MeV$, une distance entre le plasma et les films radiochromiques $D = 6\,cm$ et un grandissement $M = 7$ on obtient alors la relation :

$$E_{0\,[MV/m]} = -248\left.\frac{\Delta N}{N_f}\right|_{min}$$

Retour sur les hypothèses associées au dépouillement analytique

- Hypothèse de la charge d'espace négligeable :
  - Les faisceaux de protons générés par interaction à ultra-haute intensité sont globalement neutres (accélération de protons et d'électrons). On peut également vérifier que, même dans le cas d'un faisceau de protons seuls, l'effet de charge d'espace est négligeable [43].

- Hypothèse de la propagation paraxiale des protons :
  - Pour passer d'une intégrale en temps (déviation pendant la propagation) à une intégrale en espace (déviation le long du parcours), on utilise l'approximation suivante dès l'équation 3.8 :
$$\frac{v_y}{v_z} \text{ et } \frac{v_x}{v_z} \ll 1 \Longrightarrow dt \approx \frac{dz}{v_z}$$

- Hypothèse des faibles déviations :
  - Pour utiliser ce dépouillement analytique il faut que les déviations soient faibles, c'est à dire :
$$\alpha \ll a/d$$
où a est la taille caractéristique de la structure à sonder (ici $a = R$) et d la distance entre la source et le plasma.
Si l'on considère $d = 10\,mm$, $R = 20\,\mu m$ et que l'on utilise des protons de $E_P = 3\,MeV$, cette inégalité s'écrit dans le cas du champ considéré (équations 3.8 et 3.10) :
$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{e}{m_p v_z^2}\sqrt{\pi} R E_0 \ll \frac{R}{d} \\ \Rightarrow \quad E_0 &\ll \frac{1}{\sqrt{\pi} d}\frac{2E_P}{e} \\ \Rightarrow \quad E_0 &\ll 170\,MV.m^{-1} \end{aligned}$$
Pour des champs supérieurs, les déflexions font apparaître un comportement non-linéaire voire des caustiques (voir page 54 et article de Kugland [43]).
  - Pour élargir le domaine de validité du dépouillement analytique, il faut rapprocher la source de protons (diminuer d) ou utiliser des protons d'énergie plus élevée (augmenter E_P)

- Le dépouillement analytique présenté dans cette section n'est justifié que dans le cas d'un champ de la forme :
$$E_y\,(y,z) = \sqrt{2\exp\,(1)} E_0 \frac{y}{R} \exp\left(-\frac{y^2+z^2}{R^2}\right)$$

3.3.3 Caractérisation de la transmission : Hisac

Pour observer la transmission laser en sortie du plasma, on utilise une caméra Hisac [23]. Ce diagnostic permet d'imager la tache focale du faisceau d'interaction, en deux dimensions et avec une résolution temporelle.

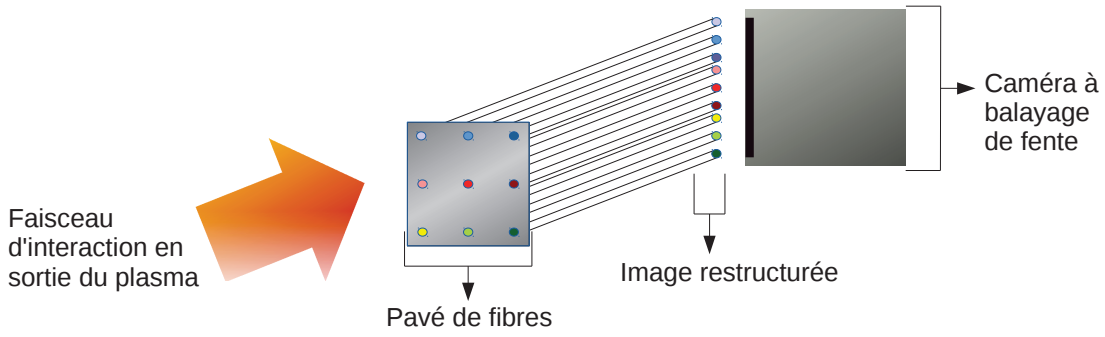


FIGURE 3.19 – Schéma de principe du diagnostic HISAC

Pour cela, on utilise un ensemble de fibres optiques. À l'une des extrémités de cet ensemble, les fibres sont arrangées en pavé, alors que sur l'autre extrémité elles sont assemblées en ligne (figure 3.19). Ce dispositif permet de structurer l'image 2D en une image à une dimension spatiale. On dispose à la suite de l'extrémité arrangée en ligne, une caméra à balayage de fente. Cette caméra permet de faire l'acquisition d'une image à une dimension avec une résolution temporelle. Cela explique la nécessité de restructurer l'image 2D pour pouvoir en faire l'acquisition de manière résolue temporellement.

Nous utilisons, dans notre expérience, un ensemble de 256 fibres arrangées en un carré de 16×16 fibres sur une extrémité et en une ligne de 256 fibres de l'autre coté. Chaque fibre a une longueur de $25\,cm$ et est entourée par une gaine.

La résolution spatiale du diagnostic est limitée par la surface imagée par une fibre et la largeur de la gaine entourant chaque fibre. Dans notre expérience, en prenant en compte le grandissement, la surface imagée par une fibre est de $(16\,\mu m)^2$. La résolution temporelle minimale dépend de la largeur spectrale de la lumière transmise par les fibres et de la longueur de celles-ci. Plus les fibres sont longues, plus la dispersion spectrale à l'intérieur de celles-ci est grande, augmentant ainsi la résolution temporelle du diagnostic. La résolution est ensuite fixée par la caméra à balayage de fente utilisée. Dans notre cas la résolution temporelle est $\sim 80\,ps$.

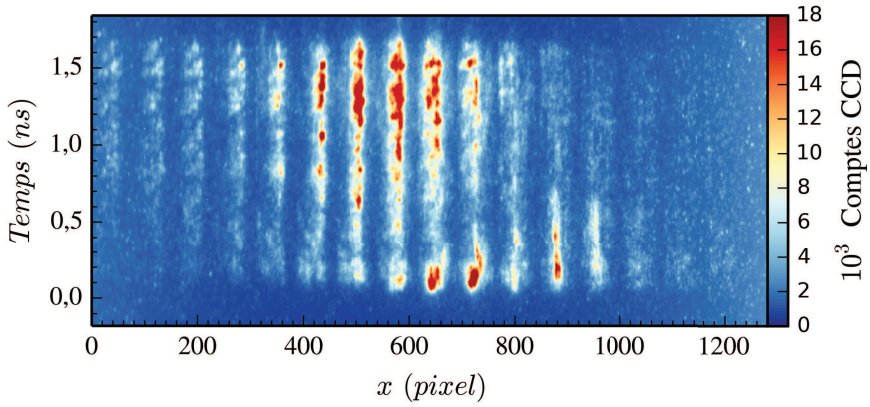
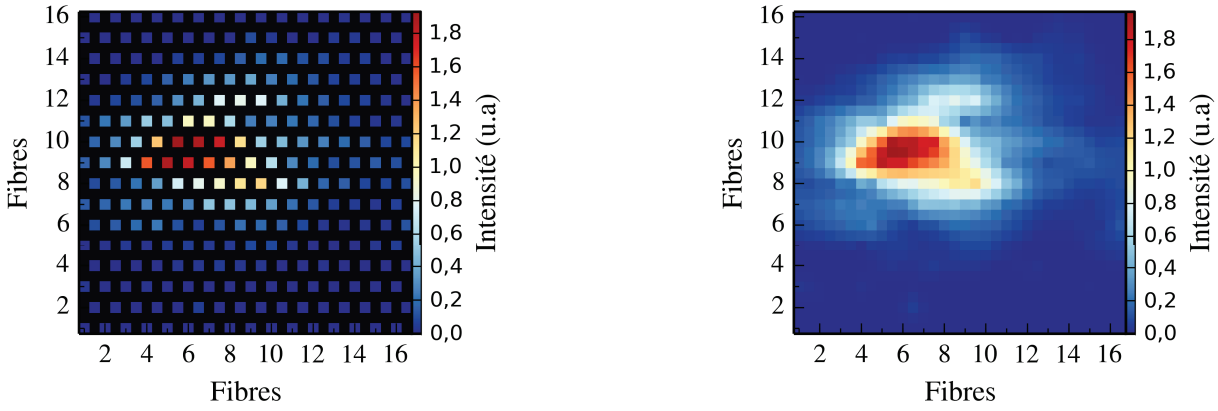


FIGURE 3.20 – Acquisition d'Hisac sur la caméra à balayage de fente (tir 12 réalisé le 25/04/2014).

La figure 3.20 représente un résultat d'acquisition avec la caméra Hisac, de la propagation du faisceau d'interaction d'énergie 153 J dans un plasma d'hydrogène de densité maximale $3\%n_c$. Le profil de densité correspondant est celui décrit sur la figure 3.7 et la propagation du faisceau d'interaction est précédée par celle du faisceau laser RPP d'énergie 565 J pour l'ionisation du gaz. Les caractéristiques des deux faisceaux sont décrits dans la section 3.2. A la fin de l'acquisition nous obtenons une image en 2 dimensions (axe spatial et axe temporel) d'un objet en trois dimensions (image 2D et résolue temporellement).

Un post traitement est nécessaire pour pouvoir reconstruire cette image en deux dimensions spatiales au cours du temps. Pour une coupe correspondant à un pas de temps, le post-traitement consiste à réorganiser le signal enregistré par les fibres sous forme d'un pavé de fibres 2D. La figure 3.21 représente l'image (3.20) après le post-traitement pour le temps



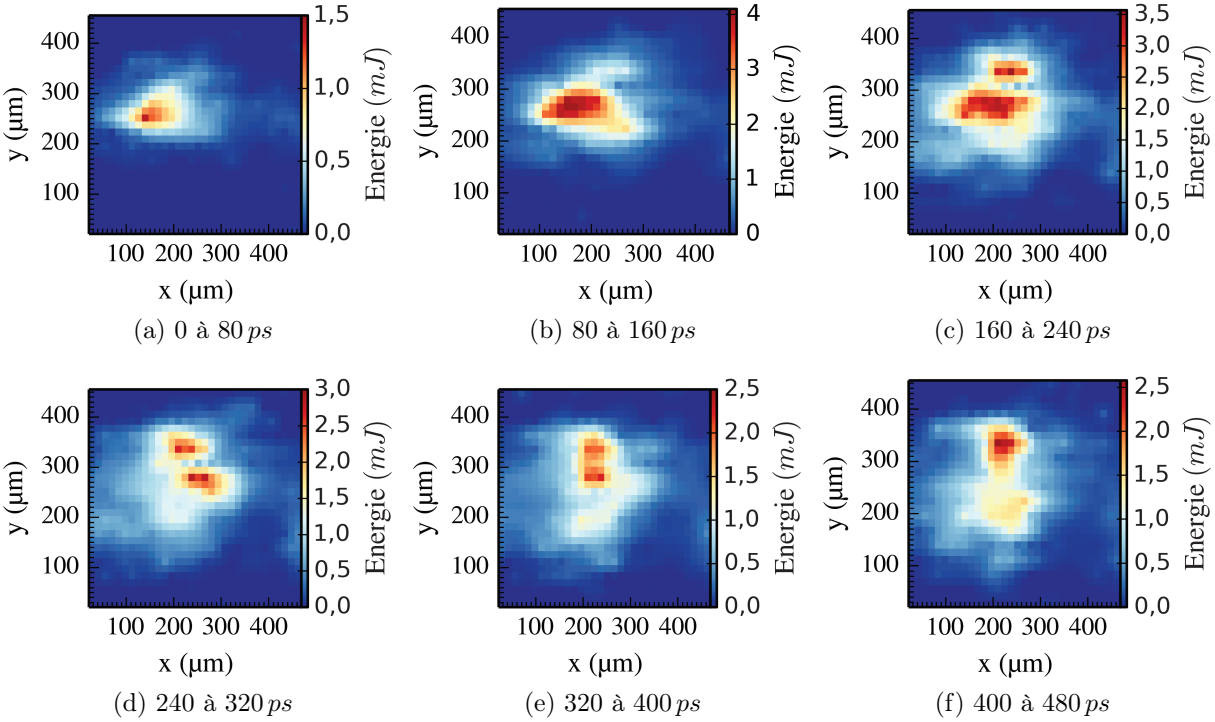
(a) Image reconstruite

(b) Image reconstruite interpolée

FIGURE 3.21 – Reconstruction de la figure 3.20 correspondant à l'intégration de 80 à 160 ps

correspondant à l'intégration entre 80 et 160 picosecondes.

De plus, le diagnostic a pu être calibré en énergie ce qui permet de mesurer une transmission. Ainsi, on obtient l'évolution de la transmission laser en sortie du plasma tout au long de la propagation (figure 3.22). Le diagnostic permet d'observer la dégradation ou non du faisceau, voire son éclatement en plusieurs filaments, lors de l'interaction avec le plasma sous dense.



(a) 0 à 80 ps (b) 80 à 160 ps (c) 160 à 240 ps

(d) 240 à 320 ps (e) 320 à 400 ps (f) 400 à 480 ps

FIGURE 3.22 – Reconstruction d'Hisac au cours du temps

Chapitre 4

Modélisation de la propagation laser à des intensités modérées

La démarche mise en place sur le plan numérique afin de modéliser l'interaction laser-plasma consiste à utiliser successivement plusieurs codes afin de retranscrire :

- le chauffage du plasma et le transport de chaleur avec le code FCI2,
- la propagation de l'onde électromagnétique laser, les phénomènes comme l'autofocalisation et la filamentation pondéromotrice avec le code Héra,
- les résultats de la radiographie protonique avec le code Diane sur les cartes de champs électriques générées par Héra.

Comme Héra, tel que nous l'utilisons, ne calcule pas le dépôt d'énergie laser, j'ai établi dans Héra la possibilité de prendre en compte l'évolution temporelle et spatiale du gradient de température électronique calculé par FCI2.

Dans un premier temps on montre que la chaîne est aujourd'hui opérationnelle pour décrire une interaction laser-plasma dans un régime où les intensités et les instabilités sont modérées.

On discute dans un deuxième temps de la possibilité de simuler le diagnostic de déflectométrie protonique, on explore ainsi les limites du dépouillement analytique présenté page 80 et l'intérêt d'une modélisation numérique 3D.

Puis dans un troisième temps, on présente l'utilité de prendre en compte le gradient de température dans nos simulations.

Hypothèse préliminaire : l'impact des champs magnétiques est négligé

À la fois pour la modélisation de la propagation laser et pour la déflectométrie protonique, les champs magnétiques pourraient jouer un rôle important. Dans le cas d'un faisceau laser polarisé linéairement se propageant dans un plasma peu dense, il a été montré qu'un chauffage

anisotrope se produit à cause de la polarisation, l'anisotropie de la fonction de distribution électronique se traduit alors par la génération d'un champ magnétique multipolaire [63, 64, 65, 66]. Utiliser une polarisation circulaire permettrait de ne pas générer ce type de champ magnétique [64].

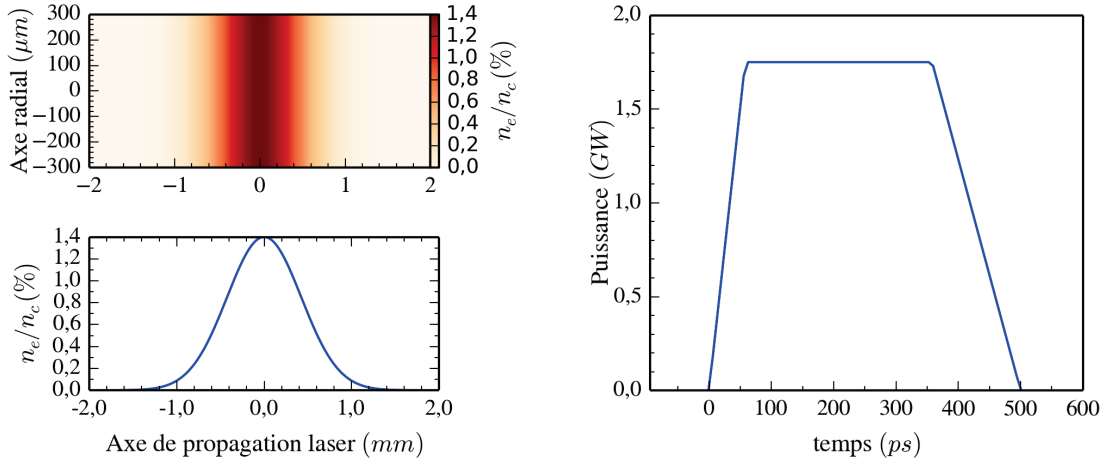
Concernant la propagation laser, le champ magnétique n'est pas modélisé par le code utilisé dans ce travail (Héra) mais pourrait avoir un impact sur l'auto-focalisation laser [63] en augmentant la force pondéromotrice dans l'axe de polarisation et en la diminuant dans la direction perpendiculaire à cet axe. Par ailleurs, sa structure multipolaire n'est pas favorable à son observation par déflectométrie protonique. En effet lorsque les protons traversent un premier pôle, ils subissent une déflexion dans un sens mais en traversant ensuite un second pôle de signe opposé, ils sont déviés en sens opposé compensant ainsi la première déflexion. Le travail de L. Lancia [20] montre que ces champs n'impactent donc pas le résultat du diagnostic de déflectométrie à moins que les amplitudes dépassent plus d'une centaine de Tesla. Une hypothèse préliminaire à notre travail est donc de ne pas considérer ces champs magnétiques parce que notre configuration n'est pas favorable à discuter leurs impacts, de plus concernant la déflectométrie protonique ils peuvent être négligés.

4.1 Mise en œuvre de la chaîne de calcul sur un cas à P/P_c faible

4.1.1 Présentation du cas

Le milieu de propagation laser utilisé est un plasma d'Hélium, dont la densité électronique maximale au centre est de 1,4%n_c. Le profil de densité du plasma, représenté sur la figure 4.1a, est de forme gaussienne avec une largeur à mi-hauteur de $1\,mm$. Les dimensions du plasma sont $2{,}2\,mm$ dans la direction longitudinale par rapport à la propagation laser. Transversalement la dimension du plasma est ajustée en fonction des contraintes en terme de temps de calcul des différentes simulations. La taille longitudinale a été choisie de façon à ne pas négliger la propagation laser en milieu très sous-dense, c'est à dire de telle manière à ce que la densité électronique minimale en bord de boîte soit de 0,01%n_c.

Le laser utilisé dans la modélisation est à la fréquence fondamentale de longueur d'onde $1{,}053\,\mu m$. Le profil temporel de l'impulsion laser est un créneau représenté sur la figure 4.1b. L'impulsion laser, dont la durée à mi-hauteur est de $400\,ps$ et le rayon à mi-hauteur est de $\sim 30\,\mu m$, est focalisée dans la zone où la densité électronique est maximale avec une ouverture numérique $f_{\#} = 24$. L'énergie laser utilisée $(0{,}7\,J)$ correspond à une intensité de



(a) Profil de densité électronique du plasma d'Hélium

(b) Profil temporel de l'impulsion laser

FIGURE 4.1 – Conditions initiales

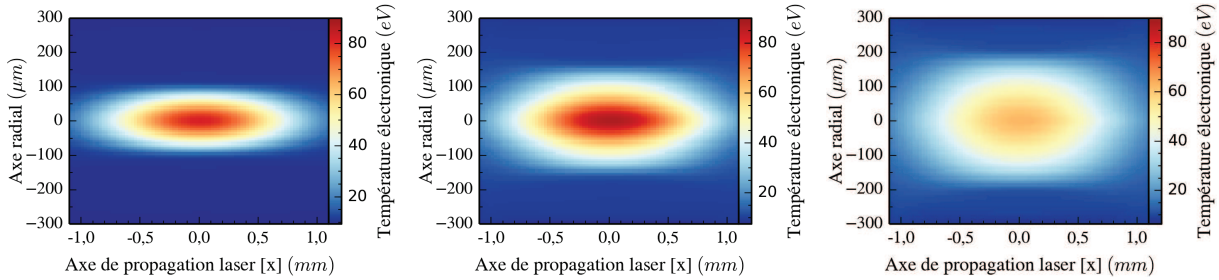
$\sim 6.10^{13}\, W/cm^2$ au point de focalisation. Elle a été choisie de manière à ce que le rapport entre la puissance laser et la puissance critique d'autofocalisation soit de l'ordre de l'unité ($P/P_c \sim 8$) afin que la génération d'instabilité soit modérée.

4.1.2 Modélisation du chauffage avec FCI2

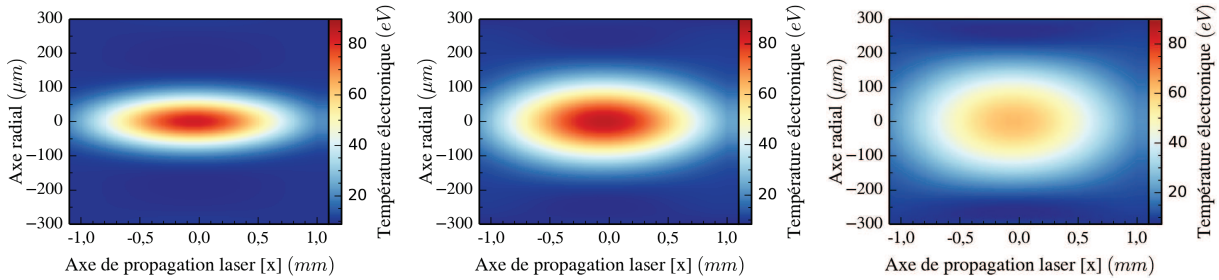
Actuellement le *module Brillouin* de Héra utilisé pour modéliser la propagation laser ne calcule pas l'évolution temporelle du gradient de température. Il est seulement possible d'insérer un gradient spatial de température stationnaire pendant la simulation. Or pour modéliser le phénomène d'auto-focalisation, ce gradient de température a une importance. En effet l'auto-focalisation est due au gradient d'indice optique produit par le creusement du plasma. Ce creusement a deux causes : la force pondéromotrice qui expulse les électrons de l'axe laser et les forces de pression dont le gradient de température (chauffage fort sur l'axe laser) tend à pousser les électrons hors de l'axe. C'est pour ces raisons que j'ai développé un module dans Héra permettant de prendre en compte l'évolution spatio-temporelle de la température calculée par FCI2 (cf p. 49).

Pour modéliser avec FCI2 le cas à intensité modérée dont les paramètres sont détaillés dans la section précédente, la dimension transverse du plasma est de $600\,\mu m$.

Les figures (4.2) représentent l'évolution de la température électronique pour ce cas et les fits en température associés. Le modèle de transport utilisé est non-local. On observe que la température maximale sur l'axe est située dans la zone où la densité est maximale ($x = 0\,mm$), elle est de l'ordre de $90\,eV$ et la largeur du gradient augmente au cours du temps



(a) FCI2 100 ps (b) FCI2 300 ps (c) FCI2 500 ps



(d) Fit 100 ps (e) Fit 300 ps (f) Fit 500 ps

FIGURE 4.2 – Cartes de température électronique calculées par FCI2 et ajustements analytiques associés

par conduction.

Les images (4.3) représentent une coupe en $x = 0$ de ces cartes de températures électroniques, c'est à dire le profil radial de la température. Au début de la propagation, à 100 ps, la température diminue radialement de 80 eV en 100 μm. Puis le gradient diminue, à 300 ps la température chute de 80 eV sur une distance de 180 μm ; enfin à 500 ps la décroissance de la température est de seulement 60 eV sur 200 μm. Cette évolution est correctement restituée

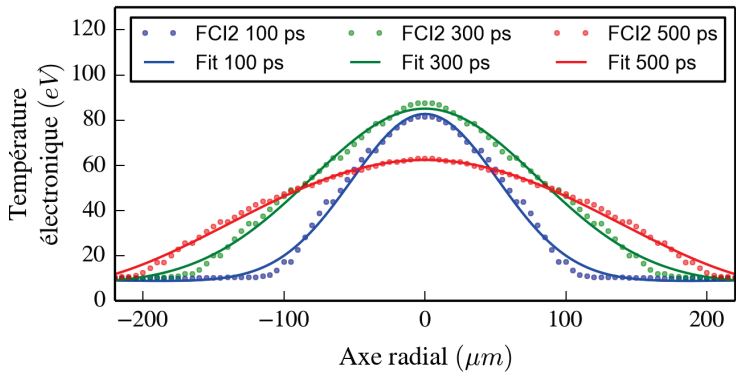


FIGURE 4.3 – Coupes en $x = 0\,\mu m$ des cartes de température électroniques à différents temps et fits associés

par le fit analytique.

Dans la section suivante, on utilise ces ajustements analytiques pour imposer la température électronique calculée par FCI2 dans les simulations de la propagation laser avec Héra, en tout point et en tout temps.

4.1.3 Modélisation de la propagation laser avec Héra

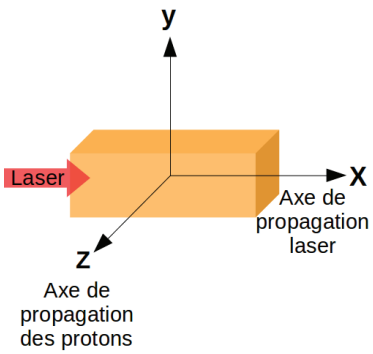


FIGURE 4.4 – Repère utilisé pour les simulations en 3 dimensions

La simulation Héra en 3 dimensions a été réalisée en modélisant la propagation du faisceau laser dans un plasma de dimension transverse $300\,\mu m$ avec un maillage de $2200 \times 512 \times 512$ cellules, soit au total 575.10^6 cellules nécessitant l'utilisation de 1024 processeurs et un temps de calcul de 2 mois pour $500\,ps$ modélisé. Le maillage utilisé correspond à une précision spatiale du calcul équivalente à $\lambda \times \lambda/2 \times \lambda/2$ afin de pouvoir résoudre une éventuelle autofocalisation du faisceau laser tout en tenant compte des ressources numériques nécessaires pour la simulation. Le gradient temporel de la température électronique utilisé est celui obtenu avec le fit du calcul de FCI2, détaillé dans la section précédente : à chaque pas de temps du calcul de Héra et à chaque point d'espace, une interpolation linéaire en temps et tri-linéaire en espace est réalisée de telle sorte que le code puisse obtenir une évolution continue de la température. Comme la température ionique est pratiquement homogène et que sa variation temporelle est très lente vis à vis de la durée de l'impulsion laser, le fit de température n'est pas appliqué pour la température ionique. On considère que la température ionique est homogène et stationnaire, elle est initialisée à la valeur moyenne calculée par FCI2 c'est à dire $20\,eV$. On choisit la convention représentée sur la figure 4.4 pour définir la direction de la propagation laser et les axes des cartes présentées dans cette section.

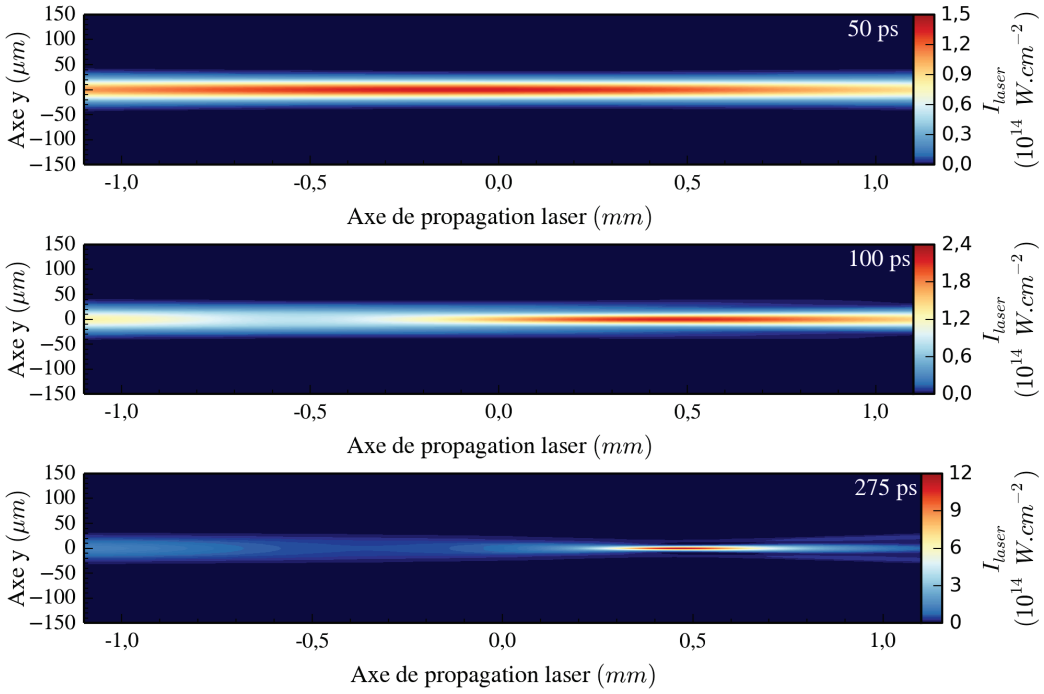


FIGURE 4.5 – Intensité laser calculée par Héra au cours du temps (plan $z = 0$). Le laser se propage de la gauche vers la droite.

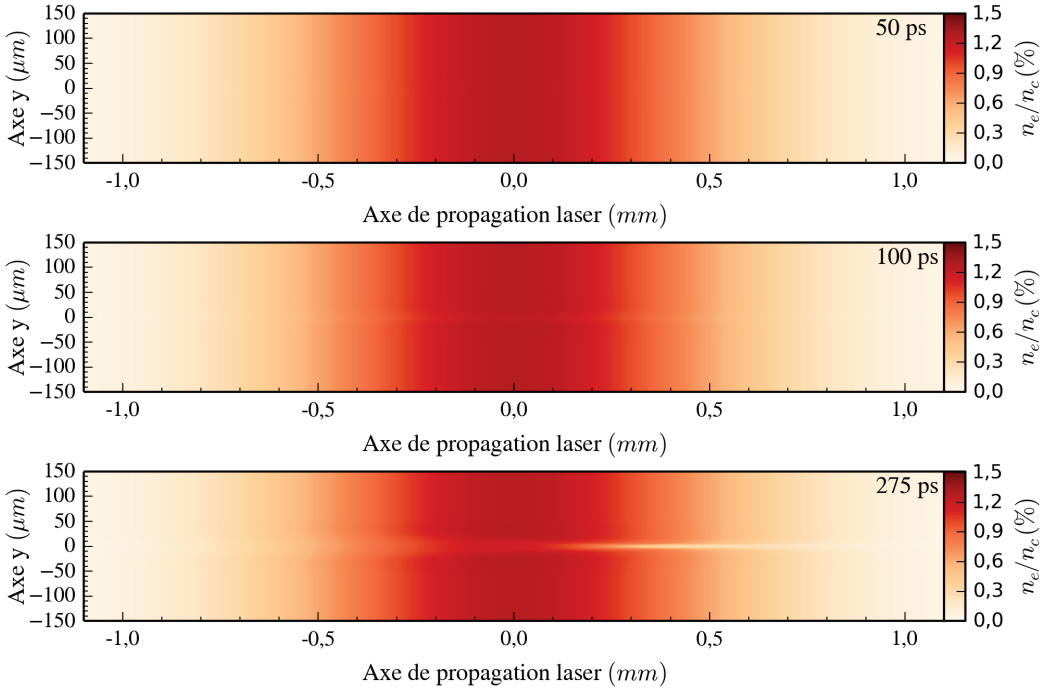


FIGURE 4.6 – Densité électronique calculée par Héra au cours du temps. Le laser se propage de la gauche vers la droite.

Les figures 4.5 représentent l'intensité laser à différents temps. On observe à $50\,ps$, que la propagation est peu perturbée mais l'intensité laser a déjà doublé $\sim 1{,}4.10^{14}\,W/cm^2$. Dès $100\,ps$, on observe que le processus d'autofocalisation est clairement marqué et l'intensité laser augmente à $2{,}2.10^{14}\,W/cm^2$. Ce phénomène est établi à $275\,ps$ et l'intensité laser a atteint $1{,}2.10^{15}\,W/cm^2$, soit plus d'un ordre de grandeur supérieur à l'intensité initiale.

Sur les figures 4.6 représentant la densité électronique aux temps correspondants, on observe qu'à $50\,ps$ la densité est identique au profil initial. À partir de $100\,ps$, on observe un léger creusement de la densité sur l'axe laser. Ce phénomène s'accentue à $275\,ps$ et on observe que dans la zone où le laser s'autofocalise, à $x = 450\,\mu m$, la densité a diminué d'un facteur 3 en atteignant la valeur de $0{,}25\%n_c$.

Les champs électriques générés par l'interaction ont deux origines possibles :

- le gradient de l'intensité laser au travers de la force pondéromotrice.
- le gradient de densité et de température au travers de la force de pression.

La composante longitudinale (E_x) du champ électrique est présentée sur les figures 4.7. On observe que cette composante du champ est nulle dans la zone où la densité est maximale (soit à $x = 0$) et que son amplitude augmente de part et d'autre de cette zone de manière antisymétrique. L'amplitude du champ est maximale sur l'axe de propagation laser et décroît de part et d'autre de cet axe.

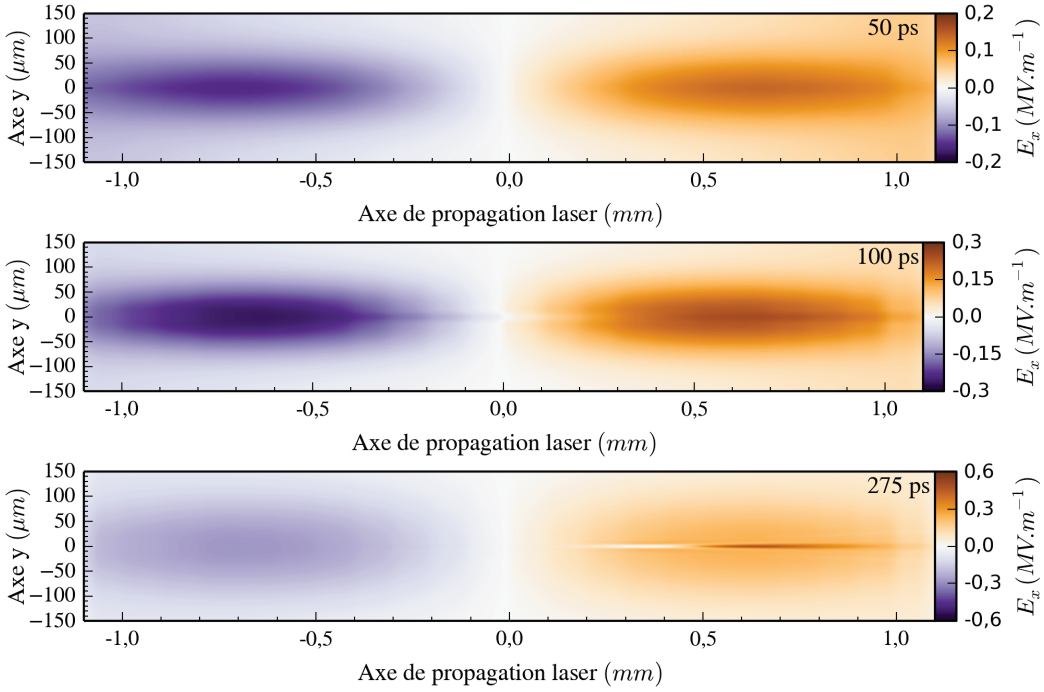


FIGURE 4.7 – Composante longitudinale (E_x) du champ électrique calculée par Héra au cours du temps. Le laser se propage de la gauche vers la droite.

Aux premiers pas de temps de la propagation, cette composante du champ (E_x) reflète le profil de densité et de température du plasma. À 275 ps on observe deux singularités, de forts gradients apparaissent de part et d'autre de la zone où le laser s'autofocalise. L'augmentation de l'intensité laser de cette zone augmente la valeur de cette composante du champ de plus d'un facteur 3, et celle-ci atteint 0,6 MV/m.

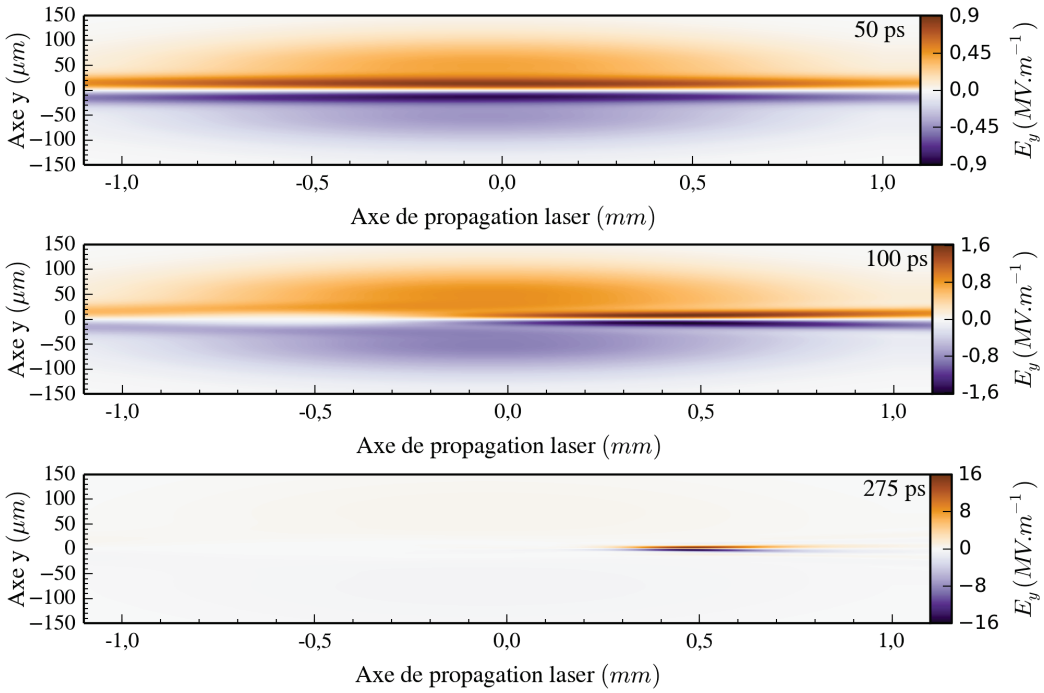
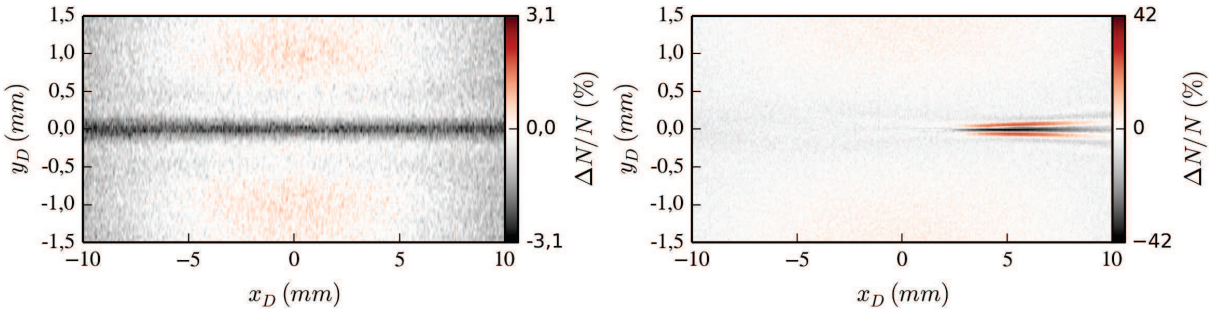


FIGURE 4.8 – Composante transverse (E_y) du champ électrique calculée par Héra au cours du temps. Le laser se propage de la gauche vers la droite.

Les figures 4.8 représentent la composante du champ électrique transverse (E_y) à la propagation laser. À 50 ps la propagation laser est peu perturbée. À partir de 100 ps la forme du champ évolue et on observe que sa valeur maximale atteint $\sim$ 1,6 MV/m dans la même zone où le laser s'autofocalise. On observe le même phénomène à 275 ps, le champ atteint alors la valeur de $\sim$ 16 MV/m. Dans notre cas, ces figures montrent que cette composante est sensible à l'intensité laser et reflète la qualité de la propagation laser. Lorsque le laser s'autofocalise, le champ électrique augmente et le gradient du champ devient plus raide dans la zone où l'autofocalisation se produit.

4.1.4 Modélisation de la déflectométrie protonique avec Diane

En utilisant les champs calculés en 3 dimensions par Héra, on effectue avec Diane une simulation 3D de la déflectométrie protonique. Les simulations ont été réalisées avec une distance de $1\,cm$ entre la source de protons et les cartes de champ. Le détecteur est placé à $10\,cm$ des cartes de champ, et on obtient ainsi un grandissement égal à 11. La source de particules génère des protons d'énergie égale à $1\,MeV$ et se dirigeant selon l'axe z (figure 4.4). Ces simulations Monte-Carlo en 3 dimensions ont nécessité l'utilisation de 1024 processeurs dont 32 utilisés pour le calcul (et le reste pour la gestion de la mémoire étant donné le maillage lourd utilisé dans Héra) pendant une durée de $3\,jours$.
Le premier cas présenté correspond au temps $50\,ps$ de la simulation présentée précédemment. La figure 4.9a représente le résultat donné par Diane, on obtient une structure telle qu'elle serait mesurée sur un RCF. La propagation laser y est très peu perturbée et le champ très faible ne produit que des faibles déflexions qui sortent difficilement du bruit.



(a) à $t = 50\,ps$ (b) à $t = 275\,ps$

FIGURE 4.9 – RCF simulé par Diane

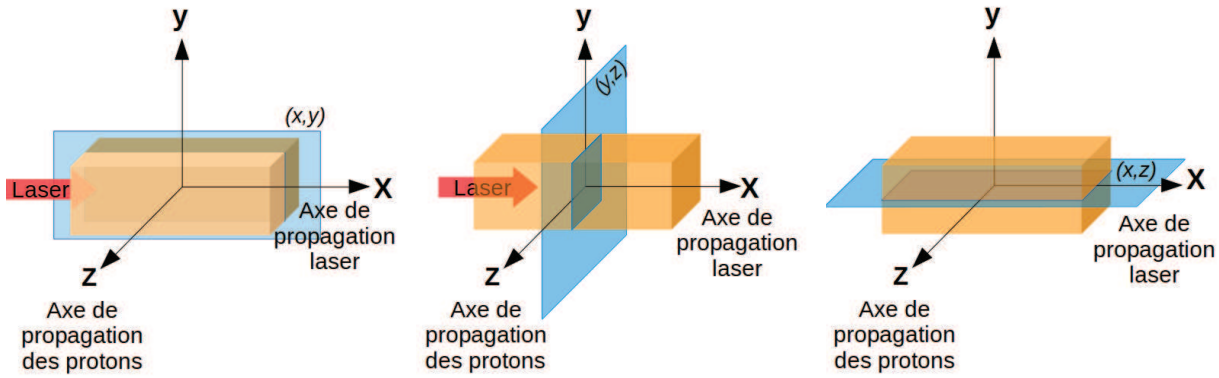
Le second cas, correspond au temps $275\,ps$, le laser a subi une autofocalisation. La figure 4.9b montre cette fois ci des variations fortes dans les dimensions x et y étant donné les variations des champs selon x et y.

$\therefore$

Cette section illustre une application du travail réalisé afin de mettre en place un lien entre le transport de chaleur de FCI2, la propagation laser de Héra et le diagnostic de déflectométrie protonique à l'aide de Diane. Nous prolongeons dans la section suivante la discussion concernant la déflectométrie protonique. Nous évoquons de manière détaillée son interprétation en soulignant l'intérêt de simuler le diagnostic. Cela permet de mieux comprendre les liens entre les résultats obtenus sur RCF et les champs électriques du plasma.

4.2 Apport de la simulation 3D dans la déflectométrie protonique

Nous détaillons dans cette section l'apport des simulations 3D (réalisées avec Héra puis Diane) pour étudier la propagation laser à l'aide de la déflectométrie protonique. Pour aider le lecteur à mieux visualiser les différents plans des cartes de champ présentées, le schéma (4.10) précise les conventions utilisées dans ce chapitre.



(a) Plan $(x,y)_{z=0}$ (b) Plan $(y,z)_{x=0}$ (c) Plan $(x,z)_{y=0}$

$$\vec{E}\,(x,y,z) = E_x\,(x,y,z)\,\vec{e_x} + E_z\,(x,y,z)\,\vec{e_y} + E_z\,(x,y,z)\,\vec{e_z} \tag{4.1}$$

FIGURE 4.10 – Convention des différents plans utilisés.

Nous présentons dans cette section plusieurs discussions :

1. Dans un cas peu perturbé, le potentiel créé par la propagation laser s'approche d'une forme analytique qui permet une analyse rapide et simple du diagnostic de déflectométrie protonique. Cette situation permet de valider la nouvelle utilisation de Diane pour simuler la déflectométrie protonique appliquée à un cas de propagation laser.
2. L'utilisation d'un code 2D soit pour modéliser la propagation laser, soit pour modéliser la déflectométrie protonique peut être une approche intéressante car elle permet un gain de temps de calcul et de mémoire. Nous précisons un cadre pour l'utilisation de codes 2D ainsi que ses limites.
3. Enfin, nous discutons de plusieurs cas, rencontrés couramment dans notre étude, où les perturbations de la propagation laser font apparaître des variations non négligeables des champs électriques dans la dimension x que la modélisation $3D$ permet de restituer.

On rappelle[1] que dans l'approximation des petits angles de déviation, la dose s'exprime en

1. (voir formule 3.9, p.80 sachant que par hypothèse les champs magnétiques sont négligés)

fonction des variations des champs électriques :

$$\frac{\Delta N}{N_f}(x,y) = -\frac{D}{M}\frac{e}{2E_p}\left[\int \frac{d}{dx}\left(E_x(x,y,z)\right)dz + \int \frac{d}{dy}\left(E_y(x,y,z)\right)dz\right] \tag{4.2}$$

où dans notre configuration $D = 10\,cm$, $M = 11$; et $E_p = 1\,MeV$.

4.2.1 Cas laser non-perturbé et potentiel cylindrique 3D

On s'intéresse dans cette section, à un cas analytique pertinent car proche d'une situation réelle de propagation laser peu perturbée. Ce champ va nous permettre de valider d'un point de vue physique, l'utilisation des résultats de Diane.

La configuration peu perturbée présentée sur les figures 4.11a et 4.11b correspond à la composante E_y du champ électrique, $50\,ps$ après le début de la propagation laser. En comparant avec une simulation sans gradient de température (c'est à dire sans utiliser les fits de température des cartes FCI2, le plasma est donc isotherme), il est possible de distinguer la composante produite par la force pondéromotrice du laser. Ce champ, dont deux plans sont illustrés figure 4.11c et 4.11d, est quasi-uniforme selon l'axe de propagation laser et se rapproche fortement de la formulation analytique suivante :

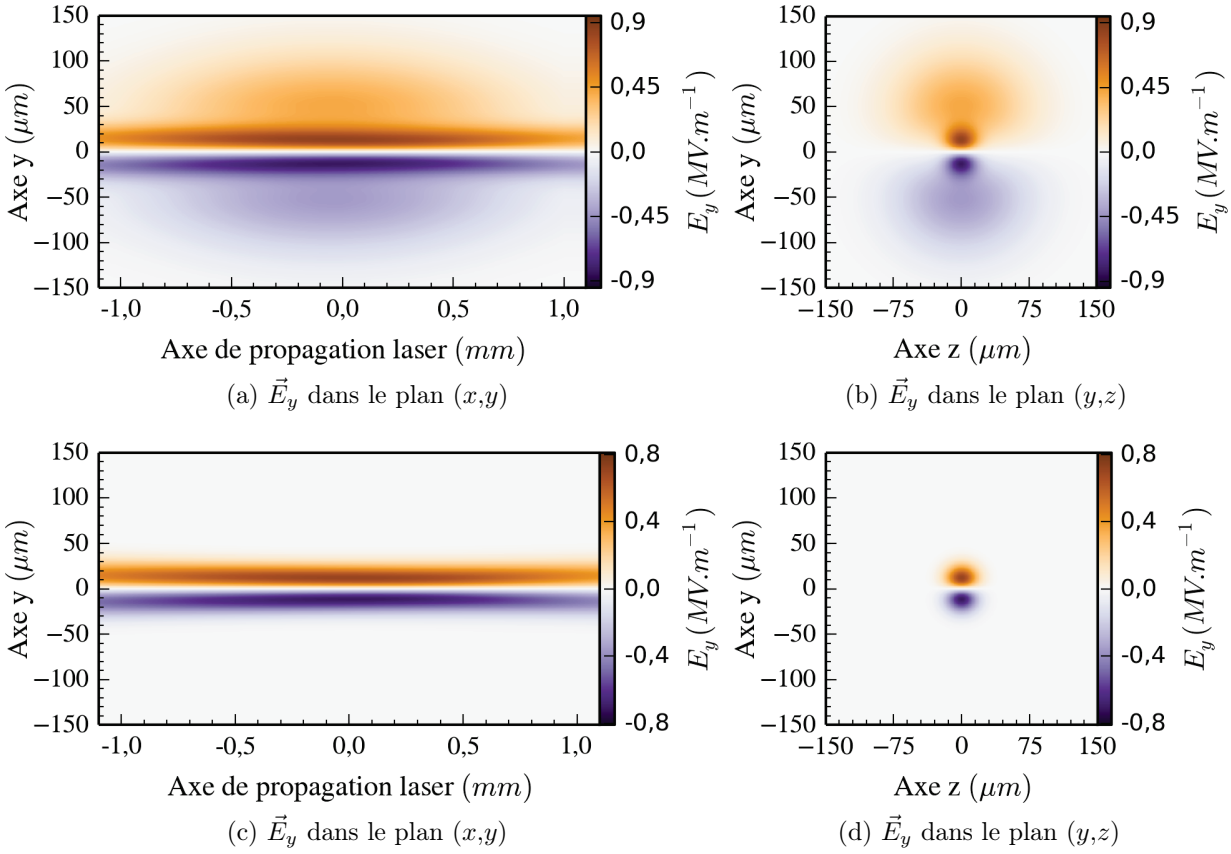
$$V(x,y,z) = \sqrt{2\exp(1)}E_0\left(\frac{R}{2}\right)\exp\left(-\frac{y^2}{R^2} - \frac{z^2}{R^2}\right) \tag{4.3}$$

$$\Rightarrow \begin{cases} E_y &= \sqrt{2\exp(1)}E_0\left(\frac{y}{R}\right)\exp\left(-\frac{y^2}{R^2} - \frac{z^2}{R^2}\right) \\ E_z &= \sqrt{2\exp(1)}E_0\left(\frac{z}{R}\right)\exp\left(-\frac{y^2}{R^2} - \frac{z^2}{R^2}\right) \end{cases} \tag{4.4}$$

La normalisation $\left(\sqrt{2\exp(1)}\right)$ est choisie pour que E_0 soit la valeur maximale du champ électrique atteint (ici $0{,}7\,MV/m$) et R est le rayon caractéristique de la perturbation gaussienne (ici $R = 17\,\mu m$). Cette formulation permet une résolution analytique exacte de la déflectométrie protonique. On néglige dans cette formule les faibles variations des champs selon x et le champ électrique selon l'axe laser ($\vec{e}_x$), nous reviendrons sur ce point ultérieurement.

Rôle du champs E_z

Le champs E_z a pour effet d'accélérer ou de ralentir l'avancée des protons. Tant que le champ laser est antisymétrique par rapport au plan $(x,y)_{z=0}$ et que les déflexions selon x et y sont petites devant les distances caractéristiques de variation des champs, les protons sont autant ralentis qu'accélérés et on montrera que ce champ n'a pas d'impact sur les déflexions des protons.



(a) $\vec{E}_y$ dans le plan (x,y)

(b) $\vec{E}_y$ dans le plan (y,z)

(c) $\vec{E}_y$ dans le plan (x,y)

(d) $\vec{E}_y$ dans le plan (y,z)

FIGURE 4.11 – Carte de champ E_y Héra (50ps) ; avec gradient de température (a,b) et sans gradient de température (c,d)

Rôle du champs E_y

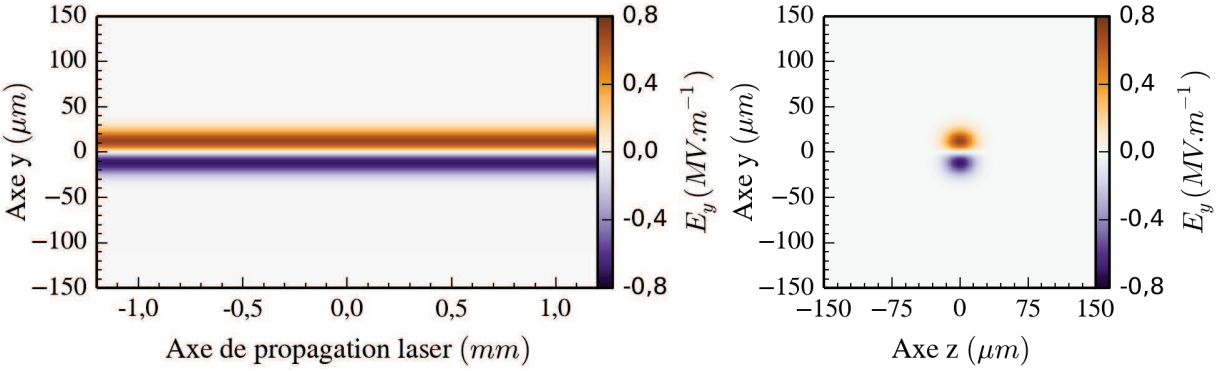
Dans ce cas, le champ E_y est la seule composante responsable des déviations des protons. Cela permet une résolution analytique des déviations (page 81), on s'attend alors à pouvoir retrouver la valeur E_0 grâce à la variation de dose (équation 3.12) :

$$E_0 = -\frac{M}{D}\frac{2E_P}{e}\frac{1}{\sqrt{2\exp(1)\,\pi}}\left.\frac{\Delta N}{N_f}\right|_{y=0} \approx -53_{[MV/m]}\left.\frac{\Delta N}{N_f}\right|_{y=0}$$

Utilisons ce cas analytique pour valider l'utilisation de Diane, en 3D, proche d'un cas laser non perturbé.

Utilisation de Diane

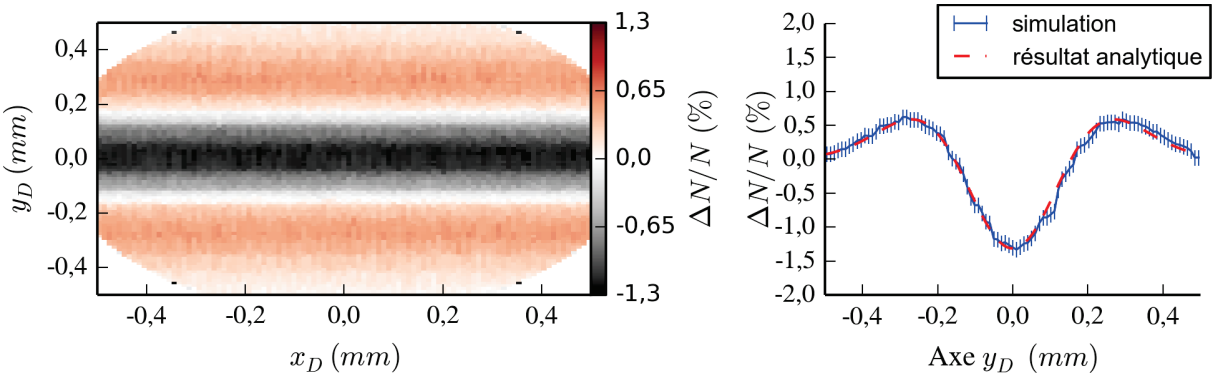
À partir du potentiel cylindrique imposé (équation 4.3), Héra calcule les cartes de champ électrique 3D associées. La figure 4.12 montre deux plans caractéristiques du champ généré, semblables au cas peu perturbé présenté sur la figure 4.11.



(a) $\vec{E}_y$ dans le plan (x,y) (b) $\vec{E}_y$ dans le plan (y,z)

FIGURE 4.12 – Carte de champ E_y généré par Héra à partir du potentiel analytique (équation 4.3).

La carte de champs 3D de Héra est lue par Diane. La figure 4.13a, montre le résultat fourni par Diane, il s'agit de la dose $\Delta N/N_f$ reçue par le détecteur simulé. La figure 4.13b est une coupe réalisée en $x = 0$, le minimum obtenu ($\Delta N/N = 1{,}3\%$) permet bien de remonter à un champ de $0{,}7\,MV/m$ et le résultat est comparable au calcul analytique (équation 3.11).



(a) Image 2D simulée (b) Coupe en $x = 0$

FIGURE 4.13 – Résultat obtenu par Diane, l'indice D définit les coordonnées dans le plan du détecteur.

Cela valide l'utilisation de Diane dans un cas *idéal*, proche d'un cas laser peu perturbé. Dans toute la suite du document, le résultat *analytique* fera référence à l'équation 3.11.

4.2.2 Utilisation de codes 2D

La simulation de Héra et Diane en 3D est coûteuse en terme de ressources de calcul (temps et mémoire). C'est pourquoi nous discutons ici de la faisabilité de modéliser la déflectométrie protonique à partir de simulations 2D : soit dans le plan laser (x,y) soit dans le plan des protons (z,y).

Utilisation d'un programme c++ simplifié

Pour l'étude que nous allons mener sur des cas analytiques, l'utilisation de *Héra puis Diane* est très lourde. C'est pourquoi j'ai réalisé un outil simplifié en `C++`, parallélisé sur 4 processeurs et utilisable pour des cas simples et légers (en terme de maillages) : le potentiel a une forme analytique et le volume plasma est de $(\sim 100\mu m)^3$. Cet outil consiste en (i) un tirage aléatoire des protons émis suivi (ii) du calcul de la force de Lorentz subie pendant la traversée des champs électriques et enfin (iii) du décompte des protons sur un détecteur afin de modéliser le résultat de la déflectométrie protonique. Il est simplifié dans le sens où seul la force $\vec{F} = q\vec{E}$ est prise en compte alors que Diane permet de prendre en compte les collisions et la diffusion des protons ce qui est négligeable dans le cas d'un plasma très sous-dense mais peut être pertinent dans le cas général.

L'utilisation d'un calcul sur supercalculateur (comme Diane) est cependant nécessaire pour traiter les cartes de champs Héra (potentiel non-analytique défini sur des millions de cellules et volume millimétrique).

Comme nous discutons ici d'un potentiel analytique, j'utilise dans cette partie l'outil `C++`.

4.2.2.1 Utilisation d'une carte de champs 2D dans le plan (x,y)

La première possibilité que nous présentons est de modéliser la propagation laser en géométrie 2D, c'est à dire dans le plan (x,y). Pour simuler les déflexions des protons, on est obligé dans cette configuration, d'utiliser une épaisseur effective des cartes de champs dans la direction z, que l'on note z_{eff}.

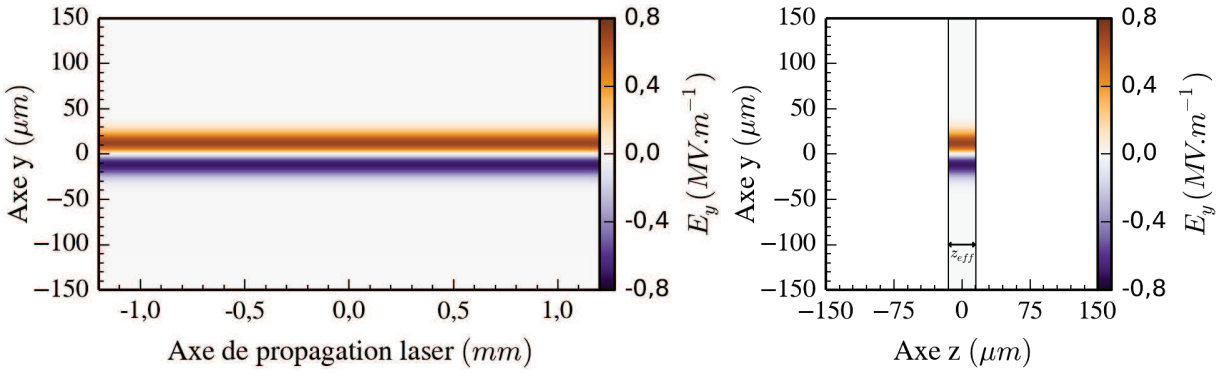
Cas cylindrique idéal

On reprend ici le cas du potentiel analytique cylindrique (équation 4.3). En deux dimensions, le potentiel dans le plan $(x,y)_{z=0}$ s'écrit :

$$V^{2D}(x,y) = \sqrt{2\exp(1)}E_0\left(\frac{R}{2}\right)\exp\left(-\frac{y^2}{R^2}\right) \qquad \forall z \in [-z_{eff}/2; z_{eff}/2] \tag{4.5}$$

$$\Rightarrow \left\{ E_y^{2D} = \sqrt{2\exp(1)}E_0\left(\frac{y}{R}\right)\exp\left(-\frac{y^2}{R^2}\right) \qquad \forall z \in [-z_{eff}/2; z_{eff}/2] \right. \tag{4.6}$$

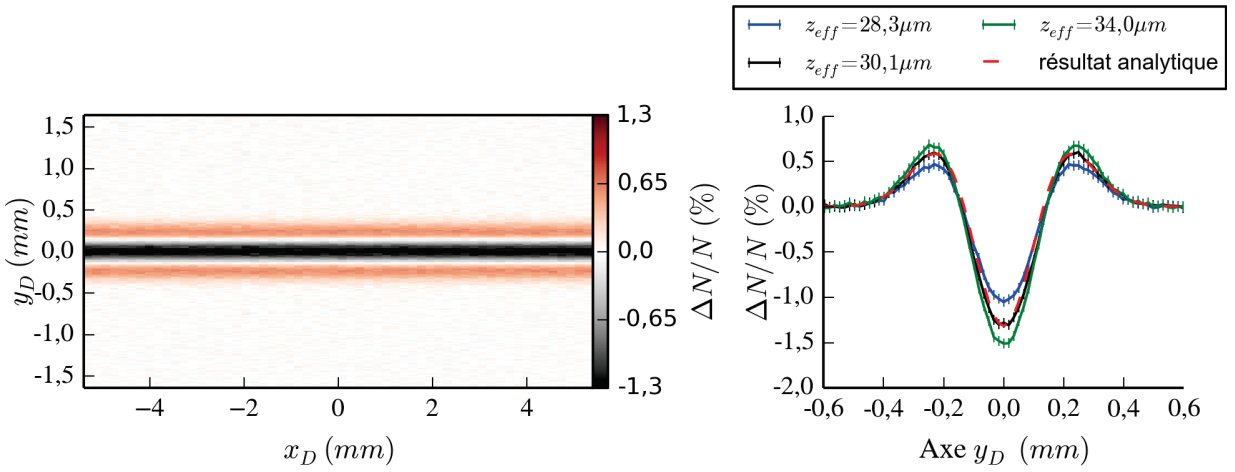
On cherche l'épaisseur z_{eff} correspondant à l'épaisseur effective des cartes de champ selon l'axe z qui permettrait d'effectuer une simulation de la déflectométrie protonique sur des cartes de champs 2D extrapolée en 3D.



(a) $\vec{E}_y$ dans le plan (x,y) (b) $\vec{E}_y$ dans le plan (y,z)

FIGURE 4.14 – Carte de champ électrique utilisé. Le champ est supposé constant sur l'épaisseur effective de propagation des protons z_{eff}.

Le champ électrique (figure 4.14) a une amplitude maximale de $0{,}7\,MV/m$ et un rayon R de $17\,\mu m$ (correspondant au cas précédent). Les simulations ont été réalisées sur ce champ, en considérant différentes épaisseurs z_{eff}, dont la largeur à mi-hauteur ($28{,}3\,\mu m$) et la largeur à $1/e$ ($34\,\mu m$) du potentiel (figure 4.15).

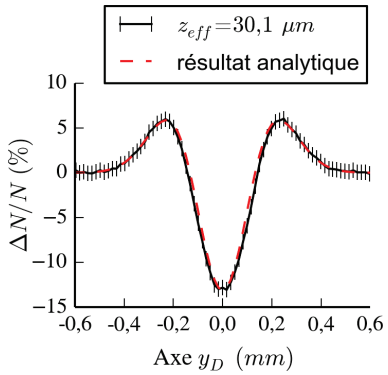


(a) Détecteur pour $z_{eff} = 30{,}1\,\mu m$ (b) Coupes en $x_D = 0$ des détecteurs pour différents z_{eff}

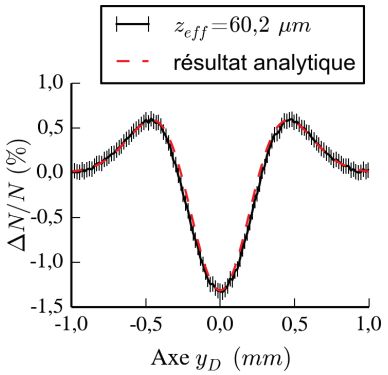
FIGURE 4.15 – Résultats obtenus pour différents z_{eff}

La figure 4.15b représente les coupes des simulations, juxtaposées avec la solution analytique 3D attendue : il est possible de trouver une épaisseur effective telle que le résultat obtenu à partir d'une carte de champs $2D$ soit strictement identique au résultat exact. Dans notre cas particulier la valeur de cette épaisseur est égale à $30{,}1\,\mu m$.

Le même raisonnement a été appliqué avec des cartes de champ électrique, réalisées avec une amplitude maximale 10 fois plus élevée ($E_0 = 7\,MV/m\,;\ R = 17\,\mu m$) ou bien avec un rayon doublé ($E_0 = 0{,}7\,MV/m\,;\ R = 34\,\mu m$) (figure 4.16). On trouve que la valeur de z_{eff} n'est pas dépendante de E_0 et dépend linéairement de R.



(a) Coupe du détecteur pour $E_0 = 7\,MV/m$ et $R = 17\,\mu m$



(b) Coupe du détecteur pour $E_0 = 0{,}7\,MV/m$ et $R = 34\,\mu m$

FIGURE 4.16 – Variation de z_{eff} selon E_0 et R

Grâce à la formulation analytique du potentiel utilisé, il est possible de trouver analytiquement la valeur z_{eff} par la relation :

$$z_{eff} = \sqrt{\pi} R \approx 30{,}13 \text{ pour } R = 17$$

Cette constante représente l'intégrale du champ 3D (potentiel cylindrique $V^{3D} \propto \exp\left(-\left(\frac{y+z}{R}\right)^2\right)$) dans la dimension de propagation des protons (z) et dans l'hypothèse paraxiale ($v_z \gg v_x \Rightarrow dt = {}^{dz}/_{v_z}$) :

$$\begin{aligned} \frac{\Delta N}{N} &\propto \int \frac{d}{dy}\left(E_y^{3D}\right) dt \propto \int \frac{d}{dy}\left(E_y^{3D}\right) dz \\ &\propto \sqrt{\pi} R\, E_y^{2D} \end{aligned}$$

Dans le cas d'une propagation laser très peu perturbée, le potentiel est cylindrique et il est donc possible de connaître la longueur R à partir de la simulation 2D dans le plan (x,y). À partir de R, on calcul l'épaisseur effective z_{eff} permettant de simuler la déflexion des protons.

En connaissant z_{eff} et sachant que le potentiel est cylindrique, une simulation 2D donne un résultat exact et cela rapidement par rapport à la modélisation $3D$.

Cependant, si l'on est certain d'être dans une configuration très peu perturbée où le potentiel est gaussien, il n'est pas utile de simuler le diagnostic de déflectométrie protonique pour pouvoir remonter à une valeur de champ électrique. Le dépouillement analytique (page 80) donne directement le lien entre la dose $\left(\frac{\Delta N}{N}\right)$, la valeur du champ ($E_0$) et même le rayon caractéristique (R).

Cas général : mise en garde

Pour utiliser un code de propagation laser en 2D afin de comprendre les résultats de la déflectométrie protonique dans un cas plus général, il faut satisfaire une condition :

- Il faut connaître la forme du champ selon z pour *anticiper la dépendance et la valeur* de z_{eff} :

$$z_{eff} \propto \int \frac{d}{dy}\left(E_y^{3D}\right) dz$$

Or dans le cas général, on ne peut pas extrapoler les champs vus par les protons dans le plan (y,z) à partir d'une simulation dans le plan (x,y) 2D. De plus, tout l'intérêt de ce diagnostic est de sonder des champs électriques a priori *inconnus* afin de vérifier la cohérence avec des simulations. On ne doit donc pas supposer les champs *connus* (pour déterminer z_{eff}) puis comparer aux résultats expérimentaux.

On comprend alors que l'utilisation de codes de propagation laser 2D est fortement contrainte car elle nécessite une très forte hypothèse sur la forme des champs électriques. Cette supposition peut être pertinente (cas idéal d'un potentiel cylindrique correspondant à de très faible perturbation) mais non généralisable à des cas perturbés (autofocalisation et filamentation).

Dans un cas général,

- L'axe x est nécessaire pour modéliser la propagation laser,
- nous avons besoin de la dimension y car le champ E_y est celui responsable principalement des déflexions,
- enfin nous avons montré que sans la dimension z, une forte hypothèse concernant les champs vus pendant la propagation des protons était nécessaire.

L'utilisation d'un code de propagation laser 3D est donc un élément fondamental à la simulation généralisée de la déflectométrie protonique.

Dans la section suivante, nous discutons de la seconde possibilité pour limiter le temps de calcul ou les ressources nécessaires en terme de mémoire : effectuer une simulation de la déflectométrie protonique en 2D dans un des plans (y,z) fourni par exemple par une simulation de propagation laser 3D.

4.2.2.2 Utilisation d'une coupe dans le plan (z,y)

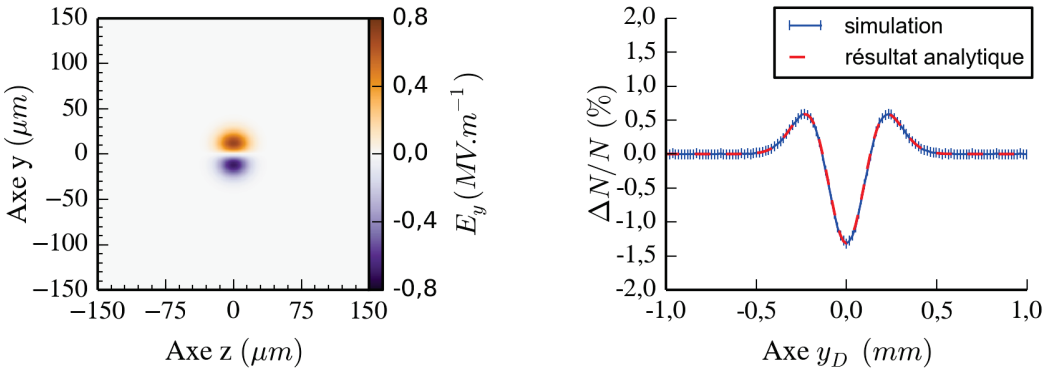
Utilisation d'un outil 2D

Simuler les déflexions de protons dans le plan (y,z), revient à supposer le potentiel invariant selon l'axe x. C'est en particulier le cas du potentiel utilisé jusqu'à présent :

$$V^{2D}(y,z) = \sqrt{2e}E_0 \left(\frac{R}{2}\right) \exp\left(-\frac{y^2}{R^2} - \frac{z^2}{R^2}\right)$$

Pour ce paragraphe, j'ai adapté l'outil `C++` à une utilisation 2D. La figure 4.17 représente la carte de champ utilisée et le résultat 1D obtenu ainsi qu'une comparaison avec le résultat analytique donné précédemment.

Comme la configuration est invariante en x, le résultat est exact.



(a) $\vec{E}_y$ dans le plan (y,z) (b) Détecteur 1D obtenu

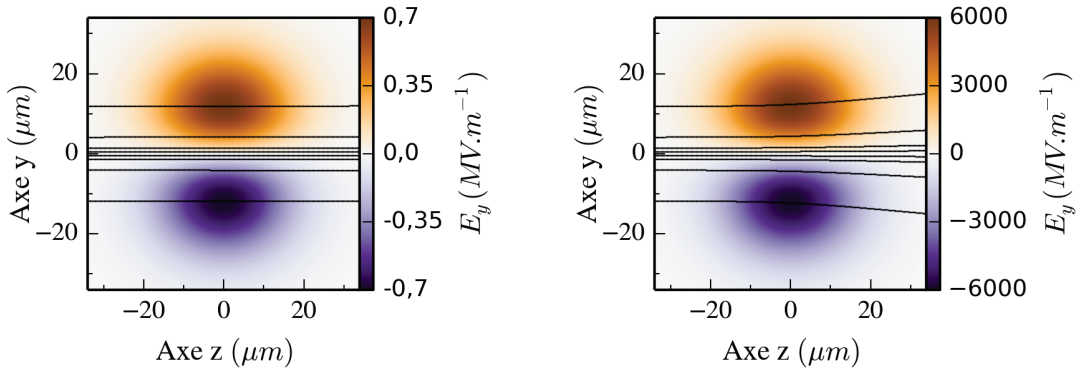
FIGURE 4.17 – Résultat du code de déflectométrie 2D

Approximation paraxiale

On profite de cet outil 2D, pour tracer la progression des protons à travers la carte de champ. La figure 4.18, illustre plusieurs trajectoires pour différents protons. Pour le champ considéré, le proton d'énergie $5\,MeV$ va essentiellement en ligne droite sur la longueur du plasma : on confirme que $v_y \ll v_z$ et l'hypothèse paraxiale est vérifiée.

Cette approximation est donc très facilement vérifiée étant donné la longueur caractéristique des champs (seulement une dizaine de microns). En changeant l'amplitude maximale

du champ, les simulations montrent qu'il faut des valeurs supérieures à $6\,GV/m$ pour que $v_y > 0{,}1\,v_z$ (figure 4.18).

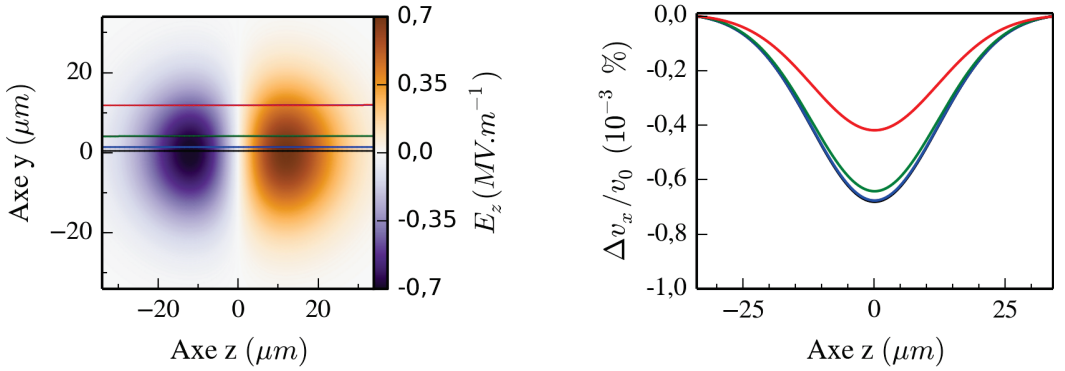


(a) Cas $E_0 = 0{,}7\,MV/m$ (b) Cas $E_0 = 6\,GV.m^{-1}$

FIGURE 4.18 – Visualisation des trajectoires des protons

Cas du champs E_z

Dans les configurations considérées, le champ E_z est anti-symétrique par rapport au plan $(x,y)_{z=0}$. La figure 4.19 illustre l'effet de ce champ E_z sur des particules tests. Les protons sont perturbés par ce champ sous forme de freinage puis d'accélération ; comme prévu le caractère antisymétrique du champ annule les effets en sortie du plasma. Pour des particules de l'ordre du MeV, ces ralentissements sont très faibles, l'écart $\frac{v_x - v_0}{v_0}$ est de l'ordre de $10^{-3}\%$ pour un champ de $0{,}7\,MV/m$ et de 0,1% pour un champ de $100\,MV/m$, où v_0 est la vitesse en entrée de la carte de champ.



(a) Composante E_z du champ et parcours de 4 particules tests

(b) Ralentissement $\frac{v_x - v_o}{v_0}$ pendant la propagation des 4 particules tests

FIGURE 4.19 – L'effet du champ E_z est nul en sortie du plasma et négligeable pendant la propagation.

Utilités et limites

L'approximation d'invariance dans la direction x permet une simulation plus rapide. Elle donne un résultat 1D en un point de l'axe x : *ce résultat est donc comparable à une coupe réalisée sur un RCF.* Si le potentiel au sein du plasma est invariant selon x alors l'utilisation du 2D est justifié. Comme le calcul permet d'obtenir une idée de la figure obtenue par déflexion, c'est également une aide au dimensionnement d'expérience et de simulations 3D.

Nous allons voir qu'il n'est pas toujours évident de savoir quand il est possible de considérer le champ E_x négligeable.

4.2.3 La problématique des variations selon x

On discute dans cette dernière sous-section, des variations selon la direction x à partir du cas idéal cylindrique. Pour cela nous utilisons l'outil `C++` en 3D.

4.2.3.1 Cas du gradient de densité du jet de gaz

La figure 4.20 représente le champ E_x calculé par Héra au temps $125\,ps$ de la simulation sans gradient de température, la température a été choisie homogène à $80\,eV$. Ce champ n'est pas nul car une des composante du champ est proportionnelle à $\nabla n_e/n_e$. Le jet de gaz induit donc une composante E_x, linéaire dans le cas d'un profil gaussien, ou proportionnelle à x^{2n-1} dans le cas hyper-gaussien d'ordre $2n$.

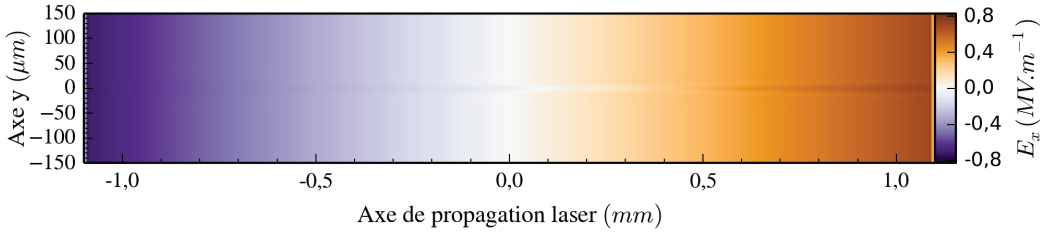
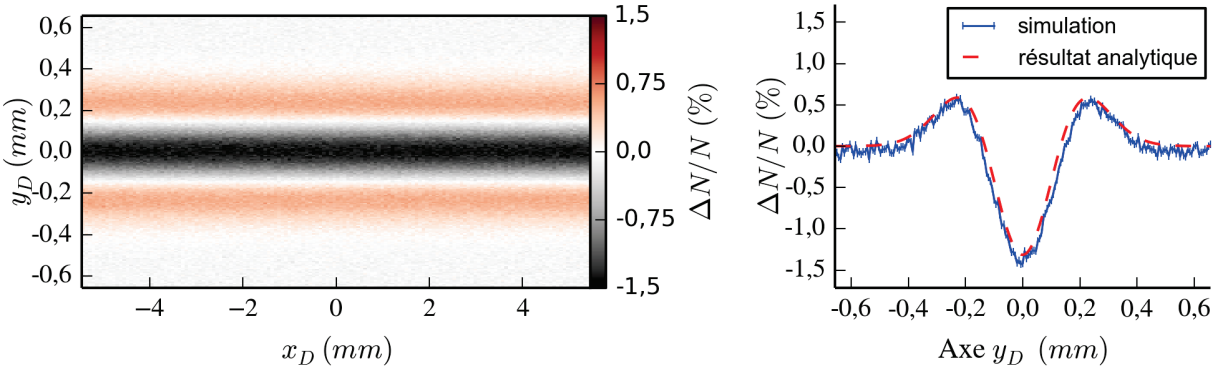


FIGURE 4.20 – Composante E_x du champ électrique à $125\,ps$

Profil gaussien

Pour étudier son impact, je définis une carte de champ 3D sous la forme analytique suivante :

$$\begin{cases} E_x &= 0 &+ E_1\left(\frac{x}{x_{max}}\right) \\ E_y &= \sqrt{2\exp(1)}E_0\left(\frac{y}{R}\right)\exp\left(-\frac{y^2}{R^2}-\frac{z^2}{R^2}\right) \\ E_z &= \sqrt{2\exp(1)}E_0\left(\frac{z}{R}\right)\exp\left(-\frac{y^2}{R^2}-\frac{z^2}{R^2}\right) \end{cases}$$



(a) Détecteur simulé (b) Coupe en $x_D = 0$

FIGURE 4.21 – Résultat obtenu dans le plan (x_D,y_D) du détecteur avec prise en compte de la composante E_x décrivant un gradient de densité gaussien

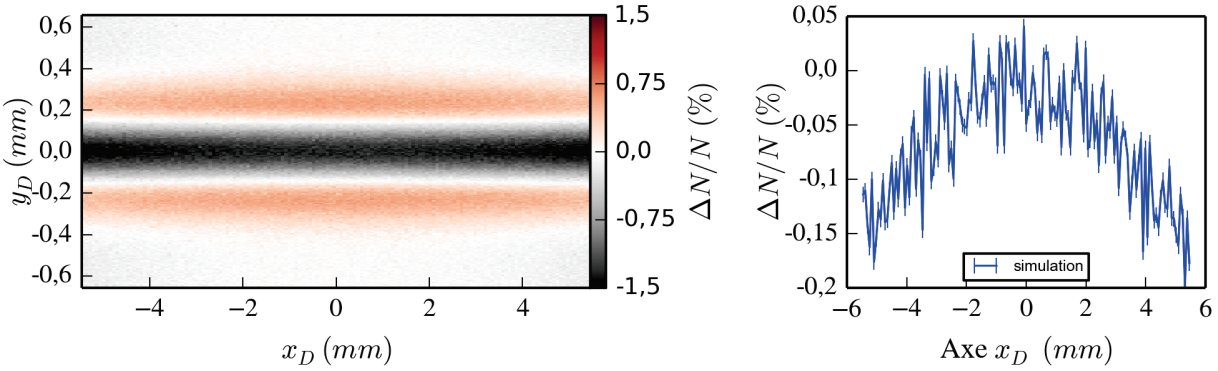
On suppose ici $E_1 = E_0 = 0{,}7_{[MV/m]}$. La valeur absolue du champ E_x est bornée dans nos simulations par la taille du domaine. Néanmoins cette formulation qui diverge lors $|x| \to \infty$ ne correspond évidemment pas à la réalité. En pratique, loin du jet de gaz, la densité tend vers la densité résiduelle de l'enceinte expérimentale tandis que le gradient de densité tend vers 0. Le champ E_x loin du jet de gaz tend alors vers 0 et ne diverge naturellement pas.

Avec cette forme analytique, nous simulons le diagnostic de déflectométrie protonique pour obtenir dans le plan du détecteur la dose simulée montrée sur la figure (4.21).

Dans cette configuration, on trouve un décalage vers le bas du résultat obtenu lorsqu'on néglige la composante E_x (pointillés rouge). Ce décalage dans le cas d'un champ E_x linéaire est prévu par la théorie (équation 4.2 page 97) et illustre la perte des protons qui sont déviés hors du détecteur par le champ E_x. Avec nos valeurs de champs, il vaut 0,01 et il est donc négligeable car le gradient est doux ($\partial E_x/\partial x$ est faible). Cette perte est de plus homogène et ne perturbe donc pas la compréhension du résultat.

Profil hyper-gaussien

Dans le cas hyper-gaussien $\left(\frac{dE_x}{dx} \propto x^{2n-2}\right)$, le décalage n'est plus homogène selon x_D, il est plus important loin du centre du jet de gaz. Les gradients de densité rapides et raides peuvent donc avoir un rôle dans la déflectométrie protonique. Cependant, dans notre cas et dans l'hypothèse des faibles déviations, même si les composantes E_x et E_y sont du même ordre de grandeur, il y a peu d'effet sur le diagnostic de déflectométrie protonique car la composante $E_x \propto \nabla n_e/n_e$ varie lentement par rapport au champ E_y $\left(\frac{dE_x}{d_x} \ll \frac{dE_y}{d_y}\right)$ (équation 4.2 page 97). L'écart entre la dose mesurée au centre et sur le bord du détecteur conduit à



(a) Détecteur simulé

(b) Coupe en $y_D = 0.6$

FIGURE 4.22 – Résultat obtenu avec prise en compte de la composante E_x décrivant un gradient de densité hyper-gaussien ($n = 2$)

des estimations du champ E_0 différentes de 10%.

Le profil du jet de gaz induit donc des perturbations lentes qui perturbent peu l'interprétation des résultats.

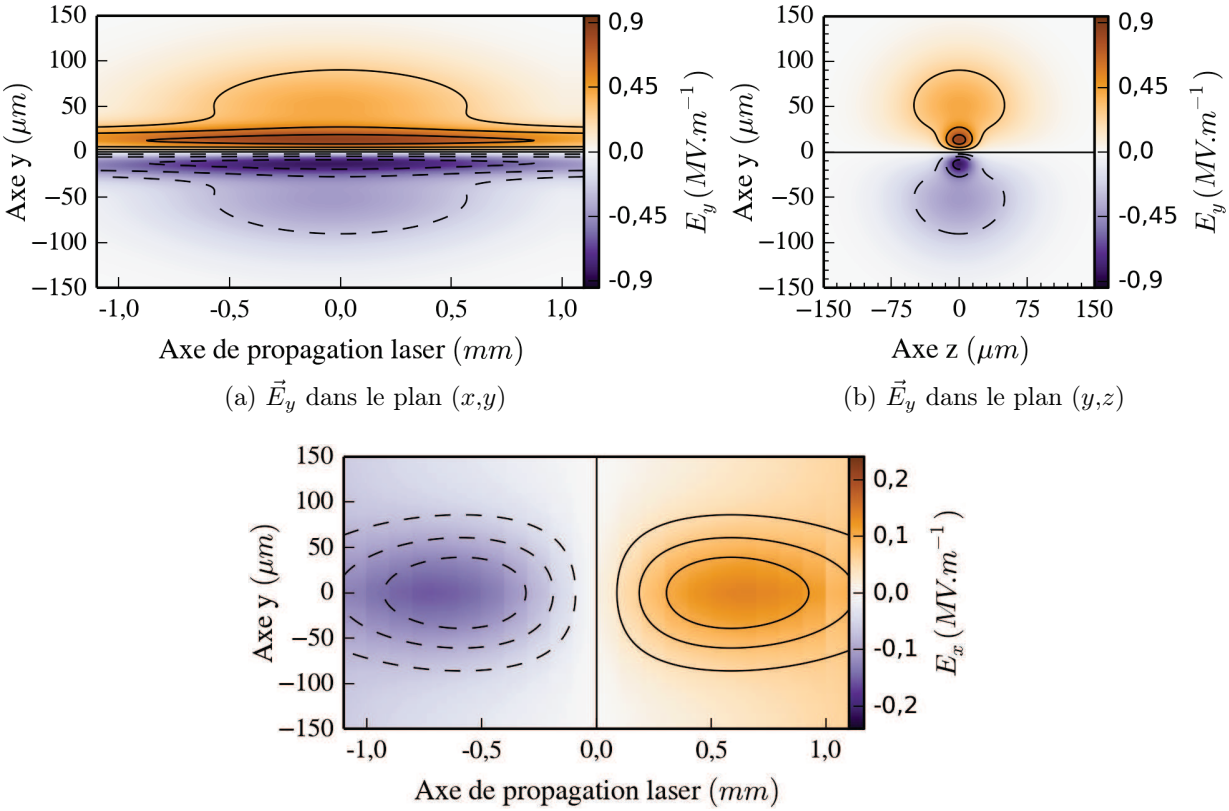
4.2.3.2 Cas du gradient longitudinal de température

La prise en compte du gradient de température produit également une variation des champs selon la dimension x. La figure 4.23, illustre les composantes E_x et E_y au pas de temps $50\,ps$. En première approximation, le champ peut être approché par la somme suivante :

$$\begin{cases} E_x &= 0 + \sqrt{2\exp(1)}E_2\left(\frac{x}{R_{2x}}\right)\exp\left(-\frac{x^2}{R_{2x}^2}-\frac{y^2}{R_{2y}^2}-\frac{z^2}{R_{2z}^2}\right) \\ E_y &= \sqrt{2\exp(1)}E_0\left(\frac{y}{R}\right)\exp\left(-\frac{y^2}{R^2}-\frac{z^2}{R^2}\right) + \sqrt{2\exp(1)}E_2\left(\frac{x}{R_{2y}}\right)\exp\left(-\frac{x^2}{R_{2x}^2}-\frac{y^2}{R_{2y}^2}-\frac{z^2}{R_{2z}^2}\right) \\ E_z &= \sqrt{2\exp(1)}E_0\left(\frac{z}{R}\right)\exp\left(-\frac{y^2}{R^2}-\frac{z^2}{R^2}\right) + \sqrt{2\exp(1)}E_2\left(\frac{x}{R_{2z}}\right)\exp\left(-\frac{x^2}{R_{2x}^2}-\frac{y^2}{R_{2y}^2}-\frac{z^2}{R_{2z}^2}\right) \end{cases}$$

Les simulations Héra permettent de déduire par un ajustement aux moindres carrés les paramètres suivants : $E_0 = 0{,}7\,MV/m$, $R = 17\,\mu m$, $E_2 = 0{,}4\,MV/m$, $R_{2x} = 800\,\mu m$, $R_{2y} = R_{2z} = 73\,\mu m$. L'ajustement analytique est symbolisé par les contours noirs sur la figure 4.23.

Avec cette forme analytique, nous simulons le diagnostic de déflectométrie protonique pour obtenir le détecteur simulé représenté sur la figure 4.24. On observe que les déflexions sont influencées par la somme des champs électriques. Ainsi le minimum et les maximums ne correspondent plus à une même estimation du champ. Le minimum atteint a $\sim 2{,}5\%$ sur le détecteur correspond à une valeur de $E_0 = 1{,}35\,MV/m$. La présence de plusieurs potentiels

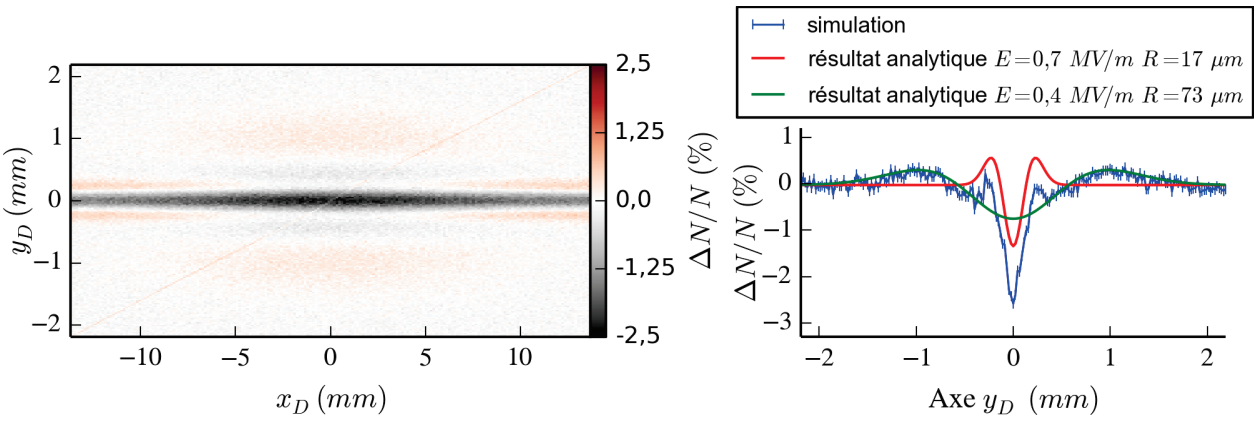


(a) $\vec{E}_y$ dans le plan (x,y)

(b) $\vec{E}_y$ dans le plan (y,z)

(c) $\vec{E}_x$ dans le plan (x,y)

FIGURE 4.23 – Champs électriques E_x et E_y à $50\,ps$ pour la simulation avec gradient de température



(a) Détecteur simulé

(b) Coupe en $x_D = 0$

FIGURE 4.24 – Résultat obtenu avec ajout d'un second potentiel pour illustrer l'effet du gradient de température

peut donc conduire à une surestimation (de 50%) du champ électrique qui ne dépasse pas les 0,9 MV/m dans la carte de champs utilisé (figure 4.23).

La présence du gradient de température a donc un impact sur les résultats de la défléctométrie protonique. Il est donc indispensable de le prendre en compte.

4.2.3.3 Cas liés à l'autofocalisation

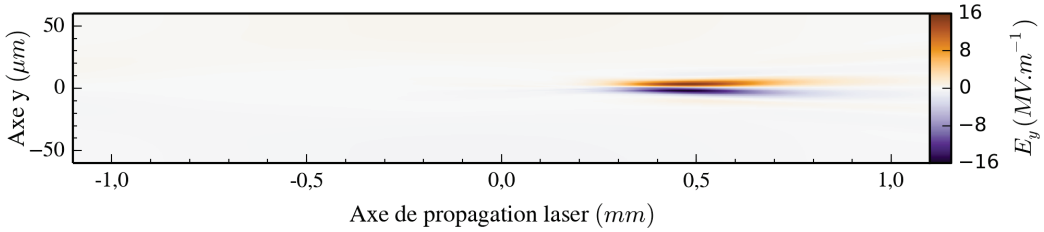


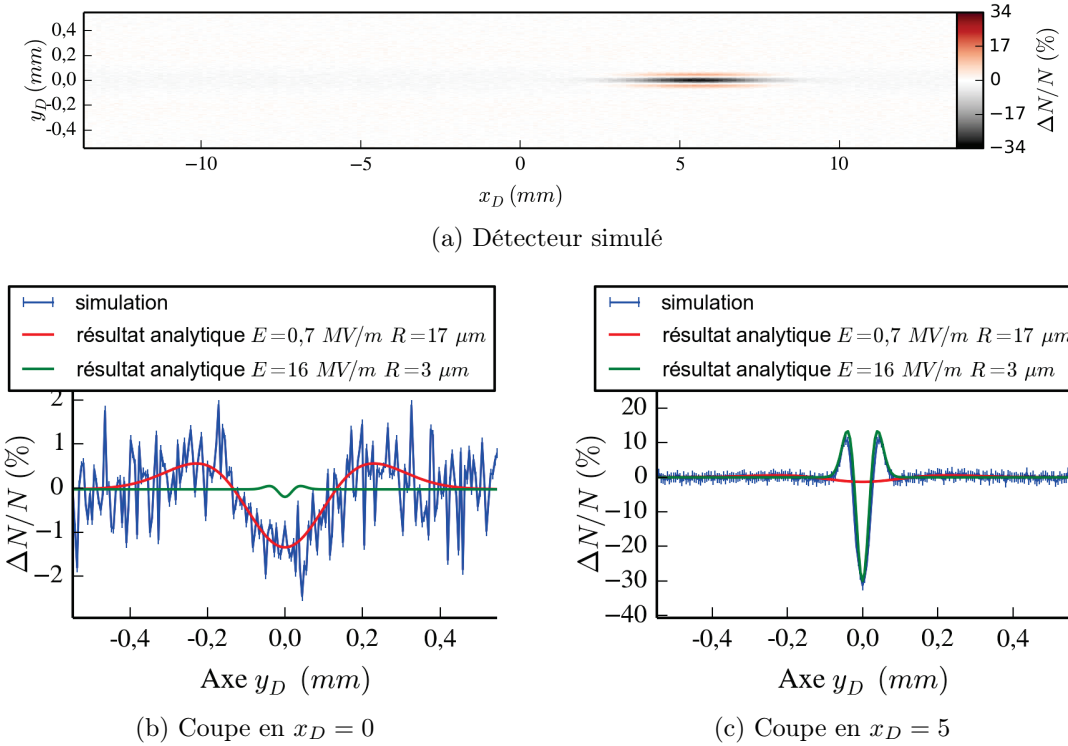
FIGURE 4.25 – Composante E_y du champ électrique à 275 ps

La figure 4.25 illustre l'effet de l'autofocalisation sur les champs électriques. Le pincement du laser crée un champ électrique plus intense ($\sim 16\,MV/m$) au point d'autofocalisation, ce champ varie rapidement dans la dimension x. Il peut se décrire en première approximation comme l'ajout d'un potentiel gaussien non-isotrope :

$$\begin{cases} E_x &= 0 &+ \sqrt{2\exp(1)}E_2\left(\frac{x}{R_{2x}}\right)\exp\left(-\frac{x^2}{R_{2x}^2}-\frac{y^2}{R_{2y}^2}-\frac{z^2}{R_{2z}^2}\right) \\ E_y &= \sqrt{2\exp(1)}E_0\left(\frac{y}{R}\right)\exp\left(-\frac{y^2}{R^2}-\frac{z^2}{R^2}\right) &+ \sqrt{2\exp(1)}E_2\left(\frac{x}{R_{2y}}\right)\exp\left(-\frac{x^2}{R_{2x}^2}-\frac{y^2}{R_{2y}^2}-\frac{z^2}{R_{2z}^2}\right) \\ E_z &= \sqrt{2\exp(1)}E_0\left(\frac{z}{R}\right)\exp\left(-\frac{y^2}{R^2}-\frac{z^2}{R^2}\right) &+ \sqrt{2\exp(1)}E_2\left(\frac{x}{R_{2z}}\right)\exp\left(-\frac{x^2}{R_{2x}^2}-\frac{y^2}{R_{2y}^2}-\frac{z^2}{R_{2z}^2}\right) \end{cases}$$

Les simulations Héra permettent de déduire les paramètres suivants : $E_0 = 0{,}7\,MV/m$, $R = 17\,\mu m$, $E_2 = 16\,MV/m$, $R_{2x} = 200\,\mu m$, $R_{2y} = R_{2z} = 3\,\mu m$. La diminution de R_y et R_z au cours du temps caractérise la diminution de la largeur du faisceau laser passant de 17 μm à 3 μm pendant l'autofocalisation.

Le résultat de la déflectométrie figure 4.26 montre que la modélisation 3D permet de reproduire des structures caractéristiques des variations en x. Les coupes en $x_D = 0$ et $x_D = 5\,mm$ montrent des variations qui correspondent au résultat du dépouillement analytique en négligeant la composante du champ la plus faible localement.



(a) Détecteur simulé

(b) Coupe en $x_D = 0$

(c) Coupe en $x_D = 5$

FIGURE 4.26 – Résultat obtenu avec ajout d'un potentiel gaussien *type autofocalisation*

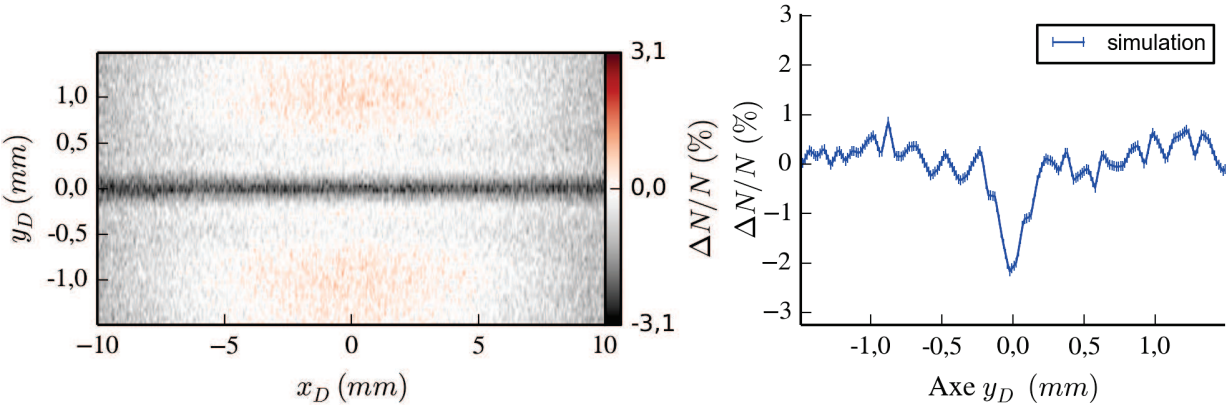
4.2.3.4 Cas non-analytique

L'étude analytique que nous avons effectuée permet de distinguer plusieurs éléments susceptibles d'impacter les résultats de la déflectométrie protonique : le chauffage, le gradient de densité, et l'instabilité d'autofocalisation du laser. Cela permet d'améliorer la compréhension des structures modélisées sur le détecteur. Ce dernier paragraphe discute des résultats des simulations réalisées par Diane sur les cartes de champs 3D de Héra où le potentiel s'éloigne légèrement des cas analytiques considérés.

à $t = 50\,ps$:

La simulation par Diane de la déflectométrie protonique, appliquée au pas de temps $50\,ps$ de la simulation Héra réalisée en 3D, est présentée sur la figure 4.27. Dans ces conditions peu perturbées, on retrouve bien une déplétion de protons tout le long de l'axe de propagation laser. En revanche nous n'avons pas tout a fait la structure en double bosse attendue dans un cas idéal. Ici le creux au centre est très marqué par rapport aux maxima du signal. Si on essaie d'appliquer le dépouillement analytique pour estimer le champ correspondant à la dose minimal $\Delta N/N \sim 2{,}2\%$, on trouve un champ de $1{,}2\,MV/m$, surestimé (de 33%) par rapport au $0{,}9\,MV/m$ maximum atteint dans la simulation Héra. Comme nous l'avons

vu avec le gradient de température, c'est ici la somme de plusieurs composantes du champ électrique (la composante liée au gradient d'intensité laser et la composante liée aux gradients de température et de densité) qui conduit à une mauvaise utilisation du dépouillement analytique.

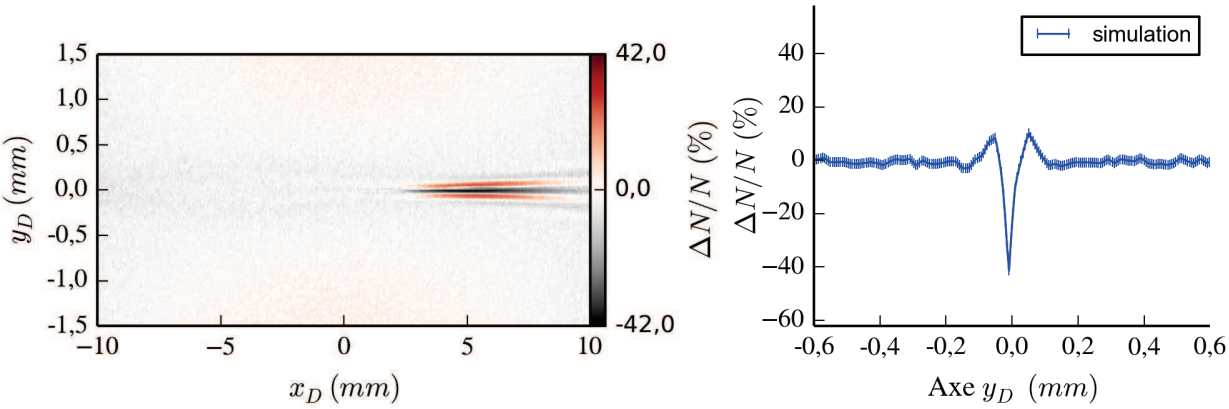


(a) détecteur simulé (b) Coupe en $x_D = 0$

FIGURE 4.27 – Résultat obtenu en utilisant Diane sur la carte de champ 3D de Héra à $50\,ps$.

à $t = 275\,ps$:

À $275\,ps$, les déflexions (figure 4.28) permettent de visualiser indirectement l'autofocalisation du laser. Le point d'autofocalisation montre des accumulations et des déflexions beaucoup plus fortes à cause des gradients de champ électrique liés à ce phénomène. La coupe au point d'autofocalisation montre que la dose minimale est de 41,8%. Si on essaie d'appliquer le dépouillement analytique pour estimer le champ correspondant, on trouve une amplitude de



(a) RCF simulé (b) Coupe en $x_D = 5$

FIGURE 4.28 – Résultat obtenu en utilisant Diane sur la carte de champ 3D de Héra à $t = 275\,ps$

$22\,MV/m$ supérieure de 37% à la valeur maximale de la carte de champ de Héra ($16\,MV/m$). Une nouvelle fois, en s'éloignant du cas idéal, le dépouillement analytique conduit à surestimer le champ électrique. Cette fois-ci c'est la présence de l'instabilité d'autofocalisation qui par l'intermédiaire des gradients de densité et d'intensité laser produit une structure de champ légèrement éloignée du cas idéal.

$\therefore$

Nous avons étudié dans cette section la modélisation numérique de la déflectométrie protonique dans le cas d'un laser peu perturbé. Le rapprochement de ce cas avec une expression analytique permet de valider une nouvelle fois l'utilisation de Diane. Par ailleurs, ils permettent d'analyser le besoin ou non de modélisation en 3D.

1. Pour modéliser les champs électriques, sans approximation, à la fois dans la dimension de la propagation laser (plan (x,y)) et dans la dimension de la propagation des protons (plan (z,y)), il est nécessaire de modéliser l'interaction en $3D$: c'est le rôle du code Héra.
2. Si les variations du potentiel en x sont négligeables, la mesure des déflexions ne dépendra que de E_y. Il est alors possible de choisir un plan $(z,y)_{(x=x_0)}$ et de modéliser les déflexions en 2D dans ce plan. La propagation laser peu perturbée dans un milieu de température et de densité homogène s'approche fortement de ce cas analytique.
3. Si les variations en x ne sont pas négligeables, la modélisation 3D de la déflectométrie protonique permet de reproduire des structures sur les détecteurs. C'est le cas de l'autofocalisation et on verra dans le chapitre 6 que pour des instabilités plus fortes, la filamentation produit des structures particulièrement complexes. Le code Diane est alors un atout pour la modélisation 3D.
4. Dès que le champ électrique s'éloigne de la forme axisymétrique suivante,
$$\begin{cases} E_x &= 0 \\ E_y &= \sqrt{2\exp(1)}E_0 \left(\frac{y}{R_y}\right) \exp\left(-\frac{y^2}{R_y^2} - \frac{z^2}{R_z^2}\right) \\ E_z &= \sqrt{2\exp(1)}E_0 \left(\frac{z}{R_z}\right) \exp\left(-\frac{y^2}{R_y^2} - \frac{z^2}{R_z^2}\right) \end{cases}$$
ou que l'approximation des faibles déviations (voir p. 82) n'est plus vérifiée, le dépouillement analytique n'est pas justifié et la modélisation numérique de la déflectométrie protonique est nécessaire pour estimer à quel point il y a un écart au cas idéal. La modélisation numérique a donc bien un intérêt majeur dans le cas général.

Après avoir discuté dans cette section du lien entre Héra et Diane à travers la modélisation de la déflectométrie protonique, on s'intéresse dans la section suivante au lien entre FCI2 et Héra en présentant le rôle du gradient de température sur la propagation laser.

4.3 Conséquences de la prise en compte du gradient de température

Dans cette section, on s'intéresse aux conséquences de la prise en compte du gradient de température (calculé par FCI2) sur les simulations de la propagation effectuées avec Héra. Pour cela nous comparons dans un premier temps, les résultats d'une simulation réalisée avec gradient de température et ceux d'une simulation réalisée dans des conditions isothermes.

Puis on discute dans un second temps des conséquences du modèle de transport de chaleur utilisé dans FCI2 (local ou non-local) sur le gradient de température et la propagation laser.

4.3.1 Cas isotherme et cas avec gradient de température

Afin de limiter le temps de calcul et comme Diane ne sera pas utilisé dans cette discussion, les simulations Héra ont été réalisée en 2D et le plasma modélisé est restreint à la première moitié du jet de gaz. Il s'agit d'un plasma d'hydrogène de dimension $1\,mm$ (de $x = -1$ à $x = 0\,mm$) dans la direction longitudinale (propagation laser) et $100\,\mu m$ ($y = -50\,\mu m$ à $y = 50\,\mu m$) transversalement. Le profil de densité est celui détaillé page 63, et la densité maximale (en $x = 0$) est de $9\%n_c$. Le laser modélisé a pour longueur d'onde $1{,}053\,\mu m$ avec une énergie de $5\,J$. L'impulsion laser a une durée à mi-hauteur de $1{,}5\,ns$ et le profil temporel utilisé est représenté sur la figure 4.29. Le faisceau est focalisé en $x = -500\,\mu m$ avant la zone où la densité est maximale, avec une ouverture numérique égale à $f_{\#} = 24$ (ce qui correspond à un rayon à mi-hauteur de $30\,\mu m$).

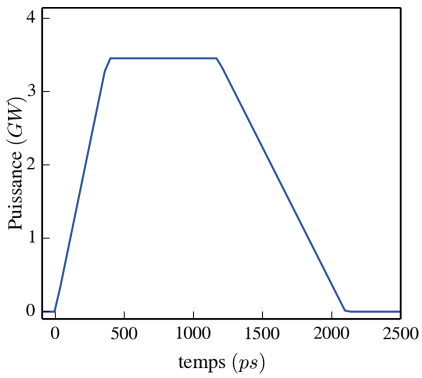
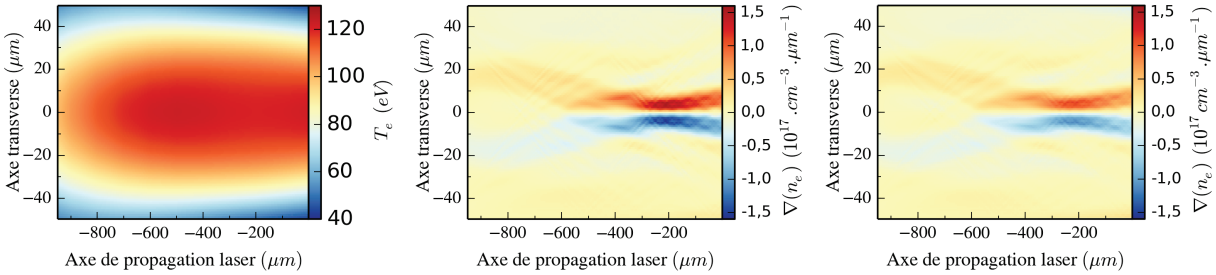


FIGURE 4.29 – Profil temporel de l'impulsion laser

Température, Densité et gradient de pression

Par l'intermédiaire de la pression et du transport électronique, le gradient de température à un impact direct sur les électrons en augmentant le gradient de densité électronique. Ainsi on observe sur les figures 4.30 que la simulation effectuée avec le gradient de température (cf. figure 4.30b) présente une augmentation de 35% du gradient de densité électronique ($\sim 1{,}55.10^{17}\, électrons.cm^{-3}.\mu m^{-1}$) sur l'axe de propagation laser par rapport à la simulation effectuée dans des conditions isothermes ($\sim 1{,}15.10^{17}\, électrons.cm^{-3}.\mu m^{-1}$, cf. figure 4.30c).



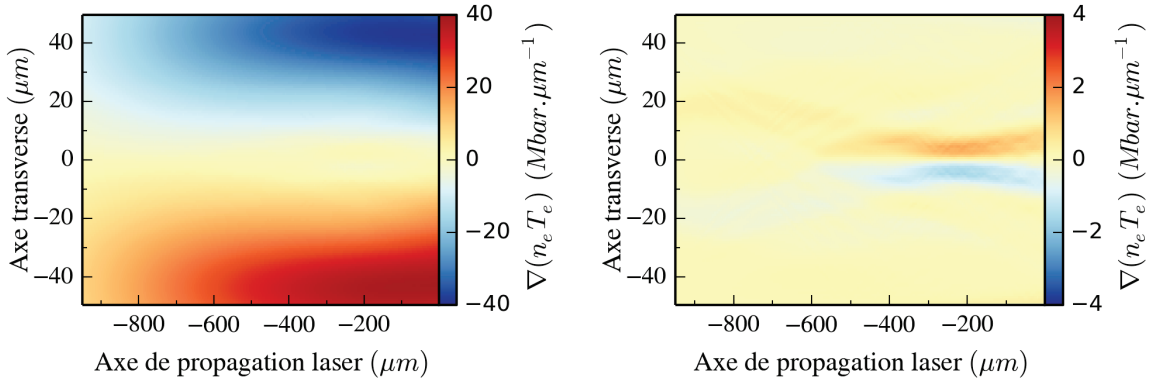
(a) Température électronique directement issue de FCI2

(b) $\nabla(n_e)$: cas avec gradient de température

(c) $\nabla(n_e)$: cas isotherme

FIGURE 4.30 – Simulation Héra à $100\,ps$: cartes de température électronique et conséquences sur le gradient de densité

Par ailleurs, ces gradients de température et densité ont pour conséquence de faire apparaître un gradient de pression électronique significatif (figure 4.31) qui est 25 fois moins fort dans le cas isotherme (passant de $40\,Mbar/\mu m$ avec gradient de température à une valeur de $1{,}6\,Mbar/\mu m$ dans le cas isotherme). Cela a un impact sur les champs électriques qui sera détaillé dans les paragraphes suivants.



(a) Gradient de pression électronique : cas avec gradient de température

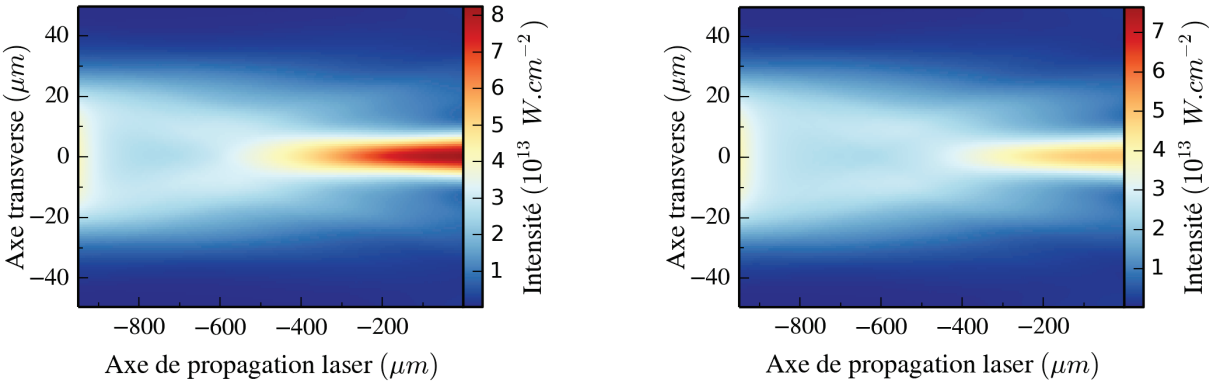
(b) Gradient de pression électronique : cas isotherme

FIGURE 4.31 – Simulation Héra à $100\,ps$: carte du gradient de pression électronique

Propagation laser

Comme nous l'avons expliqué dans le chapitre 2, le gradient de densité influe sur la propagation laser au travers de l'indice optique. Si la densité électronique diminue sur l'axe de propagation laser, cela a pour conséquence de favoriser l'autofocalisation du laser.

En effet on observe ce phénomène sur les figures 4.32, qui représentent l'intensité laser à $100\,ps$ après le début de la propagation dans les deux cas considérés. Avec gradient de température, on observe que l'autofocalisation conduit à une augmentation de 60% de l'intensité sur l'axe de propagation laser, passant d'une intensité $\sim 5.10^{13} W/cm^2$ sans gradient de température à une intensité de $\sim 8.10^{13} W/cm^2$ avec gradient.



(a) Simulation avec gradient de température

(b) Simulation isotherme

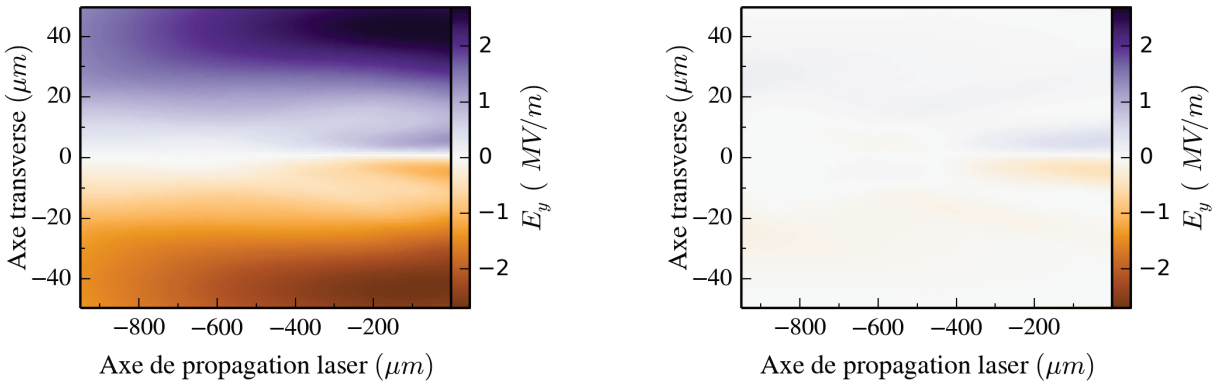
FIGURE 4.32 – Simulation Héra à $100\,ps$: carte de l'intensité laser

Champs électriques

Les champs électriques ont pour origine les gradients de densité et de température à travers la force liée au gradient de pression électronique et le gradient d'intensité laser à travers la force pondéromotrice. Pour un gaz parfait le champ est défini par l'équation suivante :

$$\vec{E} = \frac{T_e k_B}{e} \frac{\vec{\nabla} n_e}{n_e} + \frac{k_B \vec{\nabla} T_e}{e} + \frac{\vec{\nabla} I_{laser}}{2c\, n_c\, e}$$

Nous avons observé dans les paragraphes précédents que la prise en compte du gradient de température augmente ces trois gradients. Il est donc cohérent d'observer que l'intensité du champ électrique augmente en présence du gradient de température. On observe figure 4.33 que l'intensité du champ est 5,4 fois plus grand dans le cas où le gradient de température a été pris en compte (passant d'une valeur de $0{,}5\,MV/m$ dans le cas isotherme à une valeur de $2{,}7\,MV/m$ dans le cas avec gradient de température).

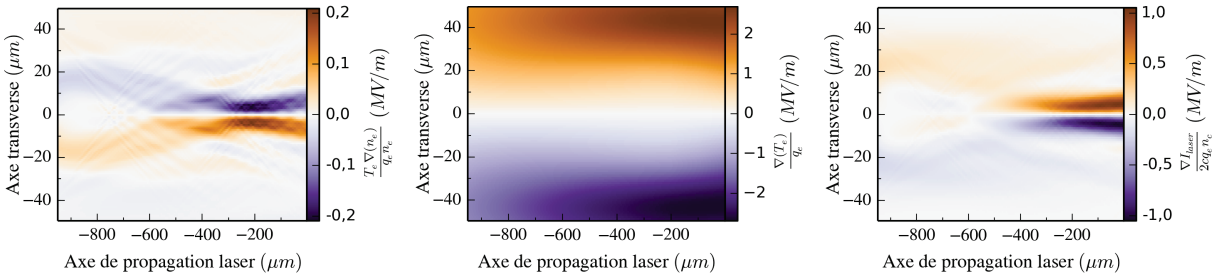


(a) Simulation avec gradient de température

(b) Simulation isotherme

FIGURE 4.33 – Simulation Héra à $100\,ps$: composante E_y du champ électrique

Par ailleurs, les trois termes de l'équation du champ sont représentées figure 4.34 avec gradient de température. On observe que la composante associée à ∇T_e est du même ordre de grandeur que celle liée à la propagation laser, justifiant de nouveau la nécessité à la prendre en compte. En effet, nous avons vu section 4.2.3.2 page 108 que la somme de deux champs électriques même éloignés spatialement impacte significativement la déflexion des protons.



(a) Composante liée à ∇n_e

(b) Composante liée à ∇T_e

(c) Composante liée à ∇I_{laser}

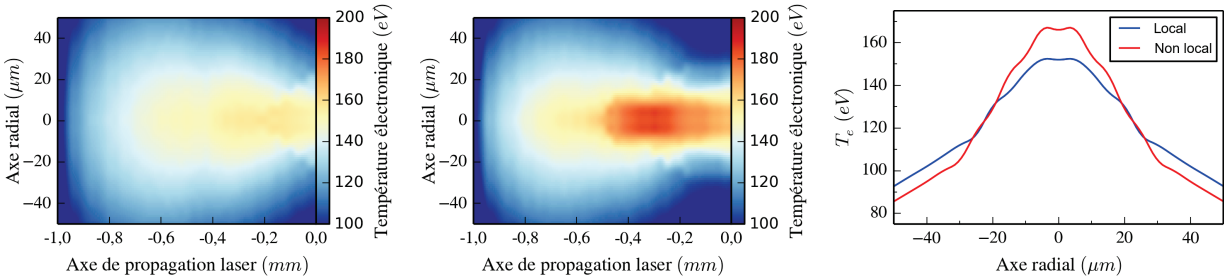
FIGURE 4.34 – Simulation Héra à $100\,ps$: Composantes du champ électrique (Cas avec gradient de température)

4.3.2 Impact de la non-localité

Dans la section précédente nous avons montré que le gradient de température impacte la densité électronique, la propagation laser et les champs électriques associés. Or le transport de chaleur conditionne le gradient de température. Il était donc logique d'étudier l'impact de deux modèles de transport différents sur la propagation laser et les paramètres plasmas.

La simulation du chauffage plasma a été de nouveau réalisée avec FCI2 en prenant en compte un modèle de transport local, tous les autres paramètres restant inchangés. Puis le gradient de température calculé a été utilisé dans Héra pour modéliser la propagation laser.

La figure 4.35 montre que dans notre cas (Z faible, faible densité et intensité modérée) les gradients sont faibles et la différence entre les deux modèles est très faible.



(a) Température électronique avec chauffage local

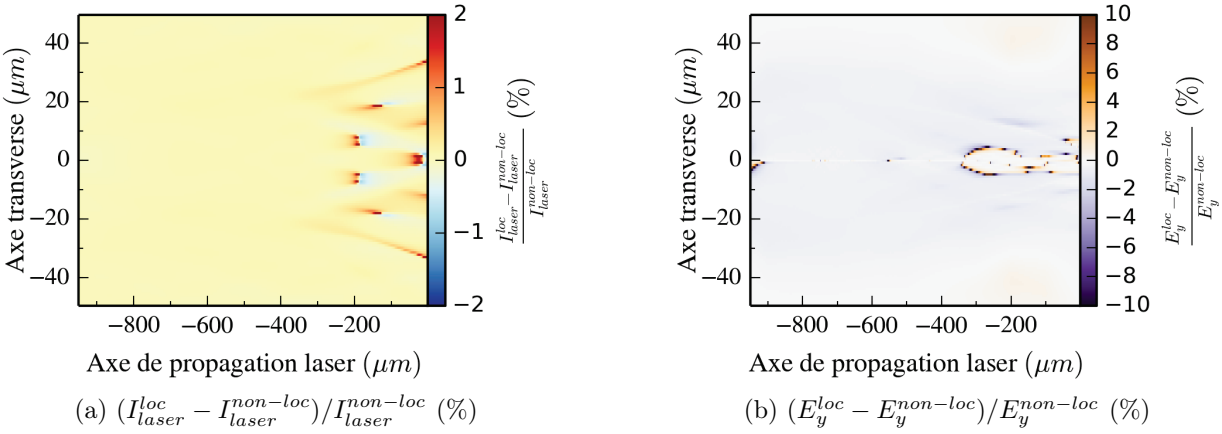
(b) Température électronique avec chauffage non-local

(c) coupe en $x = 0$

FIGURE 4.35 – Simulation FCI2 à $300\,ps$: Comparaison entre la température électronique calculée avec un transport local ou non-local

Pour comparer les simulations effectuées, la figure 4.36 représente l'écart $(I_{laser}^{non-loc} - I_{laser}^{loc})/I_{laser}^{loc}$ et $(E_y^{loc} - E_y^{non-loc})/E_y^{non-loc}$. On observe que la propagation laser et les champs électriques sont peu influencés par le modèle choisi (l'écart est essentiellement nul sur tout le domaine). Pour l'intensité laser, il y a seulement 2% de différence entre les deux modèles au niveau des zones de très forts gradient. Pour la composante transverse du champ électrique E_y, il y a moins de 10% de différence toujours au niveau des plus forts gradients. Bien que la thématique du transport de chaleur soit pertinente étant donnée l'influence du gradient de température sur la propagation laser et les champs électriques, nos conditions [2] ne sont pas favorables à la présence de gradient de température fort et à maximiser un effet lié à la non-localité du transport. Cependant même si ce n'est pas le cas dans notre exemple, la non-localité serait susceptible d'impacter la propagation du faisceau d'interaction.

2. Un élément de Z faible associé à une faible densité implique un faible chauffage par Bremsstrahlung inverse.



(a) $(I^{loc}_{laser} - I^{non-loc}_{laser})/I^{non-loc}_{laser}$ (%) (b) $(E^{loc}_{y} - E^{non-loc}_{y})/E^{non-loc}_{y}$ (%)

FIGURE 4.36 – Simulation Héra à $300\,ps$: :Comparaison des intensités et des champs électriques entre le modèle local et non-local

Transport non-local et perturbation en densité dans Héra

Jusqu'à présent nous avons vu que la non-localité est une caractéristique du transport de chaleur qui s'éloigne d'un modèle de diffusion (loi de Fourier et conductivité de Spitzer). Les gradients de température et de densité peuvent alors être plus forts que dans le cas local ce qui peut modifier le gradient d'indice optique et la propagation du laser. Comme il n'y a pas de modèle de transport de chaleur dans Héra donc pas de possibilité de prendre en compte la non-localité du transport, nous avons associé les codes FCI2 et Héra.

Comme la non-localité du transport de chaleur peut avoir un effet sur la propagation laser, V. Yu. Bychenkov et A. V. Brantov [67, 68] ont proposé une approche analytique pour des plasmas où $Z \gg 1$. Ils ont montré que la non-localité du transport de chaleur induit des perturbations de densité électronique et ont proposé un ajustement numérique[3]. Ces perturbations conduisent notamment à diminuer la valeur du seuil en intensité de l'instabilité de filamentation. Il existe dans Héra la possibilité d'utiliser cette expression modifiée de la perturbation en densité pour prendre en compte artificiellement la non-localité du transport de chaleur.

Pour illustrer les conséquences liées à l'utilisation de ce modèle, les figures 4.37 et 4.38 illustrent la propagation d'un faisceau laser de diamètre à mi-hauteur 30µm (suivant la loi temporelle des expériences réalisées) dans un plasma d'hydrogène de densité maximale $9\%n_c$ (profil du jet de gaz de l'expérience 2).

3. formules (7) à (13) de l'article [67]

La première simulation est réalisée avec une énergie de $5\,J$ sans l'option *non-locale* de Héra (figure 4.37), à $300\,ps$ un début d'autofocalisation apparaît. À $5\,J$ l'utilisation de cette option entraîne l'arrêt prématuré du calcul. Pour comprendre ce qui se produit, une seconde simulation a été réalisée à $0{,}5\,J$ (figure 4.38). On s'aperçoit que malgré une énergie diminuée d'un facteur 10, l'autofocalisation est particulièrement forte et conduit à une intensité 10 fois supérieure au cas précédent.

Pour des énergies proches des expériences réalisées, nous avons considéré ce modèle mais dès les premières simulations nous nous sommes aperçus que les calculs s'arrêtaient immédiatement (avant d'atteindre $10\,ps$) : l'autofocalisation très forte qui se produit est mal résolue par le code et conduit à des sur-intensités puis à un calcul inexact du déplacement des électrons produisant une erreur numérique qui conduit à l'arrêt de la simulation. Dans nos conditions, seules des énergies laser très faibles permettent de réaliser le calcul avec ce modèle.

On en conclut que l'aspect non-local peut affecter très fortement la propagation laser. Cependant nos conditions (avec $Z = 1$) ne sont pas idéalement adaptées à l'utilisation du modèle analytique. Sur le plan numérique, ce modèle arrête prématurément le calcul dans tous les cas présentés par la suite dans ce travail et ne sera pas utilisé dans ce travail.

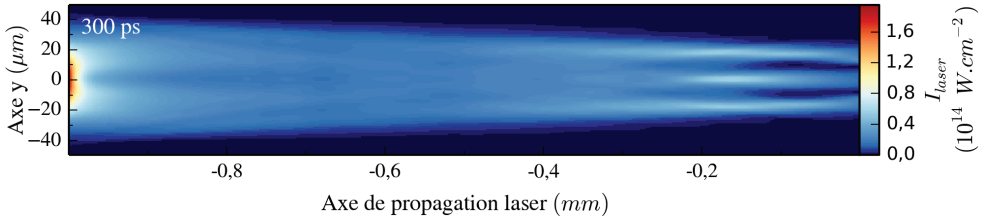


FIGURE 4.37 – Simulation Héra à $300\,ps$: propagation laser (énergie totale $5\,J$) calculée sans l'option non-locale

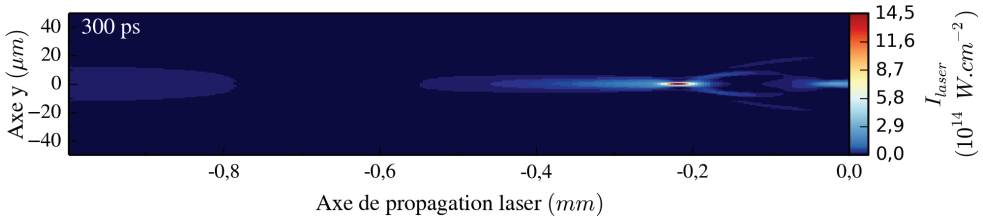


FIGURE 4.38 – Simulation Héra à $300\,ps$: propagation laser (énergie totale $0{,}5\,J$) calculée avec l'option non-locale

$\therefore$

Ce chapitre a illustré la démarche mise en place sur le plan numérique afin de modéliser le chauffage plasma, l'interaction laser-plasma et la déflectométrie protonique.

Nous avons vu que l'utilisation successive de FCI2, Héra et Diane est aujourd'hui opérationnelle pour décrire une interaction laser-plasma dans un régime où les intensités et les instabilités sont modérées.
Nous avons ensuite détaillé la possibilité et l'intérêt de simuler le diagnostic de déflectométrie protonique en 3D justifiant le choix de coupler Héra et Diane.
Enfin, nous avons présenté l'utilité de prendre en compte le gradient de température dans nos simulations, à la fois pour ses conséquences sur la propagation laser mais surtout sur les champs électriques et donc la déflectométrie protonique.

Chapitre 5

Caractérisation du plasma lors des expériences réalisées

Dans ce chapitre, grâce au diagnostic de diffusion Thomson je caractérise le plasma produit lors de nos expériences. Un élément important est la prise en compte du volume sondé, non négligeable devant la longueur caractéristique des gradients. Pour prendre en compte ce volume, j'ai traité les résultats de FCI2 afin de calculer une température moyennée dans le volume 3D sondé. Les résultats sont présentés pour les configurations suivantes : faisceau d'interaction avec faisceau lissé (expérience 2) et faisceau d'interaction seul (expérience 1). Cette section permet de montrer que les gradients simulés avec FCI2 sont compatibles avec les mesures obtenues et ce sont ces simulations que j'utilise dans Héra dans le chapitre suivant. Dans un second temps, la densité et la température déterminées permettent de définir les grandeurs caractéristiques liées à la propagation laser (intensités seuils, puissances critiques) et au transport (libre parcours moyen et longueur de gradient). Ce chapitre permet donc de caractériser la problématique que nous avons cherchée à explorer. Dans nos expériences, on conclut à un régime de propagation laser particulièrement instable ($P/Pc \gg 50$).

5.1 Paramètres des simulations et importance du volume sondé expérimentalement

Sur le plan numérique, le code FCI2 permet de modéliser le dépôt et le transport de chaleur dans le plasma et ainsi de confronter les résultats expérimentaux aux résultats numériques. Pour les deux expériences réalisées, nous présentons dans cette section les paramètres utilisés pour la modélisation numérique et nous illustrons l'importance de prendre en compte le volume sondé expérimentalement.

5.1.1 Cas d'un faisceau d'interaction seul

Paramètres de la simulation

Dans cette configuration il n'y a pas de faisceau RPP qui ionise le plasma. Afin de se rapprocher le plus possible des conditions de l'expérience 1 consacrée à l'étude de la propagation d'un faisceau laser dans un gaz d'Hélium initialement neutre (page 57), les simulations FCI2 du dépôt et du transport de chaleur ont été réalisées en modélisant la propagation d'un faisceau laser gaussien de rayon à mi-hauteur $6\,\mu m$, transportant une énergie de $45\,J$. L'impulsion laser a une durée de $1{,}5\,ns$ et la loi de puissance temporelle du laser utilisée est celle décrite sur la figure 3.8. L'ouverture numérique du faisceau est $f_{\#} = 10$ et il est focalisé $500\,\mu m$ avant la zone de densité maximale.

Le plasma d'Hélium a une longueur de $1{,}8\,mm$ dans la direction de propagation laser ($900\,\mu m$ de part et d'autre du maximum de densité) et une dimension transverse de $1{,}1\,mm$. La densité maximale du plasma est $3{,}6\,\%n_c$ et le profil de densité utilisé est celui décrit en (3.2). En initialisant un profil de densité gaussien dans la simulation, j'ai fait en sorte de prendre en compte le gradient de densité expérimental. Dans ce chapitre, la coordonnée $x = 0\,\mu m$ correspond à la zone où la densité initiale est maximale.

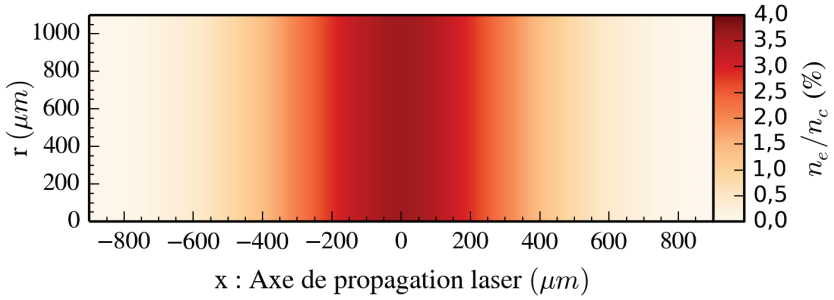


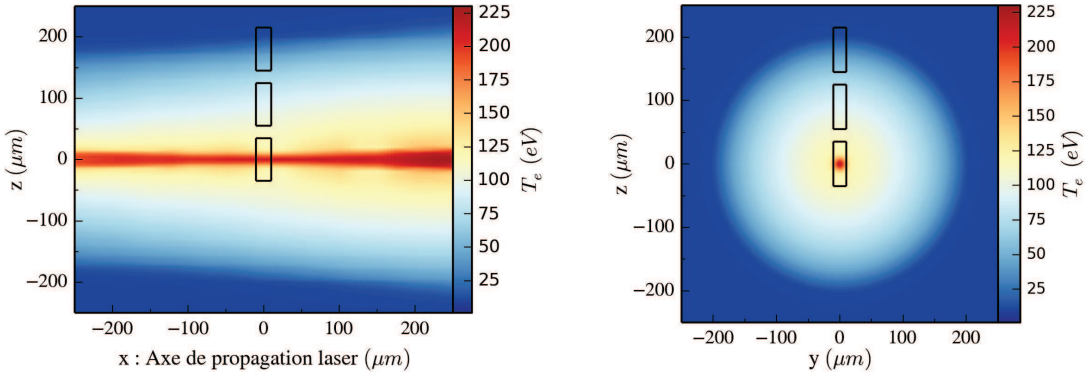
FIGURE 5.1 – Profil de densité initiale utilisé dans FCI2

Le code FCI2 permet de choisir parmi plusieurs modélisations du transport de chaleur (local, flux limite ou noyau délocalisé). Pour les simulations de ce chapitre le modèle choisi est celui du calcul d'un noyau délocalisé [18]. Le plasma est initialisé à une température électronique de $10\,eV$.

Volume sondé

Expérimentalement, le volume sondé par diffusion Thomson dépend du diamètre du faisceau sonde, de l'ouverture des fentes des spectromètres et de la caméra à balayage de fente. On rappelle que la mesure est effectuée en trois points de l'espace. Chaque mesure est intégrée sur un volume de $(30\,\mu m)^3$. La proportion que ce volume représente vis à vis du gradient

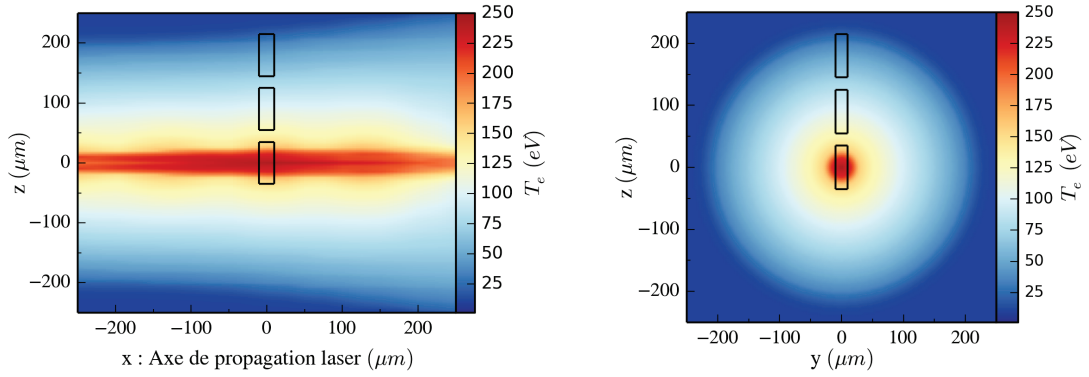
de température électronique calculé par FCI2, que l'on souhaite mesurer expérimentalement, est représenté sur les figures 5.2 par un rectangle noir pour chaque volume sondé. Ces images représentent une carte de la température électronique, 400 ps après le début de la propagation du faisceau d'interaction. Sur la figure de gauche 5.2a le laser se propage de la gauche vers la droite, la figure 5.2b est une vue de face où le laser se dirige vers le lecteur.



(a) Carte de température (point de vue où le laser se propage de la gauche vers la droite).

(b) Carte de température (point de vue où le laser vient de face)

FIGURE 5.2 – Cartes de la température électronique calculée par FCI2 à 400 ps après le début de la propagation laser. Les volumes sondés expérimentalement sont représentés par des rectangles noirs.



(a) Carte de température (point de vue où le laser se propage de la gauche vers la droite).

(b) Carte de température (point de vue où le laser vient de face)

FIGURE 5.3 – Cartes de la température électronique calculée par FCI2 à 600 ps après le début de la propagation laser. Les volumes sondés expérimentalement sont représentés par des rectangles noirs.

Impact du volume sondé sur les gradients de température et de densité

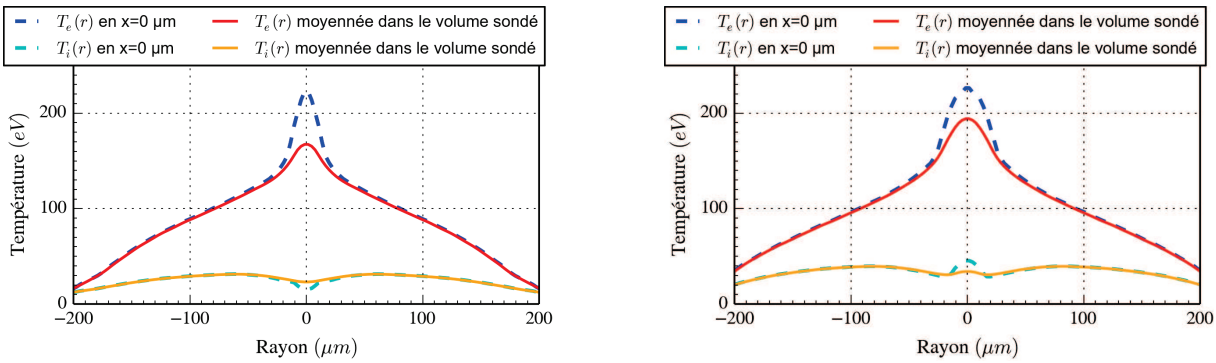
Pour prendre en compte le volume sondé expérimentalement, j'ai traité les résultats de la simulation afin de moyenner les températures électronique et ioniques sur le volume à considérer. Les figures 5.4 représentent la distribution spatiale des températures électronique et ionique moyennées sur le temps d'intégration de la mesure expérimentale (soit sur $200\,ps$), avec et sans la prise en compte du volume d'intégration expérimental. Les courbes en pointillés sont des coupes en $x = 0$. Les courbes pleines représentent les températures le long du même axe mais prennent en compte le volume d'intégration expérimental. La figure 5.4a permet d'observer l'impact du volume expérimental sur les températures calculées à $400\,ps$ ($\pm 100\,ps$) et la figure 5.4b à $600\,ps$ ($\pm 100\,ps$) après le début de la propagation.

À la fin de la montée de l'impulsion laser, on observe (figure 5.4a à $400\,ps$) que le gradient de température électronique est de $80\,eV$ en $20\,\mu m$ (courbe bleue) sur l'axe laser. Comme le montrent les figures 5.2a, une large zone tiède est comprise dans le volume sondé, cela a pour conséquence d'atténuer le gradient mesurable ($25\,eV$ en $20\,\mu m$, courbe rouge). Une fois le plateau d'intensité atteint (figure 5.4b à $600\,ps$), la température s'est un peu uniformisée par conduction, le gradient est un peu moins raide ($50\,eV$ en $20\,\mu m$). À cet instant, l'impact du volume sondé, bien que toujours présent, est réduit et le gradient est légèrement atténué par l'effet de moyenne ($30\,eV$ en $20\,\mu m$).

Les gradients de températures ioniques sont très faibles et les effets de moyennes sont beaucoup moins importants. Au début des simulations FCI2, la densité électronique diminue sur l'axe de propagation laser (creusement thermique du plasma), cela n'est pas favorable à l'échange d'énergie entre les électrons et les ions sur l'axe ce qui pourrait être une explication au fait que le profil de température ionique présente un creux. En effet, la relaxation électron-ion (puissance échangée par unité de volume $Q_{ei}\,[W/m^3]$) dépend d'un paramètre de couplage électron-ion (C_{ei} qui dépend de la densité) et de l'écart entre les températures électronique et ionique :

$$\begin{aligned} Q_{ei} &= C_{ei}\,(T_e - T_i) \\ &= \frac{2m_e}{m_i}\nu_{ei}\,\frac{3}{2}n_e k_B\,(T_e - T_i) \end{aligned}$$

avec ν_{ei} la fréquence de collisions électron-ion (voir page 23). Ainsi pour $t = 400\,ps$ on note que $Q_{ei} = 5.10^{15}\,W/m^3$ en $r = 0$ alors qu'en $r = 50\,\mu m$, $Q_{ei} = 3.10^{16}\,W/m^3$.



(a) Températures en fonction du rayon, 400 ps après le début de la propagation

(b) Températures en fonction du rayon, 600 ps après le début de la propagation

FIGURE 5.4 – Coupes des cartes de température électronique et ionique calculées par FCI2 en $x = 0\,\mu m$ avec et sans prendre en compte l'intégration sur le volume sondé.

Dans cette configuration, les effets de moyenne induits par le volume sondé sont importants pour la température électronique, ils doivent être pris en compte pour comparer les mesures aux simulations.

5.1.2 Cas d'un faisceau d'interaction précédé par un faisceau lissé

Paramètres de la simulation

Afin de se rapprocher le plus possible des conditions de l'expérience 2 consacrée à l'étude liée à l'ionisation et à la propagation d'un faisceau laser dans un plasma ionisé (page 62), le plasma modélisé dans cette section est composé d'hydrogène, le profil de densité modélisé est celui détaillé dans la section (3.7) avec une densité maximale de 3 %n_c au centre du plasma. Afin de prendre en compte le gradient de densité, le domaine simulé a une longueur de 2 mm (1 mm de part et d'autre du maximum de densité) selon la direction de propagation laser et une dimension transverse de 1,1 mm. On rappelle que dans cette configuration, le profil du jet

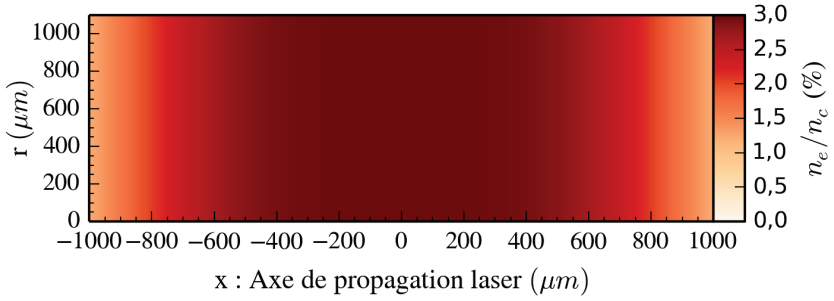


FIGURE 5.5 – Profil de densité initiale utilisé dans FCI2

de gaz a été choisi afin que la densité soit plus homogène dans la direction de la propagation laser que dans la configuration précédente.

À partir d'une température électronique initiale ($\sim 10\,eV$), on modélise le chauffage dû au faisceau d'ionisation (RPP) : profil lissé de type hyper-gaussien d'ordre 6 et de $1\,mm$ de diamètre. L'ouverture numérique de ce faisceau est $f_{\#} = 5$, et son énergie est de $550\,J$. Il est focalisé $1\,mm$ après la zone où la densité est maximale et comme il s'agit d'un faisceau lissé, sa longueur de Rayleigh est très grande et il n'y a donc pas de variation d'intensité sur la longueur du plasma. Expérimentalement son rôle est d'ioniser de manière homogène le plasma et de produire un chauffage que nous modélisons avec FCI2.

Modélisation du faisceau d'interaction

Après $2\,ns$ de propagation de ce faisceau lissé, on fait propager le second faisceau dit d'interaction. Ce dernier a un rayon à mi-hauteur de $20\,\mu m$, l'ouverture numérique utilisée est de $f_{\#} = 27$ et son énergie est de $30\,J$. La focalisation de ce faisceau d'interaction est localisée $500\,\mu m$ avant la zone où la densité est maximale.

Chaque faisceau a une durée d'impulsion de $1{,}5\,ns$ et suit la loi de puissance décrite dans la section (3.8).

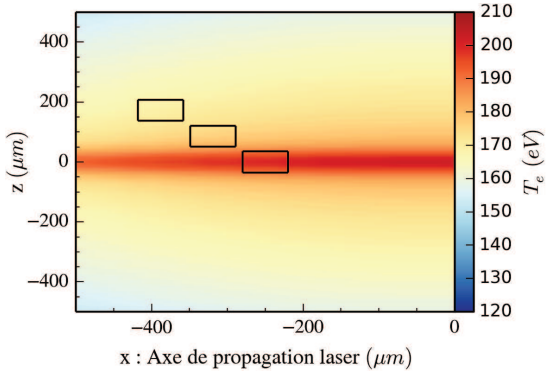
Volume sondé expérimentalement

Comme précédemment, le volume sondé dépend de la configuration expérimentale. Dans cette expérience, la mesure est intégrée sur un volume de $(60\,\mu m)^3$. Ces volumes sont représentés en noir sur les figures 5.6 et 5.7b, qui représentent la température électronique calculée par FCI2 respectivement à $300\,ps$ et à $1100\,ps$ après le début de la propagation du faisceau d'interaction.

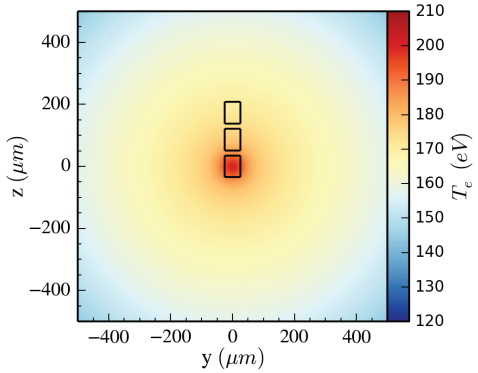
On observe (figures 5.6) que le volume sondé expérimentalement englobe le gradient de température créé par la propagation du faisceau d'interaction et qu'une très faible zone tiède est comprise dans la mesure expérimentale. Nous allons dans le paragraphe suivant montrer l'impact de la prise en compte de ce volume sur les gradients.

Impact du volume sondé sur les gradients de température et de densité

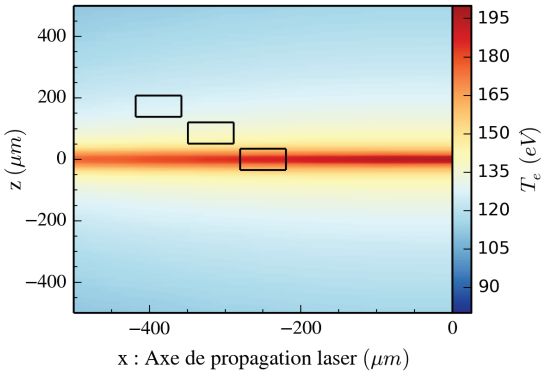
Les figures 5.7a et 5.7b représentent les coupes des cartes des températures électroniques (sur l'axe des volumes sondés), respectivement à $300\,ps$ et $1100\,ps$ après le début de la propagation du faisceau d'interaction. Ces coupes ont été moyennées sur le temps d'intégration de la mesure expérimentale (soit $400\,ps$). Elle prennent en compte (courbes pleines) ou non (courbes en pointillés) le volume de mesure expérimental.



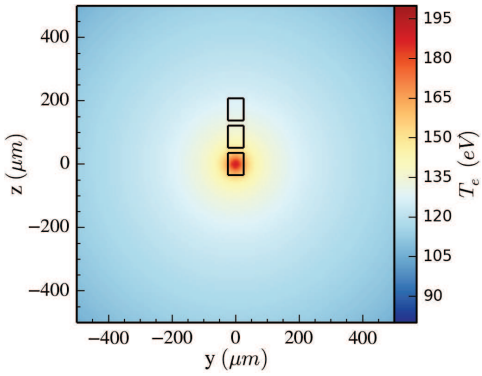
(a) Carte de température à $t = 300\,ps$ (point de vue où le laser se propage de la gauche vers la droite).



(b) Carte de température à $t = 300\,ps$ (point de vue où le laser vient de face).



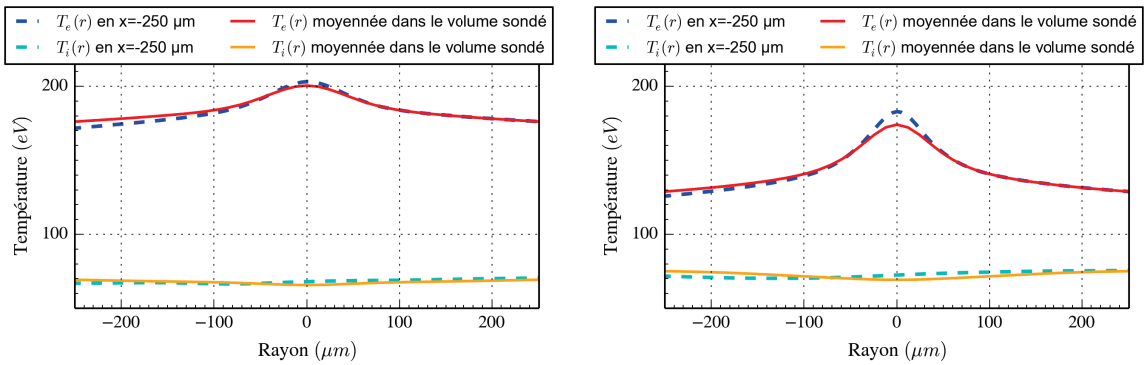
(c) Carte de température à $t = 1100\,ps$ (point de vue où le laser se propage de la gauche vers la droite)



(d) Carte de température à $t = 1100\,ps$ (point de vue où le laser vient de face)

FIGURE 5.6 – Carte de température électronique calculée par FCI2, à $t = 300\,ps$ et $t = 1100\,ps$ après le début de la propagation du faisceau d'interaction. Les rectangles en noirs délimitent les volumes sondés expérimentalement.

Lors de la montée de la puissance laser, à $300\,ps$ (figure 5.7a), le gradient de température est faible ($10\,eV$ en $50\,\mu m$, courbe bleue). Cela est dû au chauffage uniforme du plasma produit par le faisceau d'ionisation, ce qui diminue les écarts entre la température hors axe et celle sur l'axe qui est augmentée par la présence du faisceau d'interaction. De plus, le diamètre du faisceau d'interaction est plus grand (diamètre à mi-hauteur $20\,\mu m$) que dans la configuration précédente (diamètre à mi-hauteur $6\,\mu m$), cela a pour conséquence que la zone chauffée par le faisceau d'interaction est plus grande que dans la configuration précédente, le gradient de température est alors moins raide. Comme le gradient de température est faible et plus large que précédemment, l'effet de moyenne dû au volume sondé est moins important (l'effet de moyenne induit un gradient de $7\,eV$ au lieu de $10\,eV$ en $50\,\mu m$, courbe rouge).



(a) Température électronique et ionique à $t = 300\,ps$

(b) Température électronique et ionique à $t = 1100\,ps$

FIGURE 5.7 – Coupes des cartes de températures électronique et ionique calculées par FCI2 à $t = 1100\,ps$ et à $x = -250\,\mu m$, avec et sans prise en compte du volume sondé expérimentalement.

Pendant le plateau de l'impulsion laser, à $1100\,ps$ (figure 5.7b), le gradient de température ($27\,eV$ en $50\,\mu m$, courbe bleue) augmente. Cela peut s'expliquer par le fait que le plasma, chauffé de manière homogène par le faisceau lissé, se refroidit alors que le faisceau d'interaction continue à déposer de l'énergie. Cependant comme la largeur du faisceau d'interaction est équivalente au volume sondé, la prise en compte du volume sondé a peu de conséquence (l'effet de moyenne induit un gradient de $18\,eV$ en $50\,\mu m$, courbe rouge).

$\therefore$

En conclusion, dans la configuration où le faisceau d'interaction se propage seul, le volume d'intégration de la mesure expérimentale a pour effet de lisser les gradients de température mesurés, et il est important dans ce cas de le prendre en compte pour la comparaison entre les résultats expérimentaux et les résultats numériques de la caractérisation du plasma.

Dans le cas où le plasma a été ionisé en amont par un faisceau lissé, le chauffage induit par ce faisceau est uniforme et la largeur du faisceau d'interaction est équivalente à celle du volume sondé. Cela a pour conséquence de diminuer les effets de la non prise en compte du volume sondé.

Dans les paragraphes suivants, la comparaison entre les résultats expérimentaux et ceux calculés par la simulation sont présentés pour les deux configurations en prenant en compte le volume de mesure expérimental.

5.2 Estimation de la température et de la densité par diffusion Thomson

La diffusion Thomson permet d'effectuer une mesure de la densité et des températures ionique et électronique du plasma. Grâce à trois fentes, nous avons vu que la mesure s'effectue en trois points de l'espace, de plus l'utilisation d'une caméra à balayage de fente permet d'obtenir une évolution temporelle, enfin la mesure est intégrée spatialement sur le volume sondé pour chaque fente. Cela permet d'évaluer les gradients spatiaux et temporel. L'analyse des spectres ioniques permet d'estimer les températures électronique et ionique, ces températures sont cohérentes avec l'analyse des spectres électroniques permettant de déduire la densité électronique du plasma.

5.2.1 Cas d'un faisceau d'interaction avec pré-ionisation du plasma par un faisceau lissé

5.2.1.1 Profil spatial

On s'intéresse maintenant à la comparaison entre les gradients spatiaux des résultats expérimentaux et de ceux calculés par la simulation.

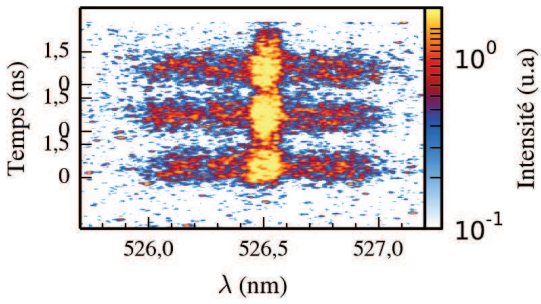
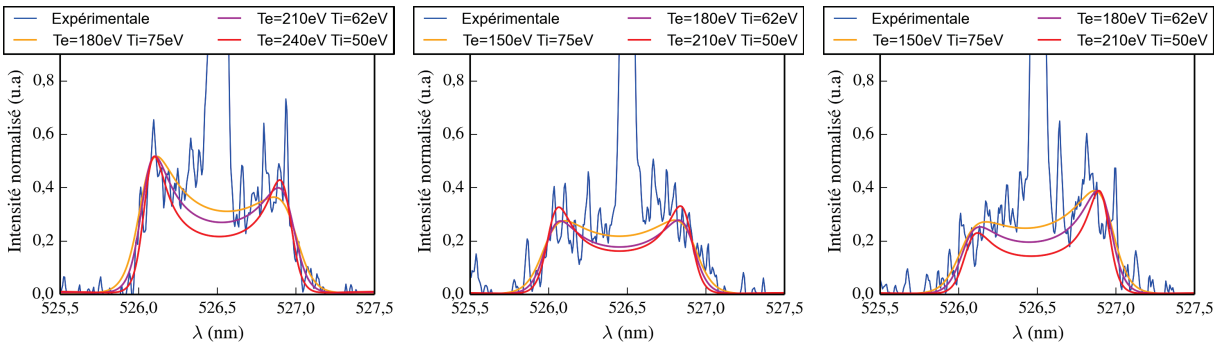


FIGURE 5.8 – Spectres ioniques expérimentaux. On obtient pour les trois fentes, des résonances ioniques résolues en temps. Les zéros de l'axe temporel correspondent pour chaque fente au début de la propagation du faisceau d'interaction (tir 35 réalisé le 06/05/2014).

Le spectre ionique que nous discutons est représenté sur la figure 5.8. Ce spectre correspond à la diffusion Thomson mesurée pendant la propagation du faisceau d'interaction d'énergie 31 J dans un plasma de densité maximale initiale de 3 $\%n_c$, précédé par la propagation du faisceau d'ionisation d'énergie 515 J. La mesure a été réalisée de manière à sonder la zone du plasma située 250 μm avant la zone où la densité est maximale sur l'axe de propagation laser. Les résonances sur les fentes du bas, du milieu et du haut correspondent

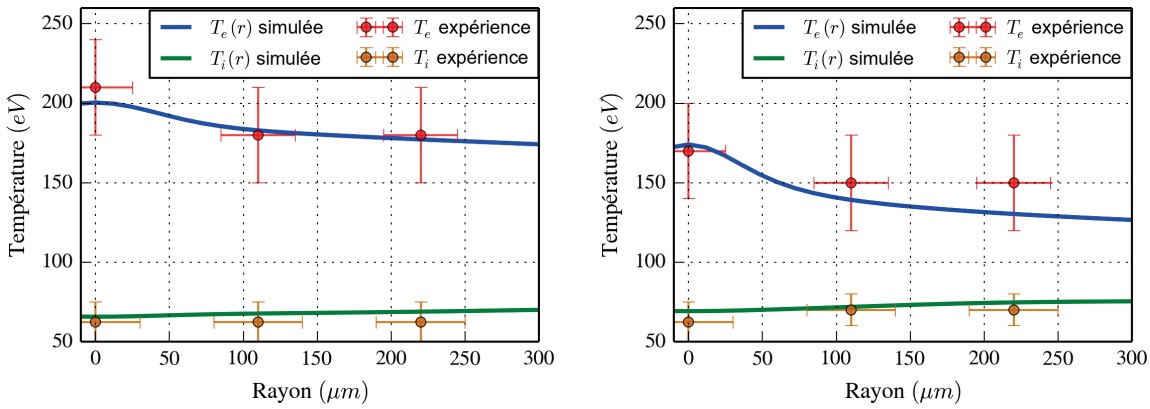


(a) Sur l'axe (b) fente milieu - 110 μm (c) fente bas - 220 μm

FIGURE 5.9 – Coupes et analyses des spectres ionique à $300 \pm 200\,ps$ pour les trois fentes (une vitesse de dérive de $10^6\,cm/s$ est utilisée pour les ions et l'asymétrie de l'amplitude des résonances est due à une vitesse électronique de $8.10^7\,cm/s$).

respectivement au signal diffusé sur l'axe, à 110 μm et à 220 μm de l'axe de propagation du faisceau d'interaction. On note que le signal des résonances est fortement perturbé par le signal du faisceau sonde. Par ailleurs, nous verrons que les conditions en température obtenues correspondent à des résonances particulièrement larges. Les coupes des résonances de chaque fente à $t = 300 \pm 200\,ps$ après le début de la propagation du faisceau d'interaction sont représentées sur la figure 5.9. Trois ajustements théoriques sont représentés pour montrer différents couples (T_e,T_i) possibles ce qui constitue la barre d'erreur des résultats suivants.

En prenant en compte le volume sondé, les résultats expérimentaux et numériques représentés sur la figure 5.10 sont en accord. On observe que la température électronique décroît à peine lorsque l'on s'éloigne de l'axe de propagation laser et que la température ionique est

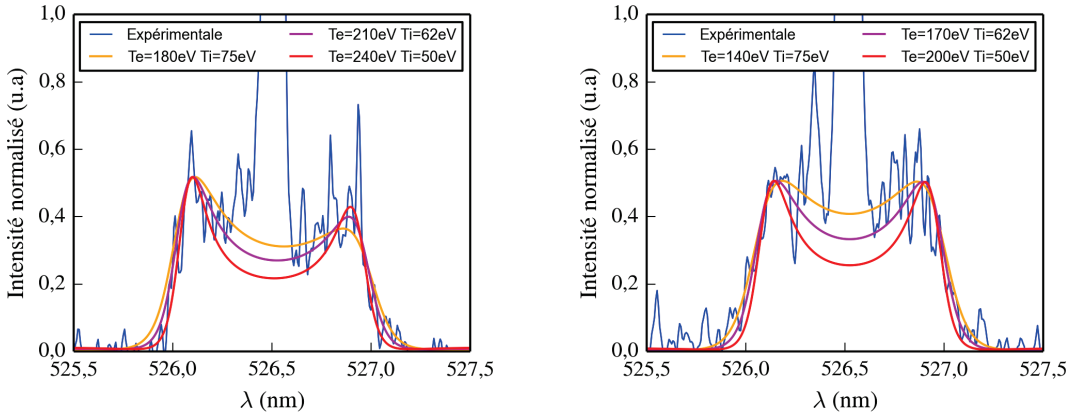


(a) à $300 \pm 200\,ps$ (b) à $1100 \pm 200\,ps$

FIGURE 5.10 – Comparaison entre les résultats FCI2 (moyennés dans le volume sondé) et les mesures expérimentales pour l'évolution spatiale des températures électronique et ionique

constante radialement. Les résultats obtenus ne permettent pas de décrire précisément le gradient de température électronique issu de FCI2. Les barres d'erreur dans la dimension spatiale correspondent à la dimension des fentes utilisées (l'émission est sélectionnée spatialement par 3 fentes sur la caméra à balayage de fente).

5.2.1.2 Évolution temporelle sur l'axe de propagation laser

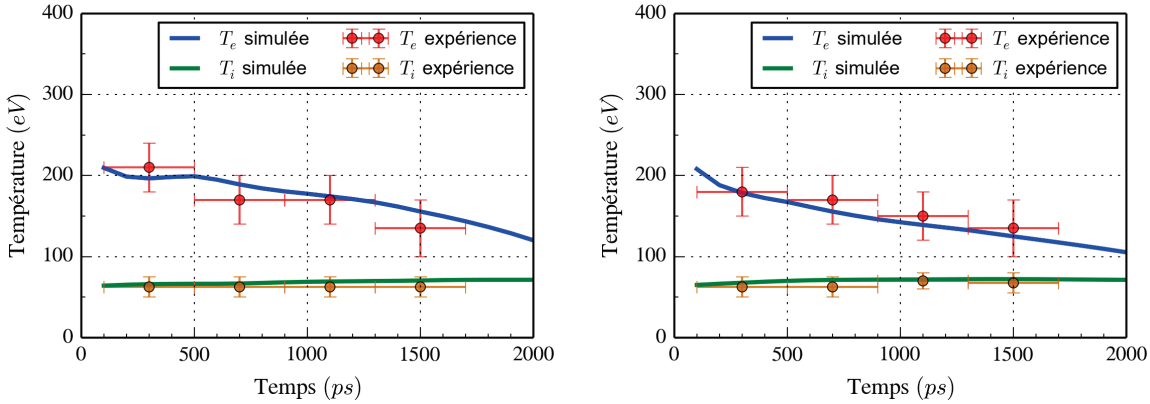


(a) Sur l'axe : $t = 300 \pm 200\,ps$ (b) Sur l'axe : $t = 1100 \pm 200\,ps$

FIGURE 5.11 – Coupes et analyses des spectres ionique sur l'axe (une vitesse de dérive de $10^6\,cm/s$ est utilisée pour les ions et l'asymétrie de l'amplitude des résonances est due à une vitesse électronique de $8.10^7\,cm/s$).

On s'intéresse maintenant aux évolutions temporelles des températures. Les coupes du spectre ionique (figure 5.8) qui nous permettent d'obtenir l'évolution temporelle des températures électronique et ionique sont présentées sur la figure 5.11. On rappelle que cette mesure a été réalisée de manière à sonder la zone du plasma située à $250\,\mu m$ avant la zone où la densité est maximale sur l'axe de propagation laser.

On observe sur les figures 5.12 que les résultats expérimentaux pour les mesures de l'évolution temporelle des températures sont compatibles avec les résultats calculés avec la simulation. Sur ces figures, l'intégration temporelle du signal sur la caméra à balayage de fente et l'incertitude entre l'arrivée des deux faisceaux déterminent la barre d'erreur temporelle. On remarque que la température électronique décroît lentement au cours du temps. Cela correspond au refroidissement qui suit la fin de la propagation du faisceau lissé, refroidissement qui est ralenti par le chauffage du faisceau d'interaction. On remarque que la température ionique augmente très lentement au cours du temps. Cela correspond au chauffage des ions dont la dynamique prend beaucoup plus de temps étant donné le faible taux de collision entre les électrons et les ions.



(a) Sur l'axe (b) Fente du milieu - 110 μm

FIGURE 5.12 – Comparaison entre les résultats FCI2 (moyennés dans le volume sondé) et les mesures expérimentales pour l'évolution temporelle des températures électronique et ionique

Variation en densité

Lors de l'expérience nous avons fait varier la densité électronique initiale. Lorsque la densité initiale passe de $3\%n_c$ à $9\%n_c$, on observe que les températures électronique et ionique augmentent respectivement en moyenne de $100\,eV$ et de $40\,eV$ (figures 5.13 et 5.14). Cette augmentation du chauffage qui suit celle de la densité s'explique par une absorption par Bremsstrahlung inverse plus efficace ($\propto n_e^2$) qui augmente T_e et un taux de collision plus important qui augmente T_i plus rapidement. Les deux séries ont été réalisées à une journée d'intervalle dans des conditions identiques pour le faisceau d'interaction (énergie d'interaction : $\sim 30\,J$). Les comparaisons aux simulations FCI2 sont représentées sur les figures 5.13 et 5.14.

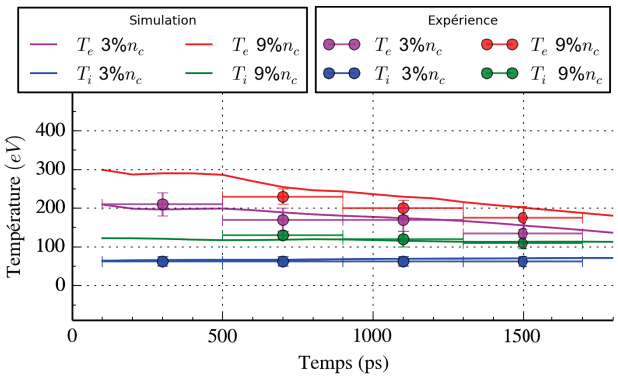


FIGURE 5.13 – Évolution temporelle des températures électronique et ionique simulées par FCI2 (moyennées dans le volume sondé) en fonction de la densité électronique initiale sur l'axe (comparée aux tirs 33 et 35 réalisés le 06/05/2014).

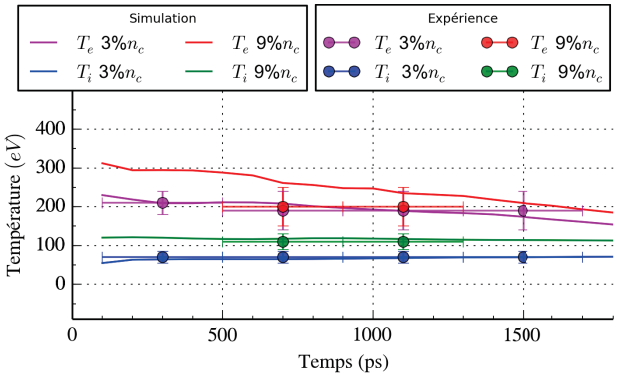


FIGURE 5.14 – Évolution temporelle des températures électronique et ionique simulées par FCI2 (moyennées dans le volume sondé) en fonction de la densité électronique initiale sur l'axe (comparée aux tirs 31 et 32 réalisés le 05/05/2014).

5.2.1.3 Densité électronique

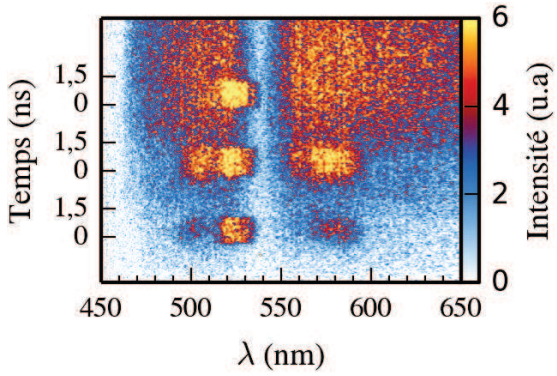


FIGURE 5.15 – Spectre électronique expérimental. On obtient pour les deux fentes du bas, des résonances électroniques résolues en temps (tir 35 réalisé le 06/05/2014).

La densité du plasma est déduite des spectres électroniques représentés sur la figure 5.15. Cette mesure correspond au tir présenté précédemment (page 131). On rappelle que la mesure a été réalisée de manière à sonder la zone du plasma située à 250 μm avant la zone où la densité est maximale sur l'axe de propagation laser. Les résonances de la fente du bas correspondent au signal provenant de l'axe de propagation du faisceau d'interaction, et les résonances des fentes du milieu et du haut proviennent des signaux situés respectivement à 110 μm et à 220 μm de l'axe. Pour la fente du haut on ne réussit pas à distinguer les résonances et elle ne sera donc pas analysée par la suite.

Sur la figure 5.16 on observe que la densité diminue sur l'axe de propagation laser. Cela peut être du à l'augmentation du gradient de température et donc de la pression sur l'axe.

Cette composante de la force de pression a pour effet d'éloigner les électrons de l'axe.

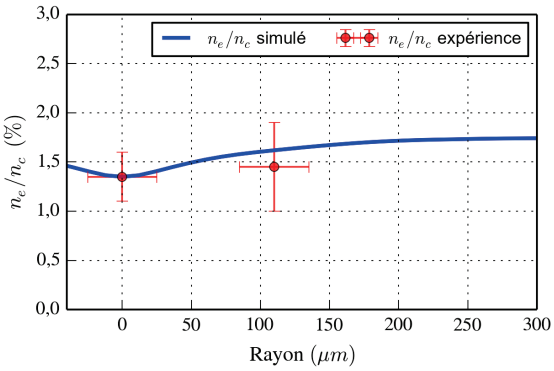


FIGURE 5.16 – Comparaison entre les résultats de FCI2 (moyennés dans le volume sondé) et les mesures expérimentales pour l'évolution spatiale de la densité électronique à $t = 1{,}1\,ns$

Sur la figure 5.17, on observe que la densité diminue au cours du temps. Ce phénomène peut être lié, comme précédemment, à l'augmentation de la force de pression thermique.

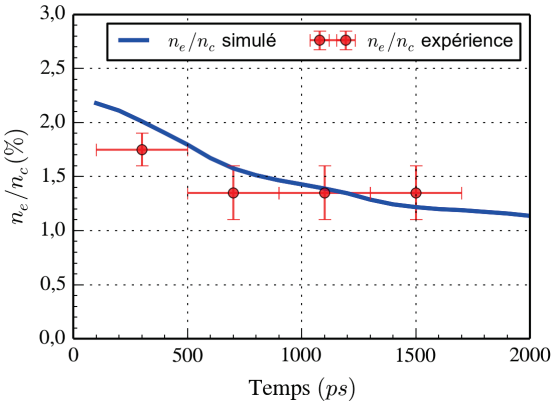


FIGURE 5.17 – Comparaison entre les résultats de FCI2 (moyennés dans le volume sondé) et les mesures expérimentales pour l'évolution temporelle de la densité électronique sur l'axe

Globalement on observe que les résultats expérimentaux et les résultats calculés par la simulation sont compatibles pour les évolutions temporelle et spatiale de la densité électronique.

Diagnostics complémentaires

Les mesures des rétrodiffusions Brillouin et Raman stimulées du faisceau d'ionisation ont également été effectuées. Le dépouillement permet de remonter à une température et une densité à la fin du faisceau d'ionisation.

On exprime le décalage Brillouin spectral $\triangle\lambda_{SBS}$ à partir des conditions de résonance :

$$\triangle\lambda_{SBS} = 2\lambda_0 \frac{c_s + v_{0x}}{c} \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}}$$

$$\frac{c_s}{c} \sim 1{,}03.10^{-3} \sqrt{\frac{Z}{A} T_{e\,[keV]} \left(1 + \frac{3T_i}{ZT_e}\right)}$$

avec $\lambda_0 = 1\,\mu m$ et en négligeant la vitesse d'écoulement v_{0x}, la correction en densité et en $k\lambda_D$ pour de l'hydrogène, on obtient :

$$\triangle\lambda_{SBS\,[nm]} \sim 2 \sqrt{T_{e\,[keV]} \left(1 + \frac{3T_i}{T_e}\right)}$$

Pour un plasma à $3\,\%n_c$ les analyses Thomson montrent un rapport T_e/T_i de l'ordre de 3. Les mesures de rétrodiffusion Brillouin donnent un décalage spectral compris entre $1{,}2\,nm$ et $1{,}6\,nm$ sur l'ensemble des mesures obtenues, on obtient donc une température électronique comprise entre $187\,eV$ et $333\,eV$. L'intégration en profondeur du diagnostic pourrait être une explication à la large plage de température estimée. Cette mesure est cohérente avec la simulation FCI2 et la mesure par diffusion Thomson (figure 5.12, la fin du faisceau d'ionisation correspondant au temps $t = 0$).

La mesure du spectre Raman (pour une densité initiale de $3\,\%n_c$) a quant à elle permis d'estimer une densité de $1{,}8\,\%$. Le résultat est donc cohérent avec la mesure par diffusion Thomson (figure 5.17, la fin du faisceau d'ionisation correspondant au temps $t = 0$).

Pour un plasma à $9\,\%n_c$ les analyses Thomson montrent un rapport T_e/T_i de l'ordre de 2,5. Les mesures donnent un décalage spectral compris entre $1{,}6\,nm$ et $1{,}9\,nm$, on obtient donc une température électronique comprise entre $287\,eV$ et $405\,eV$. Cette seconde méthode d'évaluation est donc en accord avec l'estimation de la température par diffusion Thomson présentée figure 5.13.

Dans la configuration où le plasma est ionisé par un faisceau lissé avant la propagation du faisceau d'interaction, nous venons de voir que les simulations numériques sont cohérentes avec les résultats expérimentaux pour l'évolution spatiale et temporelle des températures électronique et ionique ainsi que pour la densité électronique. Dans le paragraphe suivant nous allons nous intéresser aux mesures dans la configuration où seul le faisceau d'interaction se propage dans le plasma.

5.2.2 Cas du faisceau d'interaction seul

Dans cette configuration il n'y a pas de faisceau lissé qui ionise le plasma. Nous discutons ci-dessous des évolutions spatiales et temporelles des paramètres mesurés expérimentalement et de ceux calculés numériquement dans cette configuration.

5.2.2.1 Profil spatial

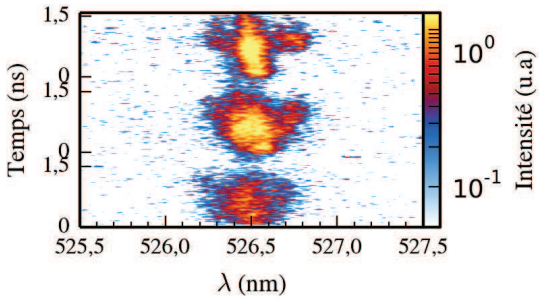
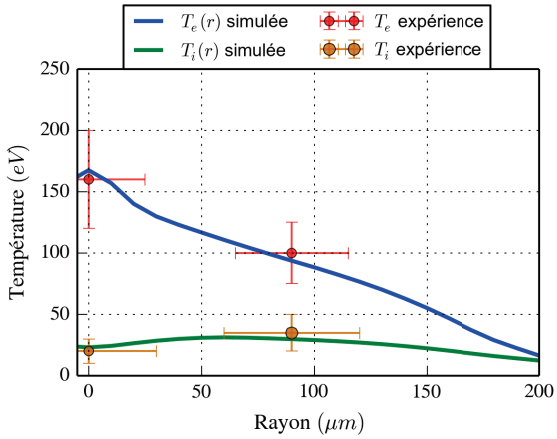
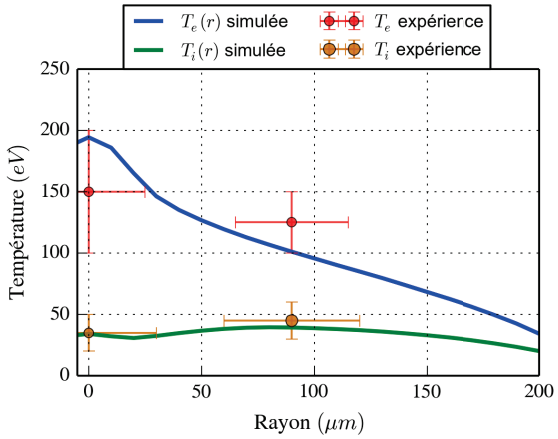


FIGURE 5.18 – Exemple d'un résultat obtenu expérimentalement. On obtient pour les trois fentes, un spectre ionique résolu en temps (tir 20 réalisé le 09/02/2012).

Le spectre ionique que nous discutons est représenté sur la figure 5.18. Ce spectre correspond à la diffusion Thomson mesurée pendant la propagation du faisceau d'interaction d'énergie 46 J dans un plasma de densité maximale initiale de 3,6 $\%n_c$. La mesure a été réalisée de manière à sonder la zone du plasma où la densité est maximale sur l'axe de propagation



(a) à $400 \pm 100\,ps$



(b) à $600 \pm 100\,ps$

FIGURE 5.19 – Comparaison entre les résultats de FCI2 (moyennés dans le volume sondé) et les mesures expérimentales pour l'évolution spatiale des température électronique et ionique (tir 20 réalisé le 09/02/2012).

laser ($x = 0$). Les résonances sur la fente du haut correspondent au signal provenant de l'axe de propagation du faisceau d'interaction. Les résonances sur les fentes du milieu et du bas correspondent respectivement au signal provenant d'une zone située à $90\,\mu m$ et à $180\,\mu m$ de l'axe de propagation. On note que le signal des résonances est fortement perturbé par le signal du faisceau sonde. Pour la fente du bas, on ne réussit pas à distinguer les résonances et elle ne sera donc pas analysée par la suite.

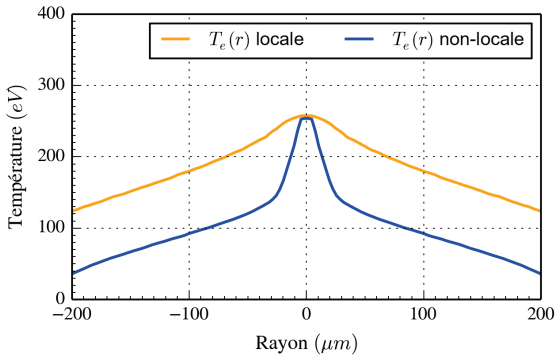
Les figures 5.19 représentent les profils spatiaux des températures électronique et ionique mesurés par diffusion Thomson et calculés par FCI2 en $x = 0\,\mu m$. On observe sur ces figures que les résultats expérimentaux sont compatibles avec ceux de la simulation.

Dans le paragraphe suivant nous allons présenter l'évolution temporelle des températures électronique et ionique toujours dans la même configuration.

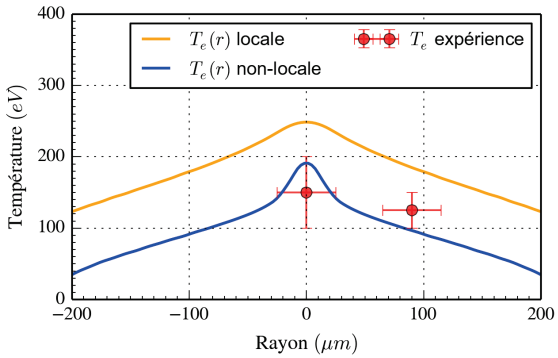
5.2.2.2 Impact de la non-localité sur le profil spatial

Une simulation similaire a été réalisée avec un modèle de transport de chaleur local. La figure 5.20a représente pour chaque simulation (effectuée avec un modèle de transport local ou non-local) une coupe radiale de la température dans la zone du plasma où la densité est maximale (en $x = 0$). La comparaison montre que le gradient est plus raide dans le cas non-local, cela s'explique par la non-localité qui limite la conduction thermique du plasma (section 2.2.2.3).

Comme le gradient de température électronique est raide dans le cas non-local, la prise en compte du volume sondé expérimentalement a un impact fort sur le profil spatial (figure



(a) Coupes en $x = 0$ de la température électronique calculée par FCI2



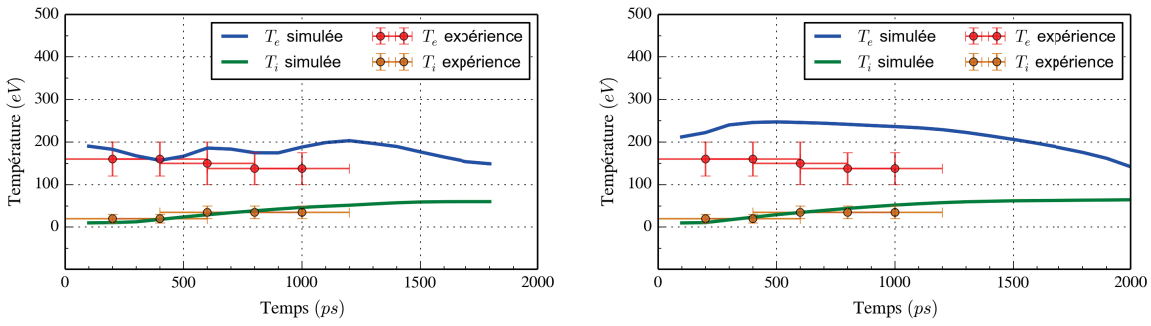
(b) Impact du volume sondé expérimentalement sur le profil spatial de la température électronique calculée par FCI2 et comparaison avec les résultats expérimentaux (tir 20 réalisé le 09/02/2012).

FIGURE 5.20 – Comparaison du gradient radial de la température électronique calculée par FCI2 entre un modèle de transport local et non-local.

5.20b). Ce n'est pas le cas pour la simulation réalisée avec le modèle de transport local. Lorsque l'on prend en compte ce volume, les effets de moyenne masquent le gradient raide et diminuent fortement la température sur l'axe dans le cas non-local. Cet effet se retrouve dans la comparaison des évolutions temporelles de la température électronique sur l'axe (figure 5.21). On remarque que les points expérimentaux sont en accord avec la simulation dont le modèle de transport est non-local (figures 5.20b et 5.21).

5.2.2.3 Évolution temporelle sur l'axe de propagation laser

On s'intéresse maintenant aux évolutions temporelles des températures. On observe sur la figure 5.21a que la température électronique simulée oscille en fonction du temps autour d'une température moyenne d'environ $160\,eV$. Ce phénomène est peut être dû à une compétition entre les deux composantes de la force de pression thermique des électrons : le gradient de température éloigne les électrons de l'axe laser alors que le gradient de densité électronique tend à les ramener sur cet axe. Or l'absorption laser par Bremsstrahlung inverse est proportionnelle à $\left(\frac{n_e}{n_c}\right)^2$ lorsque $n_e \ll n_c$. Ainsi lorsque la température augmente, les électrons s'éloignent de l'axe ce qui diminue la densité et la température sur l'axe. Puis le gradient de densité ramène les électrons sur l'axe ce qui augmente alors la densité donc le taux d'absorption et par conséquent la température sur l'axe. Cependant l'évolution de la densité ne montre pas des variations aussi importantes (figure 5.23). Ce phénomène inexpliqué pourrait également être dû au schéma numérique utilisé dans le modèle de transport non local utilisé car ces fluctuations n'apparaissent pas en utilisant un flux de chaleur local (figure 5.21b).



(a) Utilisation du modèle de transport non-local

(b) Utilisation du modèle de transport local

FIGURE 5.21 – Comparaison entre les résultats de FCI2 (moyennés dans le volume sondé) et les mesures expérimentales pour l'évolution temporelle des températures électronique et ionique sur l'axe (tir 20 réalisé le 09/02/2012).

Variation en densité

Lors de l'expérience nous avons fait varier la densité électronique initiale de $2.4\%n_c$ à $5.4\%n_c$. Les résultats des simulations pour les trois densités (figure 5.22) montrent de faibles écarts aussi bien pour les simulations que pour les mesures. Lorsque la densité initiale augmente, les températures électronique et ionique sont plus élevées. Cela est cohérent avec une augmentation de l'absorption par mécanisme de Bremsstrahlung inverse ($\propto n_e^2$) qui augmente T_e et un taux de collision plus important qui augmente T_i plus rapidement.

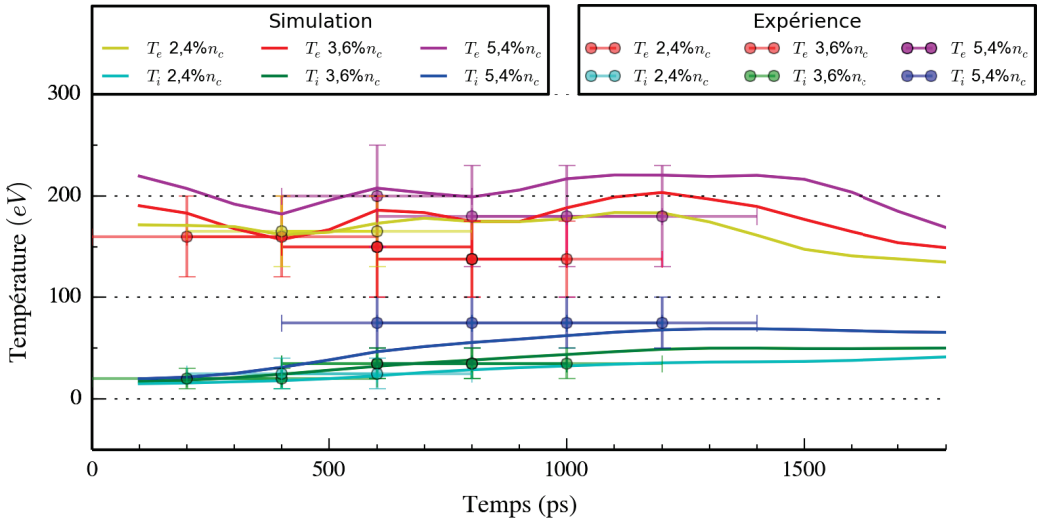


FIGURE 5.22 – Évolutions temporelles des températures électronique et ionique simulées par FCI2 (moyennées dans le volume sondé) en fonction de la densité électronique initiale sur l'axe (comparées aux tirs 15 et 16 réalisés le 08/02/2012 et au tir 20 réalisé le 09/02/2012)

5.2.2.4 Densité électronique

Pour cette configuration le spectromètre pour la diffusion Thomson électronique ne disposait que d'une seule fente, et les résonances mesurées proviennent du signal sur l'axe de propagation du faisceau d'interaction et dans la zone où la densité est maximale ($x = 0$).

Sur la figure 5.23 on observe que la densité décroît au cours du temps. On observe que les résultats expérimentaux sont compatibles avec ceux calculés par la simulation. Comme pour la configuration précédente, cela peut être du à la force de pression thermique qui diminue la densité électronique sur l'axe de propagation laser.

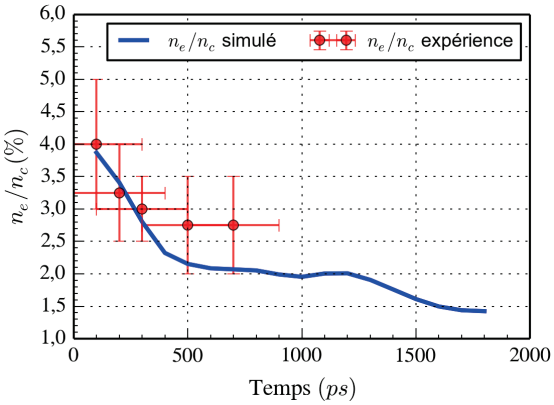


FIGURE 5.23 – Comparaison entre les résultats de FCI2 (moyennés dans le volume sondé) et les mesures expérimentales pour l'évolution temporelle de la densité électronique sur l'axe (tir 20 réalisé le 09/02/2012).

$\therefore$

En conclusion, on observe pour les deux configurations (avec et sans pré-chauffage du plasma) que les résultats expérimentaux, pour les températures électronique et ionique et la densité électronique, sont en accord avec ceux calculés par FCI2. Nous pouvons donc nous baser sur ces ordres de grandeurs pour estimer dans la section suivante, les grandeurs caractéristiques de la propagation laser : libre parcours moyen, puissance critique et seuils des instabilités.

5.3 Seuils caractéristiques des instabilités et conclusion

Nous venons de voir dans la section précédente que les résultats expérimentaux pour la caractérisation du plasma sont cohérents avec ceux de la simulation FCI2. Ces informations sur les paramètres plasma permettent d'estimer les grandeurs caractéristiques qui définissent le régime de propagation laser. Dans cette section on évalue ces grandeurs au début de la propagation ($t = 100\,ps$), pour différents tirs laser des deux configurations expérimentales, où la densité initiale et l'énergie du faisceau d'interaction ont été variées.

Libre parcours moyen électron ion

Le libre parcours moyen électron-ion permet de caractériser le transport de chaleur dans le plasma, il se définit comme le rapport de la vitesse thermique sur la fréquence de collision (voir page 23) :

$$\lambda_{ei} = \frac{v_{Te}}{\nu_{ei}} = \frac{6\pi\sqrt{2\pi}\epsilon_0^2 \left(k_B T_e\right)^2}{e^4 Z n_e \ln \Lambda}$$

On rappelle que lorsque le libre parcours moyen λ_{ei} est grand vis à vis de la longueur L_T du gradient de température, soit $\lambda_{ei}/L_T \gg 7{,}5.10^{-3}$ (voir page 30), le transport de chaleur est non-local. Cela a une influence sur les gradients de température qui, comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, influencent la propagation laser.

n_e	2,4%n_c	3,6%n_c	5,4%n_c
$T_e\,(eV)$	115	130	150
λ_{ei}/L_T	0,16	0,14	0,13

(a) Expérience 1 : faisceau d'interaction seul

n_e	3%n_c	6%n_c	9%n_c
$T_e\,(eV)$	de 210 à 325	345	de 300 à 420
λ_{ei}/L_T	de 0,74 à 1,6	0,9	de 0,5 à 0,9

(b) Expérience 2 : faisceau d'interaction précédé par un faisceau lissé.

TABLE 5.1 – Ordres de grandeur du libre parcours moyen sur la longueur du gradient de température pendant les expériences.

Le tableau (5.1) récapitule les libres parcours moyen des différentes conditions expérimentales. Avec $\lambda_{ei}/L_T \gg 0{,}1$ il est pertinent de considérer un modèle de transport non-local.

Puissance critique d'autofocalisation

On rappelle que la puissance critique d'autofocalisation (voir page 39) se définit comme :

$$P_{c\,[MW]} = 3{,}41.10^{-2}\, T_{e\,[eV]}\, \frac{n_c}{n_e}\sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}}$$

Au-delà de cette puissance la propagation laser est perturbée car l'énergie laser se concentre en un point donné du plasma. Cette concentration conduit à des sur-intensité localisées, qui sont à l'origine du développement d'instabilités telles que la filamentation.

n_e	2,4%n_c	3,6%n_c	5,4%n_c
$T_{e\,[eV]}$	115	de 125 à 130	150
$P_{c\,[MW]}$	150	110	90
P/P_c	240	de 280 à 310	360

(a) Expérience 1 : faisceau d'interaction seul

n_e	3%n_c	6%n_c	9%n_c
$T_{e\,[eV]}$	de 210 à 325	345	de 300 à 420
$P_{c\,[MW]}$	de 225 à 345	180	de 100 à 140
P/P_c	de 80 à 350	540	de 230 à 850

(b) Expérience 2 : faisceau d'interaction précédé par un faisceau lissé.

TABLE 5.2 – Ordres de grandeur des puissances critiques d'autofocalisation pendant les expériences.

Sur le tableau (5.2) on remarque que les puissances laser utilisées sont très supérieures à la puissance critique. Il faut donc s'attendre à une propagation laser très perturbée. De plus, il faut noter que le code Héra est utilisée habituellement dans le laboratoire pour des rapport de $P/P_c \ll 50$, ce qui sera une contrainte pour la modélisation de la propagation laser de nos expériences avec la chaîne numérique.

Seuil de filamentation pondéromotrice et thermique

On rappelle que les intensités seuils de filamentation pondéromotrice et thermique sont données respectivement par les relations suivantes (voir page 41 et 43) :

$$I^{pondéromotrice}_{seuil[W/cm^2]} = 1{,}7.10^{12}\,\frac{n_c}{n_e}\frac{T_{e\,[eV]}}{\lambda_{0\,[\mu m]}\,L_{[\mu m]}}$$

$$I^{thermique}_{seuil[W/cm^2]} = 3{,}6.10^{5}\,\left(\frac{n_c}{n_e}\right)^3\left(\frac{\lambda_0}{L}\right)^2\frac{\left(T_{e\,[eV]}\right)^5}{\left(Z\ln\Lambda\right)^2}$$

Lorsque l'intensité laser dépasse ce seuil, le faisceau se divise en plusieurs faisceaux divergents.

Le tableau (5.3) permet de remarquer que dans nos conditions, les intensités laser sont bien au-delà de ces seuils de déclenchement de l'instabilité. De plus, lorsque cette instabilité se produit, il n'y a pas d'axe de symétrie dans la division du faisceau laser. C'est pour cela que en présence de cette instabilité, l'aspect $3D$ de Héra, bien que coûteux en terme de temps de calcul, est un atout adapté à la modélisation de la propagation laser.

n_e	$2{,}4\%n_c$	$3{,}6\%n_c$	$5{,}4\%n_c$
$T_{e\,[eV]}$	115	de 125 à 130	150
$I^{pond.}_{seuil\ [W.cm^{-2}]}$	6.10^{12}	$4{,}5.10^{12}$	$3{,}5.10^{12}$
$I^{therm.}_{seuil\ [W.cm^{-2}]}$	$3{,}3.10^{12}$	$1{,}6.10^{12}$	$1{,}3.10^{12}$
$I/I^{pond.}_{seuil}$	$2{,}6.10^{3}$	$3{,}0.10^{3}$	$3{,}8.10^{3}$
$I/I^{therm.}_{seuil}$	$4{,}8.10^{3}$	$8{,}7.10^{3}$	$1{,}1.10^{4}$

(a) Expérience 1 : faisceau d'interaction seul

n_e	$3\%n_c$	$6\%n_c$	$9\%n_c$
$T_{e\,[eV]}$	de 210 à 325	345	de 300 à 420
$I^{pond.}_{seuil\ [W.cm^{-2}]}$	de $4{,}6\,à\,7.10^{12}$	$3{,}7.10^{12}$	de $2\,à\,3.10^{12}$
$I^{therm.}_{seuil\ [W.cm^{-2}]}$	de 3,2 à 23.10^{13}	$4{,}3.10^{13}$	de 7,4 à 33.10^{12}
$I/I^{pond.}_{seuil}$	de 90 à 400	600	de 250 à 900
$I/I^{therm.}_{seuil}$	de 3 à 20	50	de 45 à 87

(b) Expérience 2 : faisceau d'interaction précédé par un faisceau lissé.

TABLE 5.3 – Ordres de grandeur des intensités par rapport aux seuils de filamentation pondéromotrice et thermique pendant les expériences.

À titre de comparaison, il est possible de regarder les ordres de grandeurs d'une grande installation comme le Laser Méga Joule (LMJ). Dans ce contexte [69, 70] le laser (de longueur d'onde $\lambda = 350\,nm$) interagit lors de la propagation dans la cavité avec un plasma peu dense (10%) qui peut être particulièrement chaud (3 à $5\,keV$). La puissance critique d'autofocalisation, et les intensités seuils correspondant à ces conditions sont indiquées dans le tableau 5.4 :

$P_c\ (MW)$	$I^{pondéromoteur}_{seuil}\ (W/cm^2)$	$I^{thermique}_{seuil}\ (W/cm^2)$
911 à 1518	$4{,}9.10^{13}$ à $8{,}1.10^{13}$	$6{,}8.10^{15}$ à $7{,}5.10^{16}$

TABLE 5.4 – Ordres de grandeur de la puissance critique d'autofocalisation et des intensités seuils de filamentation pondéromotrice et thermique pour le LMJ.

Chaque faisceau laser est lissé spatialement, la puissance moyenne d'un quadruplet est de l'ordre de $4\,TW$ et l'intensité moyenne au point de focalisation est de l'ordre de $10^{15}\,W.cm^{-2}$. La tache focale lissée est statistiquement composé de points chauds dont les intensités peuvent atteindre 1 à 10 fois l'intensité moyenne. Les paramètres P/P_c, $I^{pondéromoteur}_{seuil}$ et $I^{thermique}_{seuil}$ (correspondant à un point chaud) sont indiqués dans le tableau 5.5.

Les conditions plasmas produites lors de nos expériences au LULI2000 sont assez diffé-

P/P_c	$I/I_{seuil}^{pondéromoteur}$	$I/I_{seuil}^{thermique}$
1,6 à 2,7	123 à 205	0,1 à 1,5

TABLE 5.5 – Ordres de grandeur de la puissance par rapport à la puissance critiques d'autofocalisation et des intensités par rapport aux seuils de filamentation pour un speckle d'intensité $10^{16}\,W/cm^2$ et de diamètre à mi-hauteur $5{,}6\,\mu m$.

rentes de celles du LMJ, nous avons cependant cherché à reproduire des gradients forts de température en utilisant des impulsions particulièrement intenses. Une des conséquences est un fort rapport P/P_c caractéristique de l'autofocalisation et des rapports I/I_{seuil} très forts caractéristiques d'un développement très rapide d'instabilités.

$\therefore$

Ce chapitre a permis de caractériser les plasmas produits ainsi que les grandeurs caractéristiques liées à la propagation laser. Les mesures expérimentales ne permettent pas de caractériser avec précision les gradients de températures mais les simulations FCI2 sont en accord avec les résultats de la diffusion Thomson en prenant en compte le volume sondé. Les densités et températures diagnostiquées nous permettent d'affirmer que le libre parcours moyen électron-ion est proche de la longueur de gradient ($\lambda_{ei} > 0{,}1\,L_T$) et donc que le transport de chaleur est dans un régime non-local. On conclut également que la propagation laser est extrêmement instable avec $P/P_c \gg 50$ et $I \gg I_{seuil}^{pondéromoteur}$ et $I_{seuil}^{thermique}$.

Dans le chapitre suivant, nous discutons des résultats obtenus lors de ces deux expériences avec les diagnostics Hisac et la déflectométrie protonique.

Chapitre 6

Interaction à fortes intensités et instabilités

Dans le chapitre 4, nous avons étudié numériquement l'interaction à une intensité laser modérée, correspondant à un rapport de puissance sur puissance critique de l'ordre de l'unité. On s'intéresse désormais aux cas expérimentaux où l'interaction a eu lieu à de fortes intensités laser. L'analyse des conditions plasma effectuée dans le chapitre précédent a permis de déduire que dans nos configurations expérimentales, la propagation laser a eu lieu avec un $P/P_c \geq 80$. Dans ce chapitre nous parlerons des résultats expérimentaux obtenus lors des deux expériences. Pour appuyer et compléter l'interprétation des résultats expérimentaux, j'ai réalisé des simulations avec l'ensemble des codes détaillés dans les chapitres précédents. Cependant Héra ne permet pas aujourd'hui de simuler la propagation laser à des P/P_c élevés pour des densités inférieures à $10\%n_c$. Aussi afin d'aider l'analyse des résultats obtenus, la simulation de la propagation laser a été effectuée dans la configuration expérimentale correspondant à la plus petite valeur de $P/P_c = 80$.

6.1 Propagation laser

Pour discuter de la propagation laser, on analyse les résultats de la modélisation de l'interaction (avec Héra), puis nous faisons la corrélation avec les résultats du diagnostic Hisac permettant de visualiser l'émission 2D en sortie du plasma.

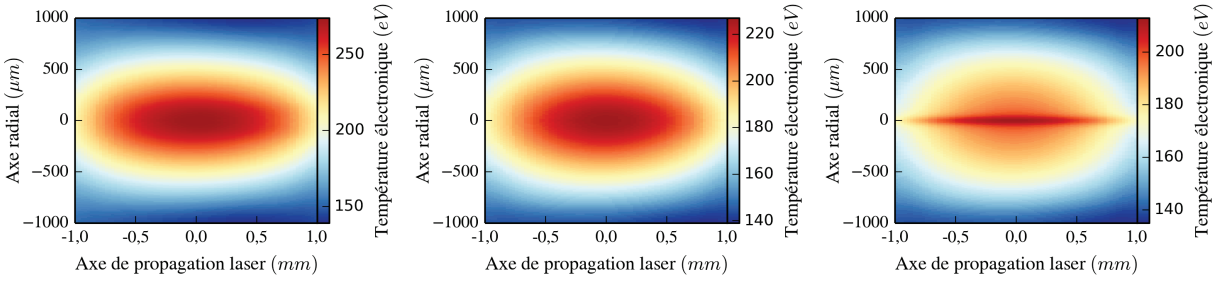
6.1.1 Modélisation de l'interaction

Modélisation du dépôt d'énergie

Afin de se rapprocher le plus possible des conditions de l'expérience 2 consacrée à l'étude de la propagation d'un faisceau laser dans un plasma ionisé (page 62), le plasma modélisé dans cette section est composé d'hydrogène, le profil de densité modélisé est celui détaillé sur la figure 3.7 avec une densité maximale de $3\,\%n_c$ au centre du plasma ($x = 0$).

Pour modéliser le chauffage produit par les deux impulsions (de longueur d'onde 1,053 μm), on réalise des simulations FCI2. Le domaine simulé a une longueur de $2\,mm$ ($1\,mm$ de part et d'autre du maximum de densité) selon la direction de propagation laser et une dimension transverse de $1{,}1\,mm$. À partir d'une température électronique initiale ($\sim 10\,eV$), on modélise le chauffage dû au faisceau d'ionisation (RPP) : profil lissé de type hyper-gaussien d'ordre 6 et de $1\,mm$ de diamètre. L'ouverture numérique de ce faisceau est $f_{\#} = 5$, et son énergie est de $650\,J$. Après $2\,ns$ de propagation de ce faisceau lissé, on fait propager le second faisceau dit d'interaction. Ce dernier a un rayon à mi-hauteur de $20\,\mu m$, l'ouverture numérique utilisée est de $f_{\#} = 27$ et son énergie est de $40\,J$. L'intensité de ce faisceau est de $6.10^{14}\,W/cm^2$ et la valeur du rapport $P/P_c = 80$ correspond à la valeur minimale obtenue expérimentalement. La focalisation de ce faisceau d'interaction est localisée à $500\,\mu m$ avant la zone où la densité est maximale. Chaque faisceau a une durée d'impulsion de $1{,}5\,ns$ et suit la loi de puissance décrite dans la section (3.8).

La figure 6.1 illustre trois cartes de température à $t = -300\,ps$, $t = 0\,ps$ et $t = +300\,ps$ par rapport au début du faisceau d'interaction, soit pendant l'ionisation (figure 6.1a), à la fin de l'ionisation (figure 6.1b) et pendant l'interaction (figure 6.1c).



(a) Pendant l'ionisation $t = -300\,ps$ (b) À la fin de l'ionisation $t = 0\,ps$ (c) Pendant l'interaction $t = 300\,ps$

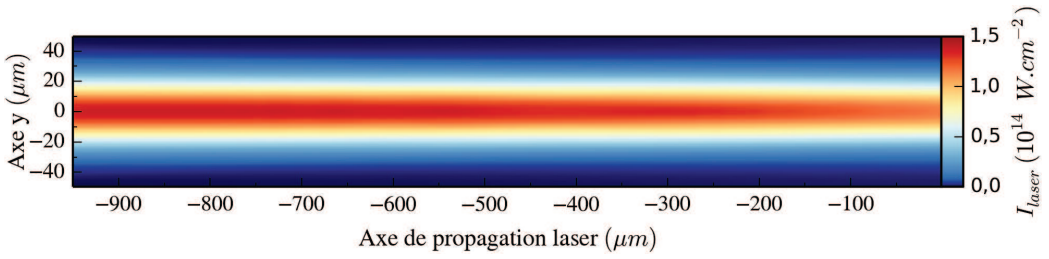
FIGURE 6.1 – Cartes de température électronique calculée par FCI2.

Modélisation de la propagation

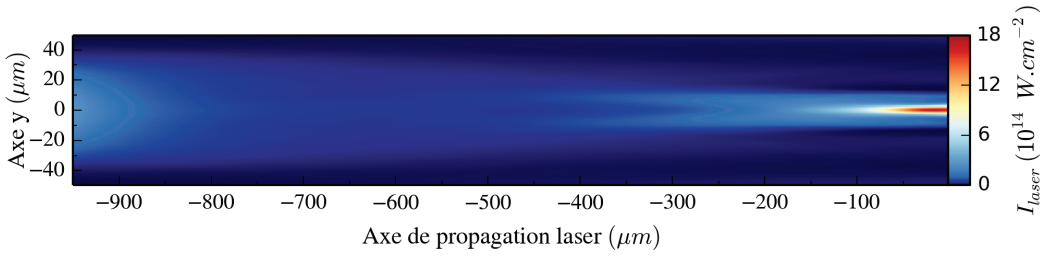
Cette simulation FCI2 permet de déterminer le gradient de température qui est utilisé à chaque pas de temps de la simulation Héra que l'on réalise pour modéliser la propagation du faisceau d'interaction. La simulation Héra a été effectuée en trois dimensions. Afin de diminuer le temps de calcul très long pour les dimensions du plasma à modéliser, le domaine a été restreint à un volume de $1mm \times 100\mu m \times 100\mu m$. Pour ces mêmes raisons, le maillage utilisé est composé de $512 \times 128 \times 128$ cellules, soit au total $\sim 8.10^6$ cellules, correspondant à une précision de $2\lambda \times \lambda \times \lambda$.

À $25\,ps$ la propagation laser n'est pas perturbée (figure 6.2a). Dès $150\,ps$, on observe que le faisceau laser s'autofocalise (figure 6.2b). Ce phénomène qui augmente fortement l'intensité laser localement, conduit à un éclatement du faisceau, caractéristique de l'instabilité de filamentation dès $375\,ps$ (figure 6.2c).

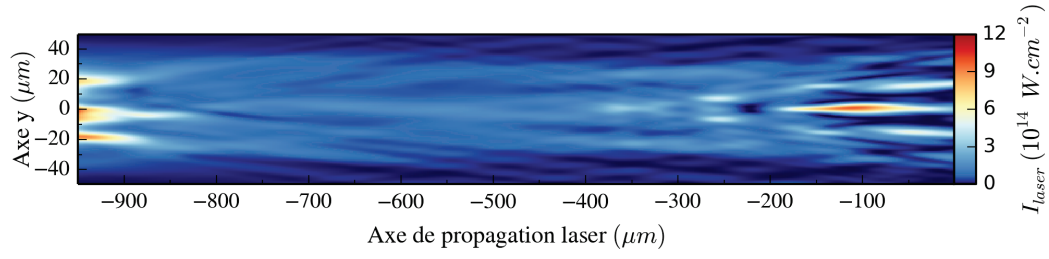
En conclusion, dans la configuration expérimentale la moins favorable au développement



(a) à $25\,ps$



(b) à $150\,ps$

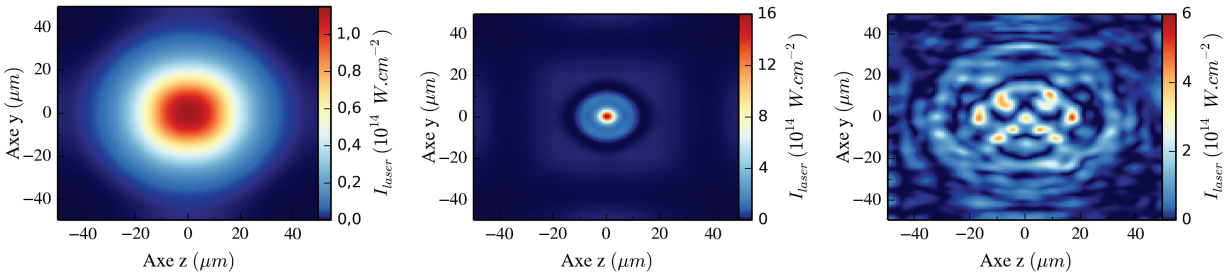


(c) à $375\,ps$

FIGURE 6.2 – Intensité laser calculée par Héra

d'instabilité, on observe que la propagation laser est très perturbée et que des instabilités se développent, et ce avant même d'atteindre le plateau de la loi de puissance laser.

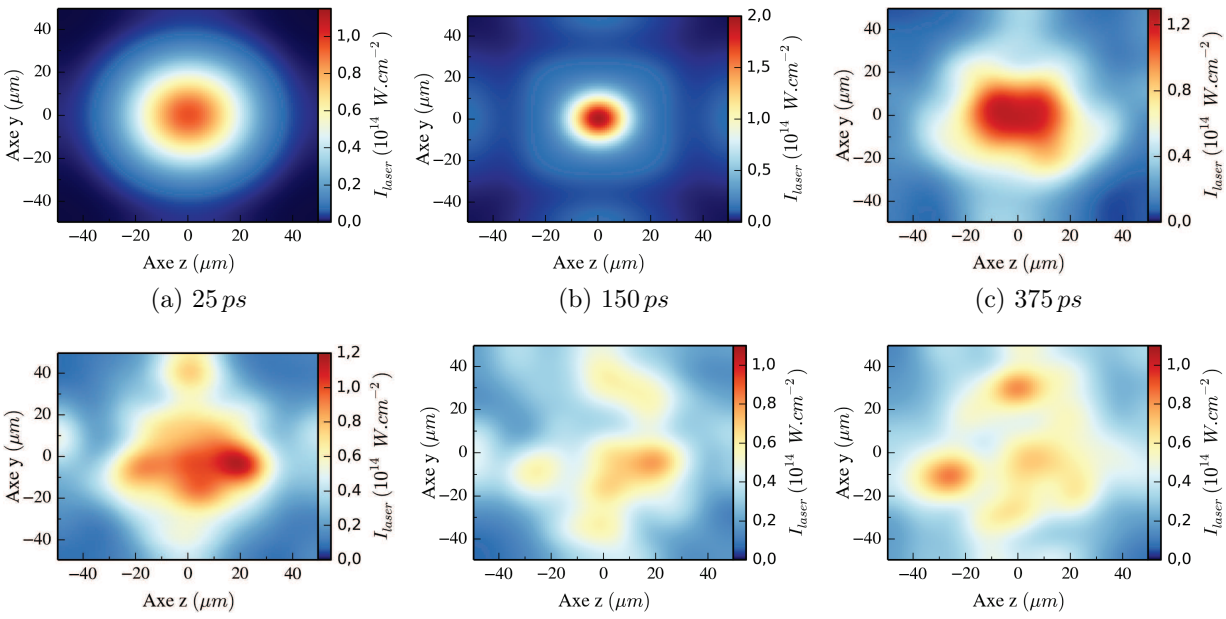
6.1.2 Résultat expérimental et numérique de la transmission laser



(a) 25 ps (b) 150 ps (c) 375 ps

FIGURE 6.3 – Intensité laser calculée par Héra dans le plan (y,z)

La caméra Hisac permet d'observer la transmission du laser (dans un plan (y,z)) en sortie de plasma sur une zone de dimension 500 $\mu m \times 500\,\mu m$. La figure (6.3) représente les sorties de Héra dans un plan (y,z) à la fin de boite de simulation (en $x = 0$). On observe que la propagation laser se dégrade fortement et très rapidement : dès 150 ps l'autofocalisation du



(a) 25 ps (b) 150 ps (c) 375 ps

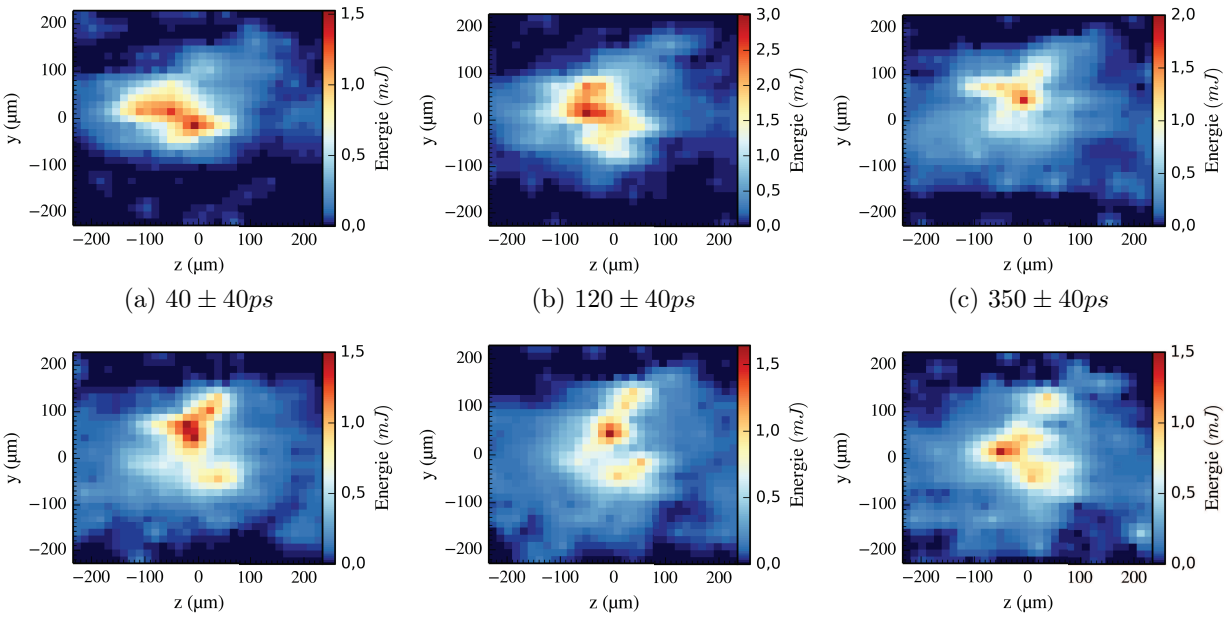
(d) 400 ps (e) 425 ps (f) 450 ps

FIGURE 6.4 – Intensité laser calculée par Héra, convoluée dans le plan (y,z)

faisceau est clairement marquée et à 375 ps on retrouve la déstructuration du faisceau à cause de l'instabilité de filamentation. En raison du temps de calcul important, seule la première moitié du plasma est modélisée par Héra. Si le domaine simulé était plus grand il est probable que la propagation serait encore plus dégradée sur le plan de sortie du plasma. De plus pour ces mêmes raisons, la dimension transverse du domaine simulé est cinq fois plus petite que la zone imagée par l'Hisac, ne rendant que partielle la vision donnée par la simulation.

Afin de prendre en compte la résolution spatiale de l'Hisac (pixels de $(16\,\mu m)^2$ dans le plan objet), les figures (6.4) représentent les sorties de Héra convoluées. On observe que l'autofocalisation présente à 150 ps est lissée par la convolution. La fine structure de filamentation à 375 ps est masquée par la prise en compte de la résolution de l'Hisac. Cependant aux temps suivants, les structures issues de la filamentation du faisceau apparaissent, mais grossies et diluées par la convolution.

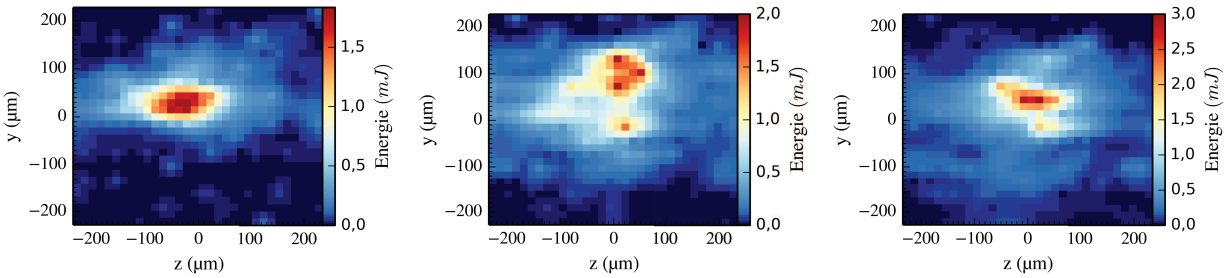
On observe sur les figures 6.5 les résultats de l'Hisac pour un tir laser d'une énergie de 40 J, soit une intensité de $6.10^{14}\,W/cm^2$, dans un plasma d'hydrogène dont la densité maximale est de 3 $\%n_c$. Ces paramètres correspondent à la simulation Héra que nous venons de présenter. De par les formes anarchiques de la tache focale du laser, on observe dès 40 ps que la propagation est perturbée. Dès les premiers instants (figures 6.5a, 6.5b et 6.5c) le faisceau est déformé mais on observe que l'énergie reste concentrée au centre de l'image. À partir de 400 ps, une déstructuration du faisceau est visible sur l'Hisac à cause de l'instabilité



(a) $40 \pm 40ps$ (b) $120 \pm 40ps$ (c) $350 \pm 40ps$

(d) $430 \pm 40ps$ (e) $510 \pm 40\,ps$ (f) $590 \pm 40\,ps$

FIGURE 6.5 – Hisac (tir 31 réalisé le 05/05/2014)



(a) $40 \pm 40ps$ (b) $350 \pm 40ps$ (c) $590 \pm 40\,ps$

FIGURE 6.6 – Hisac (tir 35 réalisé le 06/05/2014)

de filamentation. On remarque également que le maximum de l'énergie transmise se déplace spatialement au cours du temps.

On observe sur les figures 6.6 les résultats de l'Hisac pour un tir dont les paramètres sont équivalents à celui présenté en figure 6.5, le faisceau d'interaction d'énergie $31\,J$ se propage dans un plasma d'hydrogène dont la densité maximale est de $3\,\%n_c$. On constate les mêmes phénomènes que pour le tir laser présenté en figure 6.5, l'ensemble des mesures obtenues lors des expériences montre un étalement en énergie sur environ $100\,\mu m$ dès les premiers instants.

Ces caractéristiques qualitatives ne sont pas compatibles avec le comportement du faisceau laser modélisé avec Héra car les échelles spatiales sont très différentes. Lors des cent premières picosecondes, dans la simulation, l'énergie reste concentrée alors que l'expérience montre une dispersion sur plus de $100\,\mu m$. Plusieurs hypothèses sont envisageables pour expliquer une telle différence. Le domaine simulé est restreint à la moitié du jet de gaz, cela est peut être trop court pour que le faisceau se filamente. Par ailleurs le faisceau d'ionisation n'est pas modélisé dans Héra, la propagation de ce faisceau lissé pourrait induire des perturbations de densité électronique qui perturberaient la propagation du faisceau d'interaction.

Quantitativement, comme le diagnostic de transmission a été calibré en énergie, il est possible de tracer l'énergie transmise au cours du temps. Il faut noter que la transmission est mesurée dans un angle solide de $7{,}8.10^{-3}\,sr$ ce qui sur-résoud l'ouverture du faisceau incident ($1{,}6.10^{-3} sr$). La transmission dans Héra est calculée en prenant en compte toute l'énergie transmise (limitée par la taille de la boite de simulation) c'est à dire dans et au delà de l'ouverture du faisceau incident. La figure (6.8) permet de comparer à la puissance incidente, la puissance laser transmise (mesurée expérimentalement avec une résolution de $80\,ps$) et celle calculée par Héra (en prenant en compte la même discrétisation temporelle que celle de l'Hisac). Pour ce graphique deux échelles sont utilisées pour pouvoir observer d'une part la puissance incidente, et d'autre part les puissances transmises mesurée par l'Hisac et calculée par Héra.

La simulation montre que la puissance en transmission qui augmente au cours du temps, est inférieure à la puissance incidente dès le début de la propagation. Le taux de transmission n'excède pas 50 % au cours du temps (figure 6.9), cela s'explique par la rétrodiffusion Brillouin prise en compte par Héra. Toutefois le taux de rétrodiffusion total calculé par Héra, qui est de 72% et qui est cohérent avec le taux de transmission total calculé par Héra de 27%, est fort différent du taux mesuré expérimentalement (de l'ordre de 1%, comme le montre la figure ci-dessous). Il faut noter que ce taux de SBS est mesuré dans l'ouverture expérimentale de la lentille de focalisation (soit $1{,}6.10^{-3}\,sr$). Cela pourrait suggérer que d'autres canaux de dissipation de l'énergie laser existent et ne sont pas pris en compte par la simulation. Ce type de comparaison montre son utilité pour pointer les voies d'amélioration des capacités de la simulation.

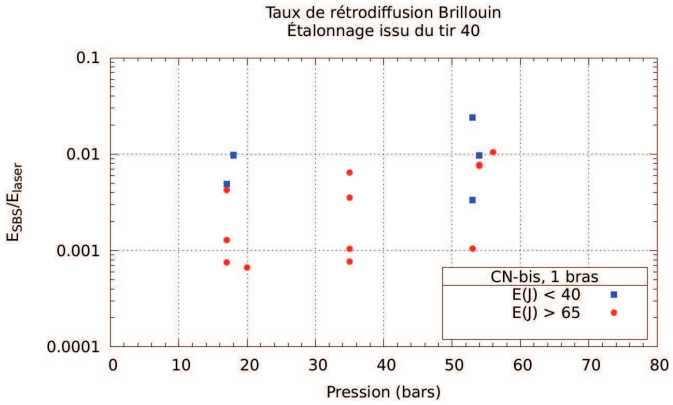


FIGURE 6.7 – Taux de rétrodiffusion Brillouin mesuré expérimentalement, 17 $bars$ correspond à une densité de $3\%n_c$, 35 $bars$ à une densité de 6% et 54 $bars$ à 9%.

Expérimentalement, on retrouve sur la transmission laser des évolutions similaires à la loi de puissance incidente : un début croissant et une décroissance du signal à la fin de l'impulsion (figure 6.8). Cependant la croissance s'arrête dès 200 ps pour atteindre un maximum de 15% de transmission sur le plateau de la loi de puissance (figure 6.10). Cette transmission est équivalente à celle calculée par la simulation sur les 200 premières picosecondes, mais elle stagne ensuite et devient inférieure à celle calculée par Héra. Cette différence entre les taux de transmission calculée et mesuré peut être due au fait que la boite de simulation ne décrit qu'une partie du jet de gaz ; on peut ajouter à cela que la simulation ne prend pas en compte pour le moment la rétrodiffusion Raman. Dans les mêmes conditions laser (40 J) un tir a été réalisé avec une densité initiale maximale de $9\,\%n_c$. Cela permet de constater que le taux de transmission diminue avec l'augmentation de la densité (figure 6.10), en passant d'un maximum de $\sim 30\%$ pour une densité de $3\%n_c$ à un maximum de $\sim 11\%$ pour une densité de $9\%n_c$. Cette tendance est cohérente avec le mécanisme d'absorption par Bremsstrahlung inverse ($\propto n_e^2$) qui est proportionnel à la densité au carré.

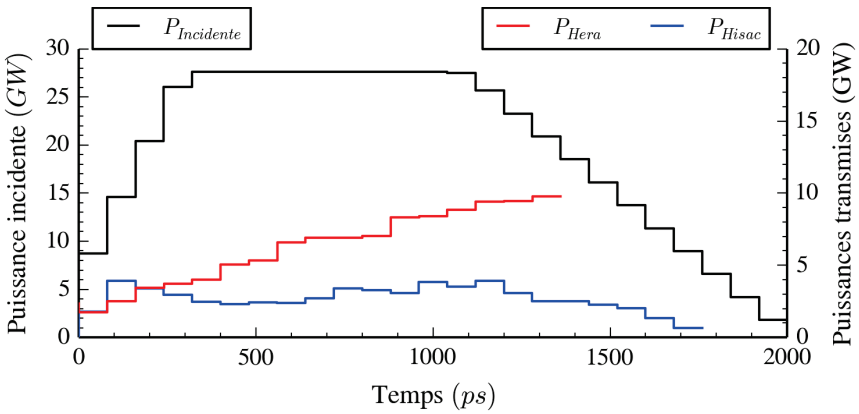


FIGURE 6.8 – Loi de puissance incidente, et puissance transmise (simulée en rouge et expérimentale en bleu). La puissance mesurée expérimentalement étant faible, une échelle dédiée lui a été consacrée à droite.

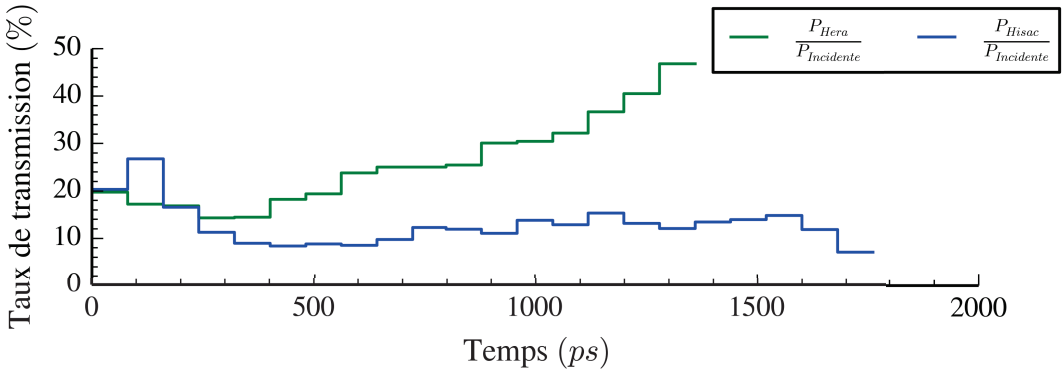


FIGURE 6.9 – Taux de transmission de la puissance laser mesurée par l'Hisac et calculée par Héra au cours du temps (intégré par intervalle de 80 ps).

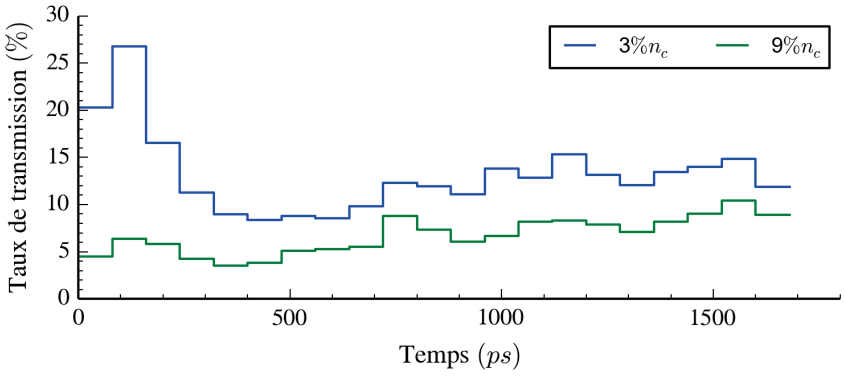


FIGURE 6.10 – Taux de transmission de la puissance laser mesurée par l'Hisac au cours du temps (intégré par intervalle de 80 ps) pour une même énergie incidente de 40 J et des densités initiales de $3\%n_c$ et $9\%n_c$.

Cas à P/Pc supérieurs

À des puissances laser supérieures et très supérieures à la centaine de fois la puissance critique, les instabilités n'ont pas pu être modélisées correctement. Une succession de phénomènes en est la cause :

- À ces intensités le laser s'autofocalise jusqu'à former des structures dont le rayon est très inférieur à la longueur d'onde laser. Un raffinement du maillage a alors été effectué, cependant même un maillage de résolution transverse de $\lambda/8$ n'a pas été assez fin pour résoudre ces structures.
- Ces structures provoquent des sur-intensités locales, celles-ci entraînent une force pondéromotrice très fortement sur-estimée qui produit un déplacement absurde d'électrons et que le code ne réussi pas à traiter (il y a au final une erreur dans le calcul hydrodynamique de Héra, la densité électronique devient négative ce qui entraîne la mise en erreur de la simulation).

Étant données les tailles millimétriques des plasmas que l'on cherche à modéliser et les structures inférieures à la longueur d'onde laser que l'on cherche à résoudre, une architecture type AMR (*adaptative mesh refinement*) pourrait être une perspective à envisager. Cette technique est discutée dans l'article de M.R. Dorr et J.L Feugeas [71, 72] et elle est mise en place par exemple dans le code ALPS [1] à Livermore et dans d'autres modules de Héra [2].

$\therefore$

En conclusion, la modélisation de la propagation laser avec Héra présente d'abord une propagation peu perturbée, puis une autofocalisation du faisceau laser et enfin une multitude de fines structures de filamentation. Cependant la convolution des résultats de la simulation montre que la résolution instrumentale a un impact significatif sur l'imagerie de l'autofocalisation et des fines structures de filamentation. Les résultats de l'Hisac montrent que la propagation est très perturbée et ce beaucoup plus tôt dans la propagation que ne le montre la simulation, on observe également des structures de filamentation. Concernant la transmission de l'énergie laser, l'Hisac permet de faire une mesure quantitative : on mesure un taux de transmission qui n'excède pas 30% pendant l'impulsion laser.

1. Adaptive Laser Plasma Simulation : https://computation.llnl.gov/casc/sc2001_fliers/ALPS/ALPS01.html
2. Héra comporte un module AMR (Adaptive Mesh Refinement), cependant le module d'interaction laser-matière que nous utilisons dans ce travail qui permet la modélisation de l'instabilité Brillouin ne permet pas aujourd'hui d'utiliser cette option.

6.2 Déflectométrie protonique

En sondant les champs électromagnétiques, la radiographie protonique permet d'avoir un autre point de vue sur l'interaction. Dans cette section, les résultats de ce diagnostic sont présentés pour les deux expériences réalisées. Comme l'empilement de RCF permet de sélectionner en énergie les protons responsables du signal mesuré, on choisit d'utiliser le film correspondant à l'énergie de $5\,MeV$.

6.2.1 Résultats expérimentaux

Expérience 2 : Déflectométrie pour l'étude en présence d'un faisceau laser d'ionisation lissé par RPP

Pour certains tirs durant l'expérience, la synchronisation du faisceau laser picoseconde a été réglée de manière à ce que les protons sondent le plasma pendant la phase d'ionisation. Ainsi les champs électriques dus à la propagation du faisceau laser d'ionisation ont pu être sondés. Sur les figures suivantes, les doses mesurées sur RCF sont présentées : les accumulations de protons sont représentées par la couleur rouge et les déplétions par la couleur noir, le faisceau laser se propage de la gauche vers la droite. On observe une forte perturbation du plasma due au faisceau laser d'ionisation.

La figure 6.11 présente les résultats obtenus avec une densité électronique initiale de $3\,\%n_c$, pour des énergies laser variant de $440\,J$ à $565\,J$. On observe une apparition de structures verticales dès $150\,ps$ après le début de la propagation du faisceau lissé (figure 6.11a). Ces structures singulières sont de plus en plus marquées à mesure que l'intensité laser augmente (figures 6.11b, 6.11d et 6.11f) et elles s'atténuent légèrement après la fin de l'impulsion (figure 6.11h). On remarque qu'elles ont une période de $1{,}6 \pm 0{,}2\,mm$ soit $231 \pm 29\,\mu m$ (figures 6.11c, 6.11e et 6.11g avec un grandissement $M = 6{,}9$) et qu'elles s'épaississent à $1{,}1\,ns$ (figure 6.11g). La présence de ces structures montre que la composante E_x du champ électrique est importante et périodique.

À $800\,ps$, on observe des structures circulaires de fortes déplétions locales de protons (6.11d). Ces structures ont un diamètre de $0{,}6\,mm$ soit $87\,\mu m$ dans le plan objet et une période identique aux structures précédentes. On remarque que cette dimension est inférieure au plus petit diamètre du faisceau laser d'ionisation ($300\,\mu m$) et ces fortes déplétions pourraient être la trace de l'axe laser.

Si l'on décide d'utiliser la formule analytique permettant d'obtenir une valeur de champ à partir d'une dose[3], on obtient pour des protons de $5\,MeV$, avec la distance $D = 5{,}9\,cm$

3. Cela suppose que localement le potentiel est de la forme $V = \sqrt{2\exp(1)}E_0\frac{R}{2}\exp\left(-\frac{x^2+y^2}{R^2}\right)$. C'est là une valeur à l'ordre 0 car il y a vraisemblablement une accumulation des structures défléchissantes suivant

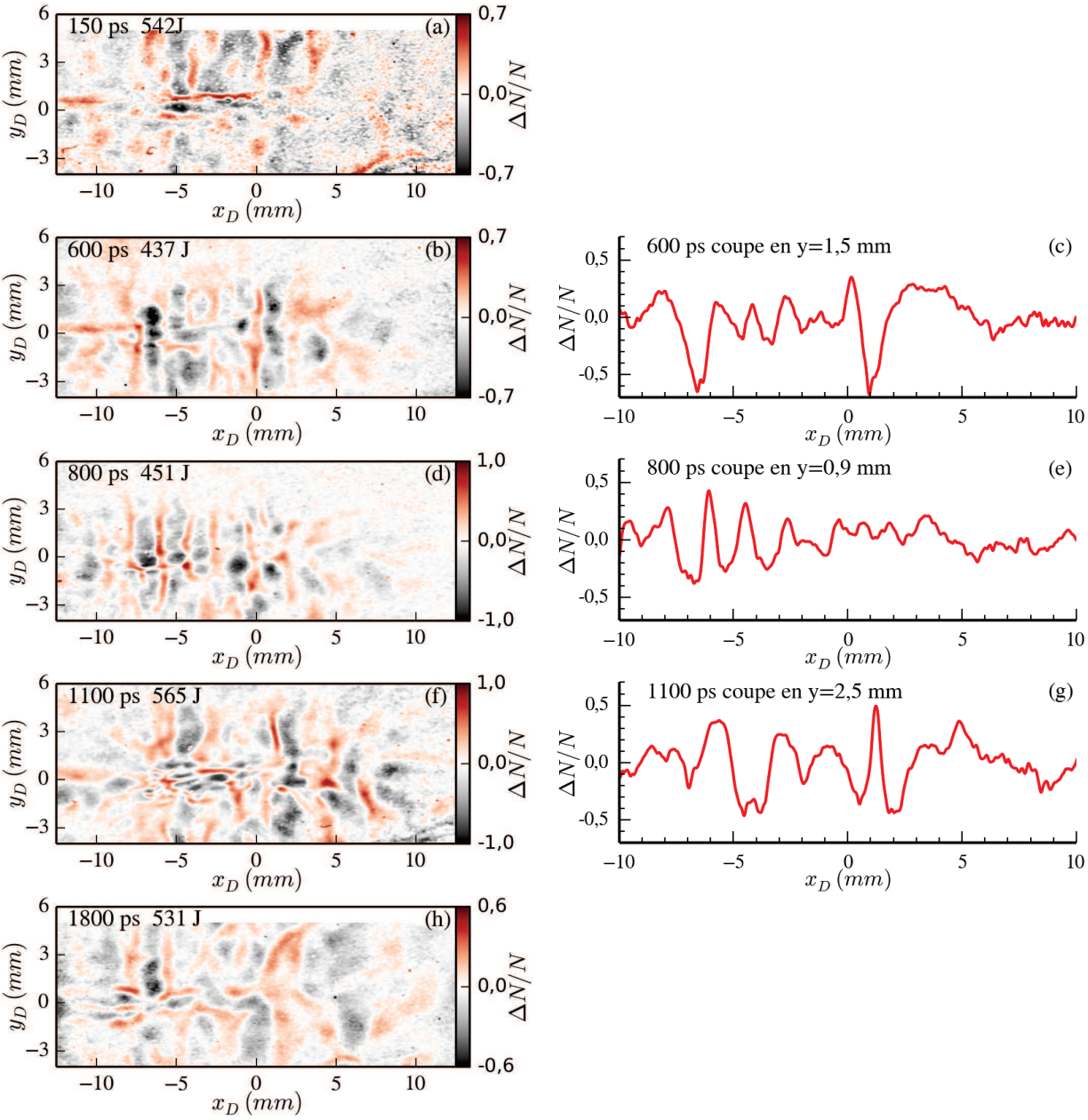


FIGURE 6.11 – RCF pendant l'ionisation : $n_e = 3\%n_c$.
(a) tir 6 (24/04/2014) ; (b) et (c) tir 24 (30/04/2014) ; (d) et (e) tir 22 (29/04/2014) ; (f) et (g) tir 12 (25/04/2014) ; (h) tir 45 (09/05/2014).

correspondant à l'expérience :

$$E_0 = -\frac{M}{D}\frac{2E_p}{e}\frac{1}{\sqrt{2\exp(1)\,\pi}}\left.\frac{\Delta N}{N_f}\right|_{min} \approx -282_{[MV/m]}\left.\frac{\Delta N}{N_f}\right|_{min} \tag{6.1}$$

l'axe de propagation des protons.

La coupe réalisée à $600\,ps$ (illustrée figure 6.11c) permet par exemple de mesurer un minimum à $-0{,}67$ et des minimums locaux de $-0{,}2$ correspondant respectivement à $189\,MV/m$ et $56\,MV/m$. À $800\,ps$ et $1100\,ps$ (figures 6.11e et 6.11g), on mesure des minimums à $-0{,}38$ ($107\,MV/m$) et $-0{,}46$ ($130\,MV/m$).

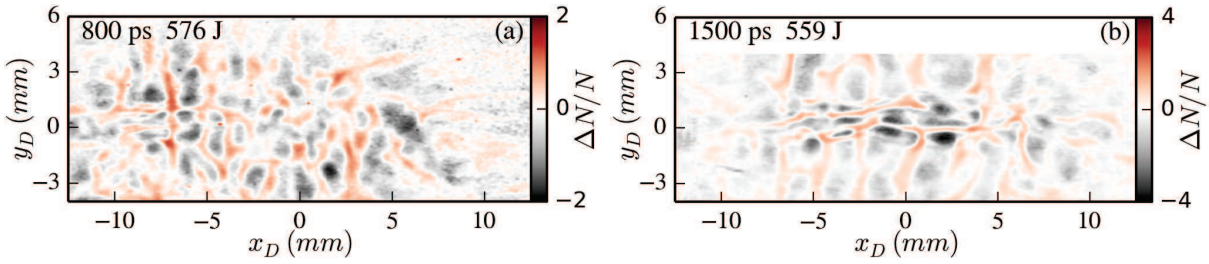


FIGURE 6.12 – RCF pendant l'ionisation : $n_e = 6\%n_c$.
(a) tir 26 (30/04/2014) ; (b) tir 9 (25/04/2014).

En regardant les mesures réalisées à une densité initiale de $6\,\%n_c$ et $9\,\%n_c$ (figures 6.12 et 6.13), on voit que ces structures sont plus fortement marquées et leur atténuation est moindre à la fin de l'impulsion (figure 6.12b et 6.13b) que dans les cas à $3\,\%n_c$ (figure 6.11h). À $9\,\%n_c$ on observe des structures plus marquées et l'apparition de zones de déplétion de forme circulaire (figures 6.13a et 6.13b) qui disparaissent à la fin de l'impulsion. Comme ordre de grandeur, on mesure le diamètre de la structure à $1500\,ps$ et $x_D = 4{,}5\,mm$, il est de $2{,}2\,mm$ soit $\sim 300\,\mu m$ dans le plan objet. À $1500\,ps$, l'application de la formule analytique

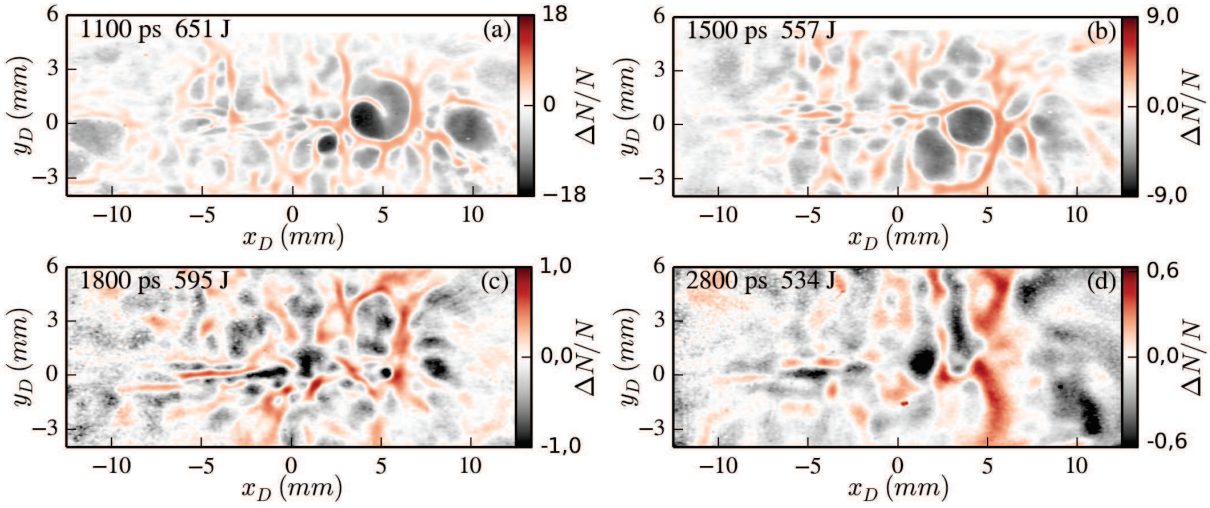


FIGURE 6.13 – RCF pendant l'ionisation : $n_e = 9\%n_c$
(a) tir 14 (28/04/2014) ; (b) tir 10 (25/04/2014) ; (c) tir 36 (06/05/2014) ; (d) tir 34 (06/05/2014).

(6.1) donne pour la valeur de dose minimale -9 , un champ de $2{,}5\,GV/m$.

Afin d'évaluer la présence de ces structures aux temps longs (au delà de $1{,}5\,ns$, c'est à dire après l'impulsion laser), des tirs ont permis de sonder l'état du plasma à 1800 et 2800 ps pour des densités de $3\,\%nc$ (figure 6.11h) et de $9\,\%nc$ (figures 6.13c et 6.13d). Les mesures montrent que les structures mises en évidence ici subsistent. Ces instants (1800 et 2800 ps) correspondraient à la propagation du faisceau d'interaction s'il était utilisé. Regardons donc maintenant les résultats obtenus dans la configuration où la propagation du faisceau d'ionisation est suivie par celle du faisceau d'interaction.

Expérience 2 : Déflectométrie pour l'étude de la propagation d'un faisceau laser d'interaction dans un plasma ionisé

Les figures 6.15, 6.16 et 6.17 montrent les mesures obtenues à des densités respectives de $3\%nc$, $6\%nc$ et $9\%nc$. Le temps $t = 0$ correspond toujours à la montée de l'impulsion du faisceau laser d'ionisation (durée à mi-hauteur $1{,}5\,ns$), le faisceau d'interaction ($D_{FWHM} = 30\,\mu m$) débute sa montée avec $1{,}5\,ns$ de retard pour une durée à mi-hauteur de $1{,}5\,ns$ (figure 6.14).

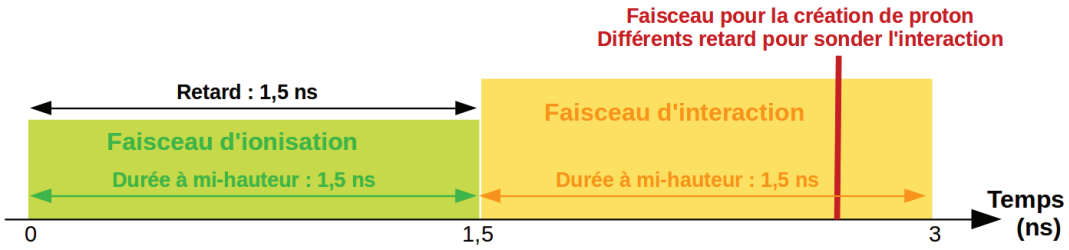


FIGURE 6.14 – Schéma des différents retards entre les faisceaux et convention utilisée.

On retrouve des structures verticales, que l'on attribue d'après la section précédente à la présence du faisceau d'ionisation qui a permis d'ioniser le plasma bien avant la propagation du faisceau d'interaction. Ces structures empêchent de distinguer les déflexions propres à la propagation du faisceau d'interaction. L'utilisation d'un faisceau laser d'ionisation lissé par RPP a donc pendant nos expériences fortement compliqué l'utilisation du diagnostic de déflectométrie protonique. C'est pourquoi la section suivante s'intéresse au cas de la propagation du faisceau d'interaction seul.

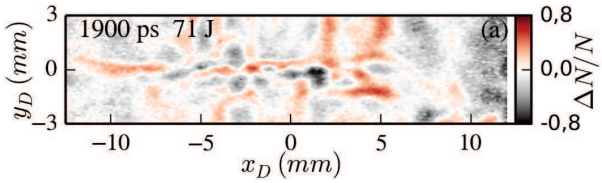


FIGURE 6.15 – RCF pendant l'interaction $n_e = 3\%n_c$: (a) tir 4 (24/04/2014).

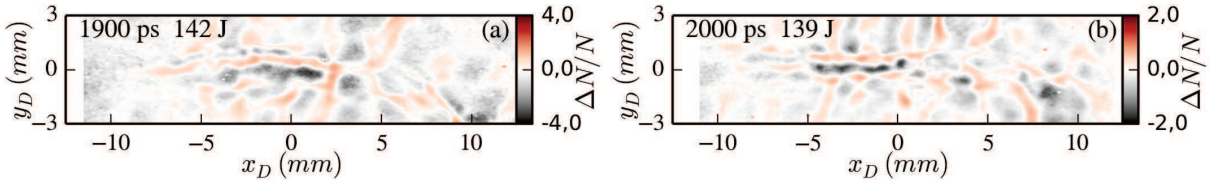


FIGURE 6.16 – RCF pendant l'interaction $n_e = 6\%n_c$
(a) tir 8 (25/04/2014) ; (b) tir 16 (28/04/2014).

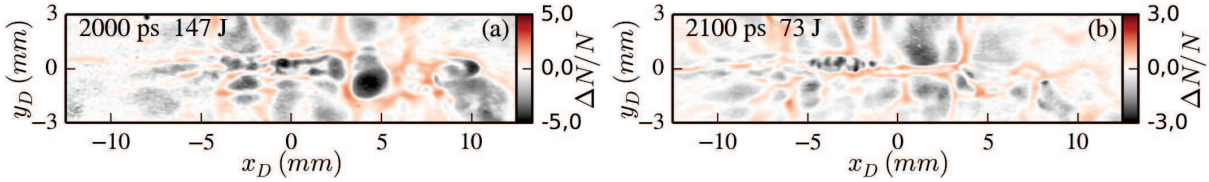


FIGURE 6.17 – RCF pendant l'interaction $n_e = 9\%n_c$
(a) tir 15 (28/04/2014) ; (b) tir 3 (23/04/2014).

Expérience 1 : Déflectométrie pour l'étude de la propagation du faisceau d'interaction seul

Lors de cette expérience le plasma n'a pas été ionisé avant la propagation du faisceau d'interaction. Les résultats de la déflectométrie ne sont donc pas altérés par la propagation du faisceau d'ionisation. Les figures ci-dessous présentent les mesures obtenues lors de cette expérience : on rappelle que dans ce cas, le laser ($D_{FWHM} \sim 12\,\mu m$) se propage dans $\sim 1\,mm$ de gaz (cf. figure 3.2, page 59), ce qui correspond dans le plan du détecteur à la zone $[-4mm\,;\,4mm]$. Globalement, l'absence de structures verticales periodiques montre que les champs du plasma sont moins perturbés que précédemment.

Les figures 6.18 et 6.19 présentent les résultats obtenus à une densité de $1{,}8\,\%n_c$. À $150\,ps$ après le début de la propagation laser, on observe à gauche du RCF un canal vide de proton correspondant à la propagation du laser (figure 6.18b). À partir des déplétions, les coupes réalisées (figures 6.18c, 6.18d, 6.18e) en $x = -9{,}8\,;-4{,}1$ et $+\,1{,}8\,mm$ sur la figure 6.18b

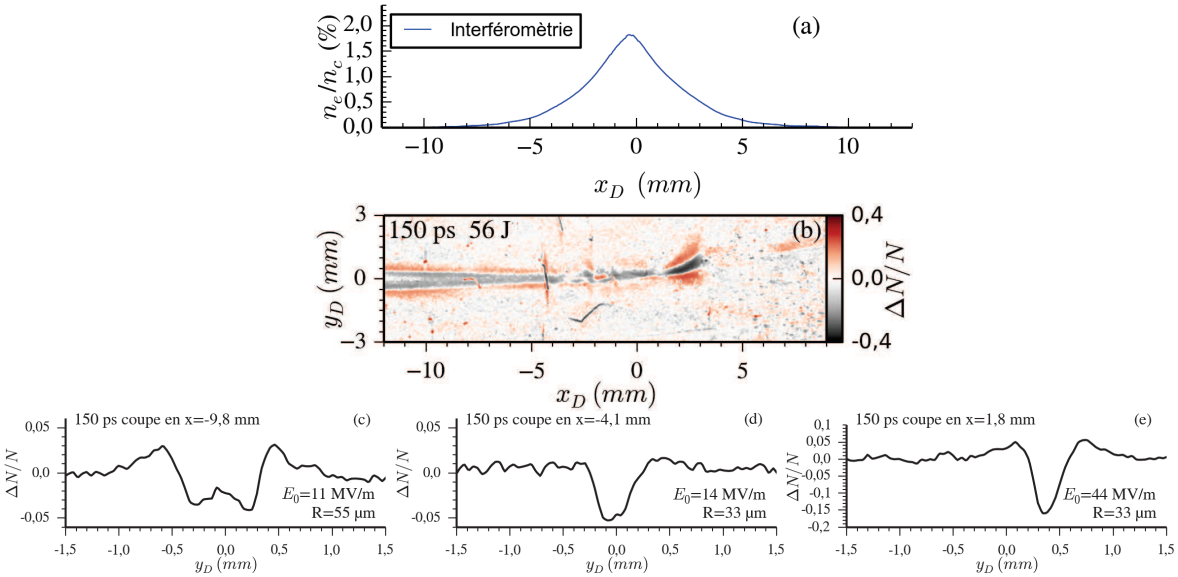


FIGURE 6.18 – RCF $n_e = 1{,}8\%n_c$ à t=150ps.
(a) Profil de la densité électronique ; (b), (c), (d) et (e) tir 25 (13/02/2012).

permettent d'estimer une augmentation de champ caractéristique d'une autofocalisation : le champ croît de 11 MV/m à 45 MV/m. Les rayons caractéristiques à l'origine de ces déplétions décroissent passant de 50μm à 30μm. Ces rayons sont caractéristiques de la structure du champ sondé, faisant intervenir à la fois les gradients d'intensité laser, de température et de densité.

Aux temps ultérieurs (300 ps et 550 ps), on remarque que les déflexions mesurées perdent totalement leur cohérence et que les structures ont grossi (figures 6.19a et 6.19c). En revanche, on distingue très faiblement l'entrée et la sortie du faisceau dans le jet de gaz. Le

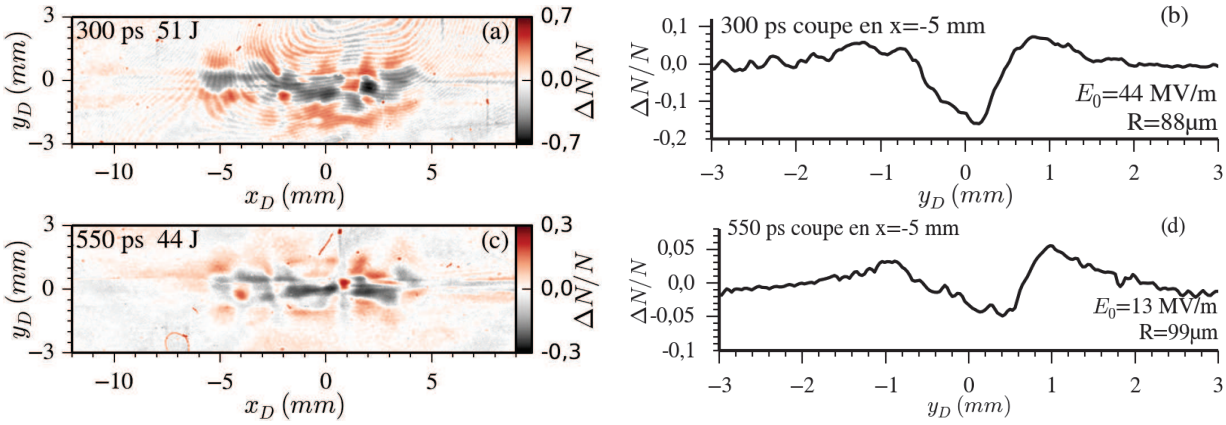


FIGURE 6.19 – RCF $n_e = 1{,}8\%n_c$.
(a) et (b) tir 23 (09/02/2012) ; (c) et (d) tir 27 (13/02/2012).

fait d'observer une structure axisymétrique en sortie de plasma (figures 6.19b et 6.19d) est plutôt surprenant car cela signifierait qu'une partie du faisceau n'a pas complètement perdu sa cohérence au cours de la traversée du plasma. Par extension, il est donc possible que les structures observées correspondent principalement aux champs générés par la réponse plasma (champs liés aux perturbations en densité et en température qui évoluent au cours du temps) induits initialement par le laser et non par ceux de la propagation laser (gradient instantané d'intensité).

À 3,6%nc, on retrouve sur la figure 6.20a à 150 ps la propagation peu perturbée en entrée du plasma. Les coupes réalisées à $x = -12{,}4\,;\ -4{,}5$ et $0\,mm$ (figures 6.20b, 6.20c et 6.20d) permettent d'estimer une augmentation du champ passant de $\sim 20\,MV/m$ à $62\,MV/m$. Comme dans le cas précédent, il est possible d'attribuer cela à un phénomène d'autofocalisation car le rayon caractéristique de la structure à l'origine de ces déflexions diminue de $59\,\mu m$ à $25\,\mu m$.

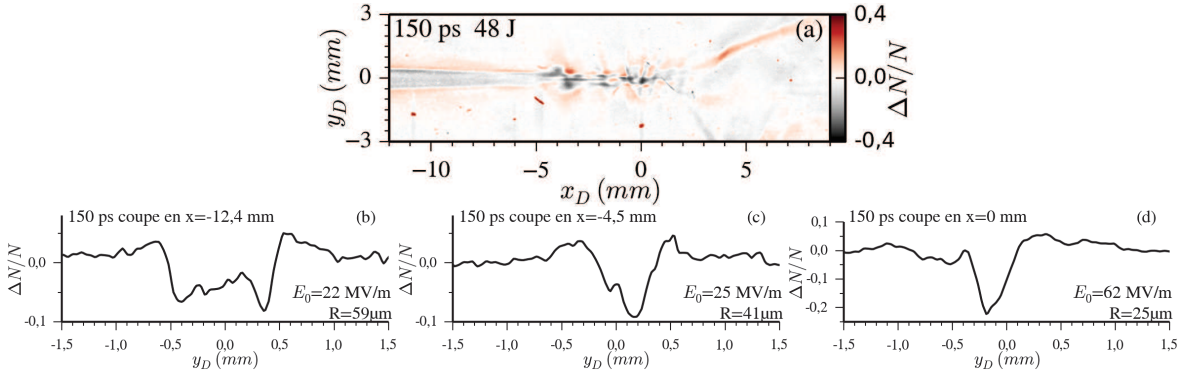


FIGURE 6.20 – RCF $n_e = 3{,}6\%n_c$. (a), (b), (c) et (d) tir 26 (13/02/2012).

Toujours à 150 ps, on peut noter des *oscillations entre* des accumulations et des déplétions de protons autour de l'axe de propagation laser (structure en *zigzag* entre -5 et $-3\,mm$). Ces structures singulières débouchent ensuite sur des structures encore plus complexes.

La figure 6.21 représente l'ensemble des films impactés par les protons. Comme une énergie de proton est associée à chaque film, le temps de vol des protons qui est fonction de l'énergie détermine ainsi plusieurs instants auxquels le plasma est sondé. On observe que les structures apparaissent (figures 6.21a, 6.21c et 6.21e) et s'épaississent (figures 6.21g, 6.21i, 6.21k et 6.21m) au cours du temps. La figure 6.22a représente l'évolution temporelle de la taille de la structure pour des coupes réalisées en $x_D = -4{,}5\,mm$, on observe alors que la taille caractéristique de la structure augmente passant de $\sim 20\,\mu m$ (entre 45 et 85 ps) à 49 µm (à 210 ps). La dose de protons défléchie diminue de $-0{,}035$ à $-0{,}1$ entre 45 ps et 210 ps (figure 6.22b). La valeur du champs E_0 suit l'évolution inverse de la dose en augmentant de $10\,MV/m$

à 29 MV/m entre 45 ps et 210 ps (figure 6.22c).

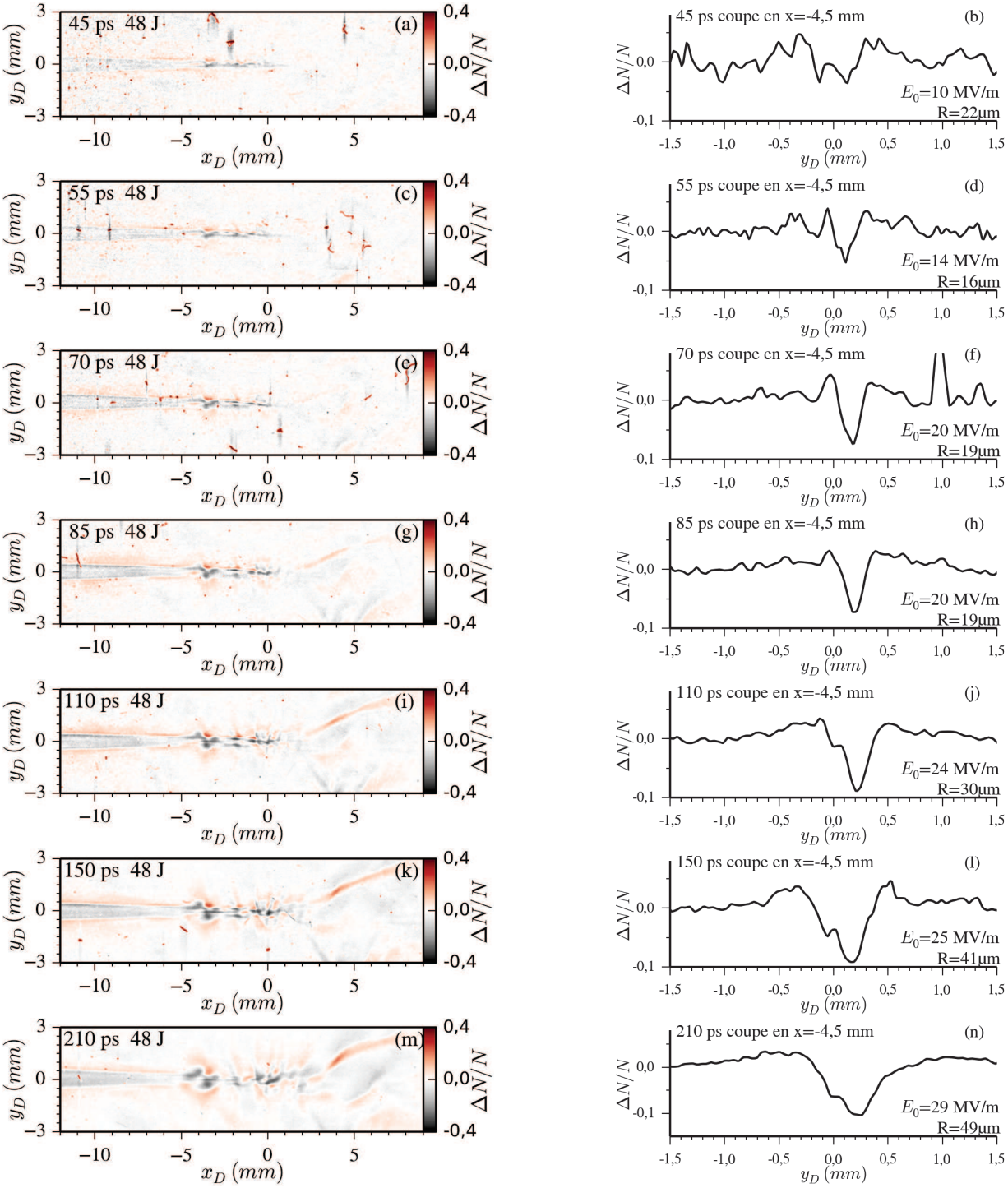
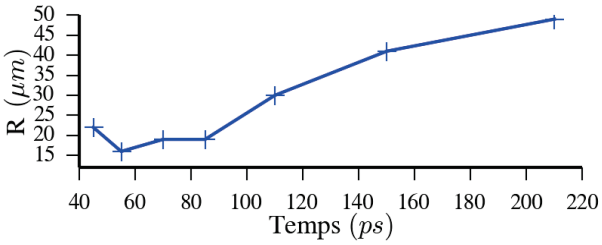
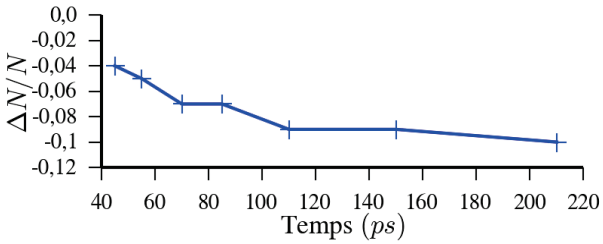


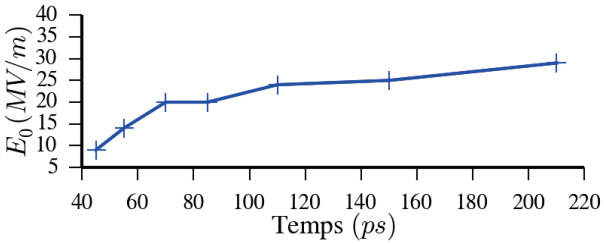
FIGURE 6.21 – RCF $n_e = 3{,}6\%n_c$. De (a) à (n) tir 26 (13/02/2012).



(a) Taille caractéristique R en fonction du temps



(b) Dose de proton sur le détecteur en fonction du temps



(c) Amplitude du champ électrique en fonction du temps

FIGURE 6.22 – Évolution temporelle des caractéristiques des structure en $x_D = -4{,}5\,mm$, $n_e = 3{,}6\%n_c$. Tir 26 (13/02/2012).

À $300\,ps$ (figures 6.23a et 6.23b), on ne distingue plus le canal vide de proton causé par le champ laser , et on observe encore cette structure en *zigzag*. On remarque que la complexité des structures s'est accrue. On observe des structures horizontales au centre du jet de gaz ($x_D = 0\,mm$), elles s'étendent spatialement à $800\,ps$ (figures 6.23c et 6.23d).

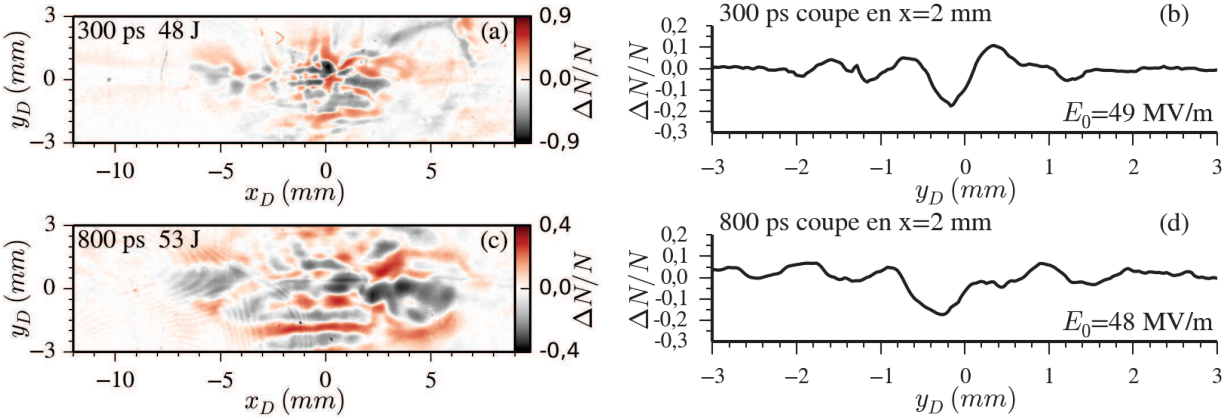


FIGURE 6.23 – RCF $n_e = 3{,}6\%n_c$.
(a) et (b) tir 24 (09/02/2012) ; (c) et (d) tir 21 (09/02/2012).

Il est notable que les résultats obtenus présentent beaucoup de perturbations par rapport au signal attendu lié à un plasma peu perturbé et observé par le passé [21].

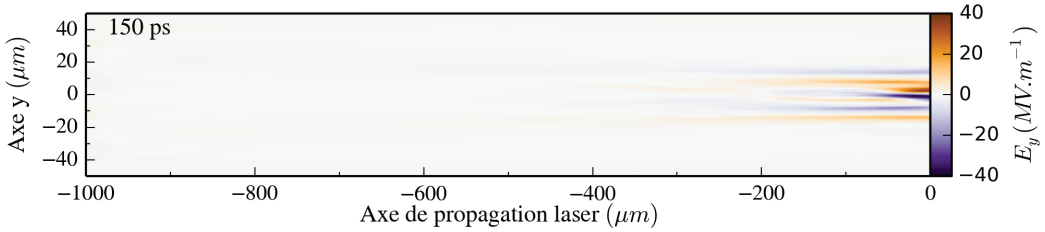
Dans le cas où le plasma est préformé par le faisceau d'ionisation lissé par RPP, les structures observées n'ont pas la symétrie attendue autour de l'axe laser. La méthode d'analyse analytique page 80 ne peut donc pas s'appliquer à la majorité des structures observées pour relier les variations de dose à des valeurs de champ électrique.

Dans le cas où seul le faisceau d'interaction est utilisé, la propagation est bien visible dans la partie de très basse densité du jet de gaz. On mesure des champs de l'ordre de $\sim 15\,MV/m$ puis on mesure très rapidement une réduction des structures que l'on associe à de l'autofocalisation du laser. Le champ atteint alors jusqu'à $62\,MV/m$. Très rapidement après l'entrée dans la partie centrale du jet de gaz, les structures sont fortement perturbées et s'éloignent de ce qui est analysable analytiquement.

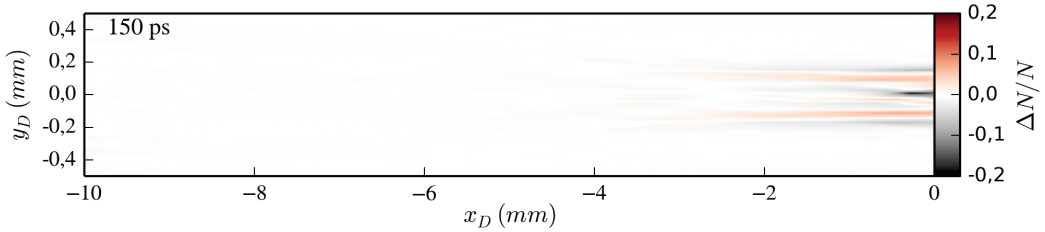
Ces résultats montrent que le diagnostic de déflectométrie protonique permet de visualiser la propagation laser, mais qu'elle est aussi particulièrement sensible aux perturbations du plasma.

6.2.2 Simulation Diane

Plusieurs simulations Diane ont été réalisées sur le cas Héra présenté en début de chapitre [4]. On ne retrouve pas une structure aussi perturbée spatialement que le suggèrent les mesures aux temps courts. L'autofocalisation (figure 6.24) produit des champs de l'ordre de plusieurs dizaines de MV/m, même si les structures ne sont pas comparable cet ordre de grandeur est cohérent avec les champs estimés expérimentalement sur les RCF.



(a) Carte de champ Héra dans le plan $(x,y)_{z=0}$



(b) Simulation Diane

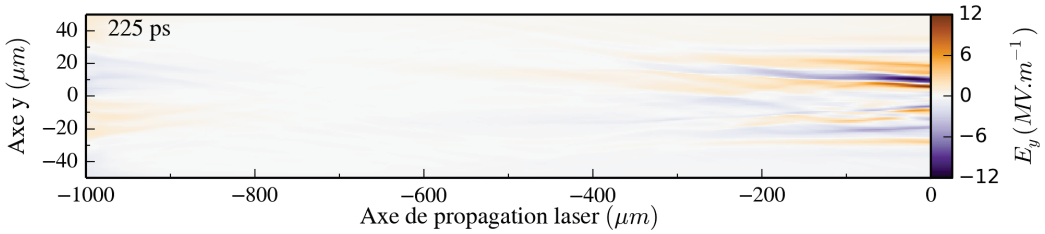
FIGURE 6.24 – Cas de l'autofocalisation à $150\,ps$

Aux temps plus long, la filamentation (figure 6.25 et 6.26) produit une structure de champ complexe, mais qui n'est pas comparable ni en terme de forme ni en terme de valeur de dose mesurée, aux résultats de la déflectométrie protonique.

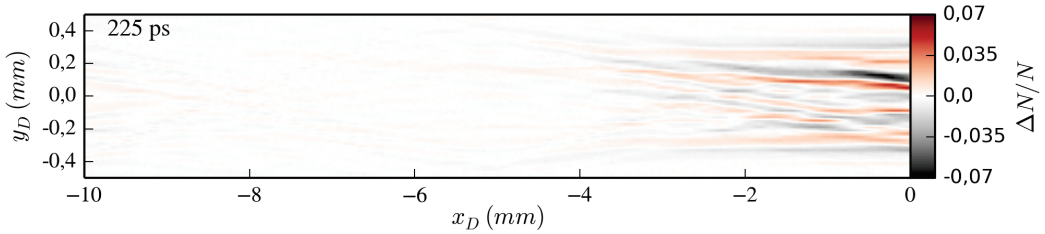
Parmi les limitations de la modélisation utilisée, le fait que le gradient de température évolue indépendamment de la force pondéromotrice est une hypothèse forte concernant le champ électrique associé au gradient de pression. La réponse du plasma peut donc être sous-estimée. Par ailleurs, l'ensemble des mesures expérimentales a été obtenue dans des conditions correspondant à des P/P_c supérieures à 160, contrairement à la simulation réalisée pour

4. Étant donnée la taille du faisceau d'ionisation ($1mm \times 300\,\mu m$), les simulations Héra nécessitent une boite au moins deux fois (généralement trois fois) supérieure pour gérer les conditions limites. À ces dimensions, le calcul nécessite $\sim 2.10^9$ cellules pour une résolution de $2\lambda \times \lambda \times \lambda$. Ce dimensionnement implique des calculs de plusieurs mois, et pour ces raisons le travail numérique a été orienté vers l'étude du faisceau d'interaction seul.

$P/P_c = 80$. Ces conditions produisent des instabilités sans doute plus fortes qui n'ont pas pu être convenablement modélisées.

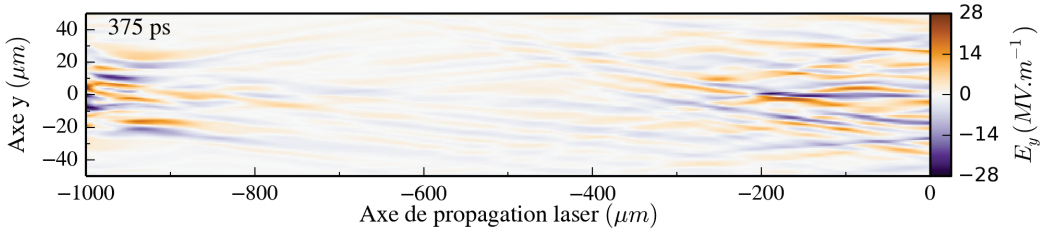


(a) Carte de champ Héra dans le plan $(x,y)_{z=0}$

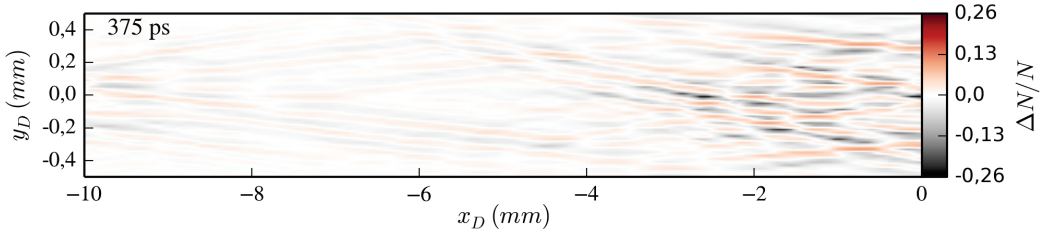


(b) Simulation Diane

FIGURE 6.25 – Cas de la filamentation à 225 ps



(a) Carte de champ Héra dans le plan $(x,y)_{z=0}$



(b) Simulation Diane

FIGURE 6.26 – Cas de la filamentation à 375 ps

$\therefore$

Les deux expériences réalisées ont apporté des résultats surprenants et éloignés de ceux attendus [5]. La transmission laser mesurée à l'aide de l'Hisac aussi bien que les déflexions protoniques mesurées suggèrent de très fortes perturbations.

Dans le cas où le plasma est ionisé préalablement par un faisceau lissé par RPP, nous avons mis en évidence que ce faisceau laser a une forte influence sur les champs électriques produits au sein du plasma. Les mesures RCF montrent des champs sur une large zone (au delà de la dimension du faisceau) qui se maintiennent pendant plus de $2\,ns$. Ces perturbations empêchent de distinguer les déflexions liées au faisceau d'interaction dans cette configuration.

Dans le cas où seul le faisceau d'interaction se propage, on mesure l'arrivée du faisceau laser dans la partie très sous-dense mais dès son entrée dans la partie centrale du jet de gaz, les déflexions mesurées ne correspondent pas aux phénomènes attendus : structures axisymétriques autour de l'axe laser (chapitre 4 et expérience passée [21]). Les RCF de l'expérience [21] présentent clairement des structures associées à l'autofocalisation puis la filamentation du laser.

On attribue la différence entre cette expérience passée et les nôtres aux conditions expérimentales : la puissance laser dépasse dans notre cas 160 fois la puissance critique d'autofocalisation alors que l'expérience réalisée par le passé ([21]) était dans un régime moins instable : avec une énergie bien inférieure ($7\,J$ sur $400\,ps$), une densité inférieure ($1{,}4\%nc$), ce qui correspond à un rapport $P/P_c \sim 40$. La comparaison des simulations et des résultats expérimentaux n'est pas très bonne mais cette étude a permis de répondre à l'un de ses objectifs en montrant les limites des outils numériques utilisés concernant leur capacité prédictive dans les régimes très fortement non-linéaires, ce qui constitue un objectif à long terme. Cela permet de pouvoir réfléchir aux futures directions d'étude à poursuivre pour permettre aux simulations de mieux restituer la physique de l'interaction.

5. Une ou des structures axisymétriques autour de l'axe laser étaient attendues (voir le chapitre 4).

Chapitre 7

Conclusion

La maîtrise de la propagation laser en plasma sous dense constitue un des paramètres clés pour la réalisation de la fusion par confinement inertiel dans les schémas d'attaque indirecte et les expériences en cavité rempli de gaz. Ce travail de thèse, à la fois expérimental et numérique, s'est construit autour de trois codes dans le but de discuter de deux thèmes complémentaires :

1. L'importance des gradients de température et du caractère non-local du transport sur la propagation laser en plasma sous-dense.
2. L'étude des champs électriques, issus des gradients de densité, de température et d'intensité, comme outil supplémentaire et innovant pour sonder les instabilités liées à la propagation laser.

Cette complémentarité a été initiée par le travail de L. Lancia [20, 21]. Son travail avait pu montrer la difficulté à modéliser la propagation laser en appuyant ses conclusions sur les résultats d'un diagnostic innovant dans ce contexte : la déflectométrie protonique. Notre travail consistait à étendre l'utilisation de cette complémentarité en discutant de la capacité de modélisation 3D offerte par l'association des codes FCI2, Héra et Diane.

Ce travail a débuté par deux expériences réalisées sur l'installation LULI2000 du Laboratoire de l'Utilisation des Lasers Intenses. Elles ont permis de motiver le développement d'outils numériques. Elles ont consisté en l'étude de la propagation d'un faisceau laser dans un jet de gaz de faible densité. Le diagnostic Hisac, calibré en énergie, a permis d'observer la qualité du faisceau en sortie et le taux de transmission tout au long de la propagation. Le plasma produit a pu être bien caractérisé par diffusion Thomson dont l'analyse des résultats est compatible avec les modélisations FCI2 réalisées. Le régime de propagation ainsi caractérisé montre que les expériences ont été menées dans un cas particulièrement instable du point de vue de l'autofocalisation et de la filamentation. Le rapport de la puissance sur la

puissance critique d'autofocalisation dépasse largement 80 ($P/P_c > 80$). Ce régime propice à la présence de fortes perturbations a rendu complexe l'analyse des résultats obtenus par déflectométrie protonique.

Pour le premier thème, l'idée d'utiliser FCI2 pour insérer artificiellement une évolution spatio-temporelle de la température dans le module Brillouin de Héra a permis (cf. section 4.3) de montrer les conséquences éventuelles de la prise en compte du gradient de température calculé préalablement par FCI2 : creusement en densité plus important, plus forte autofocalisation conduisant plus rapidement à l'apparition d'instabilité de filamentation et à l'augmentation des champs électriques du plasma, tous étant liés aux forces pondéromotrice (gradient d'intensité laser) et de pression thermique (gradient de densité et de température). Ce travail montre qu'il serait justifié comme perspective d'introduire dans le module Brillouin de Héra le calcul de l'évolution temporelle de l'énergie (absorption laser et transport de chaleur) dans le contexte d'études liées à l'autofocalisation laser. Le régime expérimental ($P/P_c > 80$) était propice au développement de fortes instabilités (fortes autofocalisation) et a rendu la modélisation numérique de la propagation laser difficile : la taille des structures nécessite un raffinement en maillage supérieur à $\lambda/8$ difficilement réalisable en terme de temps de calcul pour un domaine simulé millimétrique et un temps simulé de l'ordre de la nanoseconde. Un développement AMR dans le module Brillouin de Héra, qui adapterait au cours du temps le raffinement du maillage à la finesse des structures modélisées pourrait être une solution. L'article de J.L. Feugeas [72] utilise cette technique numérique pour modéliser la propagation laser d'un faisceau gaussien et d'un faisceau lissé [1] : cette technique a permis d'après cet article de diviser par deux le temps et la mémoire nécessaire au calcul. La nécessité d'utiliser l'AMR pour modéliser la propagation laser est de plus justifiée dans l'article par le fait que le calcul de la conduction thermique augmente le temps de calcul significativement. En attendant ces développements, le module mis en place dans ce travail permet désormais d'imposer l'évolution spatio-temporelle en température calculée préalablement par FCI2.
Cette astuce a permis de discuter du rôle du transport de chaleur à travers les gradients de températures calculés. Notre étude concernant l'aspect local ou non-local du transport n'a pas montré d'effets significatifs en milieu d'hélium ou d'hydrogène sous-dense (de 3 à $9\%n_c$) et à des intensités de l'ordre de $10^{14}\,W.cm^{-2}$. Les calculs montrent un effet hydrodynamique très faible : les gradients de température et de densité sont légèrement plus raides en modélisation non-locale. Cependant, la faible différence entre les gradients (locaux ou non-locaux) n'implique pas de conséquences significatives sur la propagation laser et les champs électriques associés. Cela se comprend car la faible densité électronique du jet de gaz (plasma

1. Il s'agit dans l'article d'un autre module du code Héra où l'instabilité Brillouin n'est pas calculée.

sous-dense et Z faible) ne favorise pas l'absorption par Bremsstrahlung inverse et la formation de gradients forts.

Le second thème concernant les champs électriques est complémentaire au premier car la température intervient dans la force de pression qui est une des composantes du champ électrique (en plus du gradient d'intensité laser). Expérimentalement, les mesures de déflectométrie protonique permettent de sonder au cœur du plasma, l'apparition et l'évolution spatio-temporelle d'instabilités via les champs. En toutes généralités, les mesures sont dépendantes des champs électriques et magnétiques traversés par les protons dans un volume en trois dimensions. Le laboratoire d'accueil au CEA a souhaité mettre en place l'utilisation conjointe de deux outils déjà existant pour modéliser la complexité de ce diagnostic. Les codes Diane (pour la propagation des protons) et Héra (pour la propagation du laser) ont été choisi pour cela.

Dans un premier temps, j'ai validé avec plusieurs cas tests analytiques la possibilité d'utiliser Diane avec les cartes de champs de Héra afin de simuler en 3D le diagnostic de déflectométrie protonique. Pour la première fois, des simulations entièrement 3D permettent de discuter des méthodes d'analyses d'un tel diagnostic. Ce travail montre la pertinence des cartes de champs 3D de Héra pour le dimensionnement et la compréhension de la déflectométrie protonique dans l'étude de la propagation laser en milieu sous-dense. Lors de la propagation, le rôle du champ électrique longitudinal, issu des gradients de densité, de température ou d'intensité laser dans le cas d'une instabilité (auto-focalisation ou filamentation) n'est pas toujours négligeable. L'étude d'instabilités ou de structures de champ complexes au sein du plasma tirera bénéfice de cette modélisation 3D du diagnostic.

La déflectométrie protonique est un diagnostic prometteur dans le sens où il apporte un point de vue nouveau sur les phénomènes se produisant au cœur du plasma. Sur le plan expérimental, il est maintenant mis en place depuis plusieurs années. Le diagnostic est utilisé par exemple dans les expériences d'interaction laser avec une cible plane pour étudier les champs magnétiques auto-générés en interaction laser-plasma à forte puissance [73, 74, 75].

Dans le contexte du transport et de la propagation, on dispose à présent sur le plan numérique, d'un outil permettant de simuler en 3D ce diagnostic sur les cartes de champ électrique 3D simulées par Héra. Son développement est à poursuivre : étendre l'utilisation de cet outil à d'autres domaines où la déflectométrie protonique est utilisée permettrait de mieux saisir et quantifier les effets 3D pouvant influencer les résultats expérimentaux.

Au delà de notre thématique, un effet autre que la température affecte le libre parcours moyen des électrons : les champs magnétiques. La question de l'impact des champs magné-

tiques sur le transport se pose donc. Il est maintenant possible expérimentalement d'imposer un fort champ magnétique au plasma à l'aide d'une bobine à champ pulsé [76] et donc d'étudier son impact sur le transport de chaleur et la propagation laser [77]. L'utilisation d'une telle bobine rend cependant complexe l'emploi de la déflectométrie protonique car l'application d'un champ magnétique de plusieurs dizaines de Tesla sur plusieurs centimètres défléchit les protons et rend donc difficile le sondage des champs.

Rôle de l'auteur

Ce travail en collaboration entre le laboratoire de l'utilisation de laser intense (LULI) et le CEA m'a permis d'apporter une contribution à la fois dans le domaine expérimental et dans le domaine numérique.

Sur le plan expérimental, deux campagnes sont présentées dans le manuscrit. La première (section 3.1) est une expérience antérieure à la thèse dont j'ai pu réaliser une partie du dépouillement et de l'analyse : je me suis consacrée aux diagnostics de diffusion Thomson et de déflectométrie protonique. La seconde campagne (section 3.2) est l'une des expériences réalisées pendant ces années de thèse. J'ai activement participé à cette campagne, de la conception à la mise en œuvre des tâches journalières avec l'aide de mon directeur et mon encadrant de thèse ainsi que J.R Marquès, T. Gangolf et l'équipe technique du LULI2000. J'ai réalisé pour cette seconde expérience les dépouillements et les analyses des résultats de la diffusion Thomson, de la caméra Hisac et de la déflectométrie protonique. Pour cela j'ai repris la théorie de chacun de ces diagnostics (section 3.3). Le dépouillement du diagnostic Thomson a été initiée par un programme Fortran de P. Loiseau et l'analyse fut comparée et discutée en équipe au LULI. J'ai effectué le dépouillement de l'HISAC à partir des travaux de thèse de M. Nakatsutsumi. De même, en partant du fonctionnement du diagnostic et des travaux de N.L. Kugland, j'ai dépouillé et analysé la déflectométrie protonique. L'ensemble de mes analyses a ensuite été discuté en équipe et en mettant en commun l'ensemble des dépouillements. Je n'ai pas participé aux dépouillements et analyses des diagnostics de rétrodiffusion Brillouin et Raman et simulations associées (pages 137 et 138).

Sur le plan numérique, j'ai tout d'abord réalisé les tests nécessaires à la validation de la nouvelle utilisation du code Diane comme post processeur du code de propagation d'onde Hera. Des développements nécessaires et internes au code ont pu être réalisés grâce à la collaboration de D. Riz et S. Lemaire. Pour améliorer la compréhension du diagnostic de déflectométrie protonique et aider au dimensionnement des simulations Diane, j'ai conçu et développé un programme (`C++` parallélisé) permettant de simuler plus facilement le diagnostic

de déflectométrie protonique à travers une description 3D analytique d'un champ électrique (chapitre 4). Une fois l'utilisation de Diane validée, je me suis consacrée à utiliser le code de propagation d'onde Héra pour simuler les cartes des champs électriques internes au plasma. Le module de Héra utilisé dans le laboratoire a l'avantage de simuler la rétrodiffusion Brillouin mais l'inconvénient de ne pas prendre en compte pour le moment le chauffage du plasma. Or les gradients de température sont une source importante de champs électriques. Comme l'implémentation de la conduction thermique ne pouvait pas se faire sur le temps disponible pour ce travail, j'ai utilisé FCI2 afin de modéliser préalablement le dépôt de l'énergie laser. J'ai dimensionné et réalisé les simulations avec le code FCI2, en implémentant les différents profils de jet de gaz selon les expériences. Dans un premier temps, ces simulations ont permis de comparer les densités et gradients thermiques aux résultats expérimentaux de la diffusion Thomson (chapitre 5). Les questions de transport de chaleur et de propagation laser étant liées, j'ai proposé, conçu et développé la possibilité d'utiliser les cartes de température électronique calculées par FCI2 au cours du temps lors du calcul de la propagation laser de Héra. Enfin j'ai cherché à modéliser la propagation laser avec Héra dans des conditions le plus proche possible de celles expérimentales. J'ai dû faire face à des problèmes inattendus liés au régime très instable dans lequel ont été réalisées les expériences, ce qui a montré une certaine limitation des outils numériques dans ce régime. J'ai dimensionné et effectué toutes les simulations présentées dans le manuscrit avec les codes FCI2, Héra et Diane sur le calculateur TERA100. Ces simulations m'ont permis de montrer le fonctionnement global de la chaîne (FCI2, Héra et Diane) à faible intensité (section 4.1) et de faire des comparaisons pour la condition expérimentale la plus favorable (chapitre 6) : entre les résultats de Héra et de la caméra Hisac pour la transmission laser et entre les résultats de Diane et de la déflectométrie protonique.

Les conditions de ce travail m'ont ainsi permis de m'impliquer à la fois dans le domaine expérimental et numérique en ayant conscience des difficultés rencontrées respectivement dans chacun de ces domaines.

Références bibliographiques

[1] Aymar, R., Barabaschi, P., and Shimomura, Y., "The ITER design," *Plasma Physics and Controlled Fusion*, volume 44, pp. 519–565, May 2002

[2] Moses, E. I. and Storm, E., "The NIF : An international high energy density science and inertial fusion user facility," volume 59, p. 1002, November 2013

[3] Hurricane, O. A., Callahan, D. A., Casey, D. T., Celliers, P. M., Cerjan, C., Dewald, E. L., Dittrich, T. R., Döppner, T., Hinkel, D. E., Hopkins, L. F. B., Kline, J. L., Le Pape, S., Ma, T., Macphee, A. G., Milovich, J. L., Pak, A., Park, H.-S., Patel, P. K., Remington, B. A., Salmonson, J. D., Springer, P. T., and Tommasini, R., "Fuel gain exceeding unity in an inertially confined fusion implosion," *Nature*, volume 506, pp. 343–348, February 2014

[4] Theobald, W., Nora, R., Seka, W., Lafon, M., Anderson, K. S., Hohenberger, M., Marshall, F. J., Michel, D. T., Solodov, A. A., Stoeckl, C., Edgell, D. H., Yaakobi, B., Casner, A., Reverdin, C., Ribeyre, X., Shvydky, A., Vallet, A., Peebles, J., Beg, F. N., Wei, M. S., and Betti, R., "Spherical strong-shock generation for shock-ignition inertial fusion," *Physics of Plasmas*, volume 22, no. 5, p. 056310, May 2015

[5] Batani, D., Baton, S., Casner, A., Depierreux, S., Hohenberger, M., Klimo, O., Koenig, M., Labaune, C., Ribeyre, X., Rousseaux, C., Schurtz, G., Theobald, W., and Tikhonchuk, V. T., "Physics issues for shock ignition," *Nuclear Fusion*, volume 54, no. 5, p. 054009, May 2014

[6] Hohenberger, M., Radha, P. B., Myatt, J. F., LePape, S., Marozas, J. A., Marshall, F. J., Michel, D. T., Regan, S. P., Seka, W., Shvydky, A., Sangster, T. C., Bates, J. W., Betti, R., Boehly, T. R., Bonino, M. J., Casey, D. T., Collins, T. J. B., Craxton, R. S., Delettrez, J. A., Edgell, D. H., Epstein, R., Fiksel, G., Fitzsimmons, P., Frenje, J. A., Froula, D. H., Goncharov, V. N., Harding, D. R., Kalantar, D. H., Karasik, M., Kessler, T. J., Kilkenny, J. D., Knauer, J. P., Kurz, C., Lafon, M., LaFortune, K. N., MacGowan,

B. J., Mackinnon, A. J., MacPhee, A. G., McCrory, R. L., McKenty, P. W., Meeker, J. F., Meyerhofer, D. D., Nagel, S. R., Nikroo, A., Obenschain, S., Petrasso, R. D., Ralph, J. E., Rinderknecht, H. G., Rosenberg, M. J., Schmitt, A. J., Wallace, R. J., Weaver, J., Widmayer, C., Skupsky, S., Solodov, A. A., Stoeckl, C., Yaakobi, B., and Zuegel, J. D., "Polar-direct-drive experiments on the National Ignition Facility," *Physics of Plasmas*, volume 22, no. 5, p. 056308, May 2015

[7] Glenzer, S. H., MacGowan, B. J., Meezan, N. B., Adams, P. A., Alfonso, J. B., Alger, E. T., Alherz, Z., Alvarez, L. F., Alvarez, S. S., Amick, P. V., and et al., "Demonstration of Ignition Radiation Temperatures in Indirect-Drive Inertial Confinement Fusion Hohlraums," *Physical Review Letters*, volume 106, no. 8, p. 085004, February 2011

[8] Lindl, J. D., Landen, O. L., Edwards, J., Moses, E. I., Adams, J., Amendt, P. A., Antipa, N., Arnold, P. A., Atherton, L. J., Azevedo, S., and et al., "Erratum : "Review of the National Ignition Campaign 2009-2012" [Phys. Plasmas 21, 020501 (2014)]," *Physics of Plasmas*, volume 21, no. 12, p. 129902, December 2014

[9] Nora, R., Theobald, W., Betti, R., Marshall, F. J., Michel, D. T., Seka, W., Yaakobi, B., Lafon, M., Stoeckl, C., Delettrez, J., Solodov, A. A., Casner, A., Reverdin, C., Ribeyre, X., Vallet, A., Peebles, J., Beg, F. N., and Wei, M. S., "Gigabar Spherical Shock Generation on the OMEGA Laser," *Physical Review Letters*, volume 114, no. 4, p. 045001, January 2015

[10] Theobald, W., Nora, R., Lafon, M., Casner, A., Ribeyre, X., Anderson, K. S., Betti, R., Delettrez, J. A., Frenje, J. A., Glebov, V. Y., Gotchev, O. V., Hohenberger, M., Hu, S. X., Marshall, F. J., Meyerhofer, D. D., Sangster, T. C., Schurtz, G., Seka, W., Smalyuk, V. A., Stoeckl, C., and Yaakobi, B., "Spherical shock-ignition experiments with the 40 + 20-beam configuration on OMEGA," *Physics of Plasmas*, volume 19, no. 10, p. 102706, October 2012

[11] Fujioka, S., Zhang, Z., Yamamoto, N., Ohira, S., Fujii, Y., Ishihara, K., Johzaki, T., Sunahara, A., Arikawa, Y., Shigemori, K., Hironaka, Y., Sakawa, Y., Nakata, Y., Kawanaka, J., Nagatomo, H., Shiraga, H., Miyanaga, N., Norimatsu, T., Nishimura, H., and Azechi, H., "High-energy-density plasmas generation on GEKKO-LFEX laser facility for fast-ignition laser fusion studies and laboratory astrophysics," *Plasma Physics and Controlled Fusion*, volume 54, no. 12, p. 124042, December 2012

[12] Kruer, W., *The Physics of laser plasma interactions*, Addison-Wesley, 1988

[13] Spitzer, L. and Härm, R., "Transport Phenomena in a Completely Ionized Gas," *Physical Review*, volume 89, pp. 977–981, March 1953

[14] Gregori, G., Glenzer, S. H., Knight, J., Niemann, C., Price, D., Froula, D. H., Edwards, M. J., Town, R. P., Brantov, A., Rozmus, W., and Bychenkov, V. Y., "Effect of Nonlocal Transport on Heat-Wave Propagation," *Physical Review Letters*, volume 92, no. 20, p. 205006, May 2004

[15] Malone, R. C., McCrory, R. L., and Morse, R. L., "Indications of strongly flux-limited electron thermal conduction in laser-target experiments," *Physical Review Letters*, volume 34, pp. 721–724, March 1975

[16] Luciani, J. F., Mora, P., and Virmont, J., "Nonlocal heat transport due to steep temperature gradients," *Physical Review Letters*, volume 51, pp. 1664–1667, October 1983

[17] Epperlein, E. M. and Short, R. W., "A practical nonlocal model for electron heat transport in laser plasmas," *Physics of Fluids B*, volume 3, pp. 3092–3098, November 1991

[18] Schurtz, G. P., Nicolaï, P. D., and Busquet, M., "A nonlocal electron conduction model for multidimensional radiation hydrodynamics codes," *Physics of Plasmas*, volume 7, pp. 4238–4249, October 2000

[19] Rosen, M. D., Scott, H. A., Hinkel, D. E., Williams, E. A., Callahan, D. A., Town, R. P. J., Divol, L., Michel, P. A., Kruer, W. L., Suter, L. J., London, R. A., Harte, J. A., and Zimmerman, G. B., "The role of a detailed configuration accounting (DCA) atomic physics package in explaining the energy balance in ignition-scale hohlraums," *High Energy Density Physics*, volume 7, pp. 180–190, September 2011

[20] Lancia, L., *Study of non-linear effects on laser propagation and electron transport in plasmas*, Thèse, Ecole Polytechnique, 2010

[21] Lancia, L., Grech, M., Weber, S., Marquès, J.-R., Romagnani, L., Nakatsutsumi, M., Antici, P., Bellue, A., Bourgeois, N., Feugeas, J.-L., Grismayer, T., Lin, T., Nicolaï, P., Nkonga, B., Audebert, P., Kodama, R., Tikhonchuk, V. T., and Fuchs, J., "Anomalous self-generated electrostatic fields in nanosecond laser-plasma interaction," *Physics of Plasmas*, volume 18, no. 3, p. 030705, March 2011

[22] Sheffield, J., Froula, D.H., Glenzer, S.H., and Luhmann, N. C., *Plasma scattering of electromagnetic radiation*, Academic Press, 2011

[23] Kodama, R., Okada, K., and Kato, Y., "Development of a two-dimensional space-resolved high speed sampling camera," *Review of Scientific Instruments*, volume 70, pp. 625–628, January 1999

[24] Mackinnon, A.J., Patel, P.K., Town, R.P., Edwards, M.J., Phillips, T., Lerner, S.C., and Boehly, T., "Proton radiography as an electromagnetic field and density perturbation diagnostic (invited)," *Review of Scientific Instruments*, volume 75, no. 10, p. 3531, October 2004

[25] Ballereau, Ph., Casanova, M., Duboc, F., Dureau, D., Jourdren, H., Loiseau, P., Metral, J., Morice, O., and Sentis, R., "Simulation of the Paraxial Laser Propagation Coupled with Hydrodynamics in 3D Geometry," *Journal of Scientific Computing*, volume 33, no. 1, pp. 1–24, ISSN 0885-7474, 2007

[26] Loiseau, P., Morice, O., Teychenné, D., Casanova, M., Hüller, S., and Pesme, D., "Laser-Beam Smoothing Induced by Stimulated Brillouin Scattering in an Inhomogeneous Plasma," *Physical Review Letters*, volume 97, no. 20, p. 205001, November 2006

[27] Masson-Laborde, P. E., Hüller, S., Pesme, D., Labaune, C., Depierreux, S., Loiseau, P., and Bandulet, H., "Stimulated Brillouin scattering reduction induced by self-focusing for a single laser speckle interacting with an expanding plasma," *Physics of Plasmas*, volume 21, no. 3, p. 032703, March 2014

[28] Riz, D. and Chiche, M., "Simulation of energetic Ions transport in a plasma by a 3D Monte Carlo method." *International conference on supercomputing in nuclear applications SNA2003*, 2003

[29] Tikhonchuk, V., *Cinétique des plasmas*, 2007

[30] Delcroix, J.L. and Bers, A., *Physique des plasmas. 2*, CNRS edition, 1994

[31] Rax, Jean-Marcel and Bigot, Bernard, *Physique des plasmas : cours et applications*, Sciences sup, Dunod, Paris, ISBN 2-10-007250-1, autre tirage : 2007 (corrigé), 2005

[32] Mora, P., *Introduction aux plasmas créés par laser*, 2013

[33] Bhatnagar, P. L., Gross, E. P., and Krook, M., "A Model for Collision Processes in Gases. I. Small Amplitude Processes in Charged and Neutral One-Component Systems," *Physical Review*, volume 94, pp. 511–525, May 1954

[34] Bell, A. R., Evans, R. G., and Nicholas, D. J., "Electron energy transport in steep temperature gradients in laser-produced plasmas," *Physical Review Letters*, volume 46, pp. 243–246, January 1981

[35] Braginskii, S. I., "Transport Processes in a Plasma," *Reviews of Plasma Physics*, volume 1, p. 205, 1965

[36] G.Bonnaud, *La fusion thermonucléaire inertielle par laser*, Eyrolles, 1993

[37] Riazuelo, G., *Etude théorique et numérique de l'influence du lissage optique sur la filamentation des faisceaux laser dans les plasmas sous-critiques de fusion inertielle*, Thèse, Université Paris XI Orsay, 1999

[38] Baton, S., *Etude expérimentale de la filamentation dans l'interaction laser-plasma à haut flux*, Thèse, Université paris XI Orsay, 1991

[39] Loiseau, P., *Croisement de faisceaux dans le cadre d'un laser mégajoule*, Thèse, Université paris XI Orsay, 1999

[40] Morice, O., Loiseau, P., Teychenné, D., and Casanova, M., "Mesoscopic simulations of laser-plasma interaction," *Journal de Physique IV*, volume 133, pp. 325–328, June 2006

[41] Depierreux, S., Loiseau, P., Michel, D. T., Tassin, V., Stenz, C., Masson-Laborde, P.-E., Goyon, C., Yahia, V., and Labaune, C., "Experimental investigation of the stimulated Brillouin scattering growth and saturation at 526 and 351 nm for direct drive and shock ignition," *Physics of Plasmas*, volume 19, no. 1, p. 012705, January 2012

[42] Collino, F., "Perfectly Matched Absorbing Layers for the Paraxial Equations," *Journal of Computational Physics*, volume 131, pp. 164–180, February 1997

[43] Kugland, N. L., Ryutov, D. D., Plechaty, C., Ross, J. S., and Park, H.-S., "Invited Article : Relation between electric and magnetic field structures and their proton-beam images," *Review of Scientific Instruments*, volume 83, no. 10, p. 101301, October 2012

[44] Kato, Y., Mima, K., Miyanaga, N., Arinaga, S., Kitagawa, Y., Nakatsuka, M., and Yamanaka, C., "Random Phasing of High-Power Lasers for Uniform Target Acceleration and Plasma-Instability Suppression," *Physical Review Letters*, volume 53, pp. 1057–1060, September 1984

[45] Deng, X., Liang, X., Chen, Z., Yu, W., and Ma, R., "Uniform illumination of large targets using a lens array," *Applied Optics*, volume 25, pp. 377–381, February 1986

[46] Rozmus, W., Glenzer, S. H., Estabrook, K. G., Baldis, H. A., and MacGowan, B. J., "Modeling of Thomson Scattering Spectra in High-Z, Laser-produced Plasmas," *The Astrophysical Journal Supplement Series*, volume 127, pp. 459–463, April 2000

[47] Fried, B. D. and Conte, S. D., *The Plasma Dispersion Function*, 1961

[48] Zheng, J., Yu, C. X., and Zheng, Z. J., "Effects of non-Maxwellian (super-Gaussian) electron velocity distribution on the spectrum of Thomson scattering," *Physics of Plasmas*, volume 4, pp. 2736–2740, July 1997

[49] Amiranoff, F., Baton, S. D., Hüller, S., Malka, V., Modena, A., Mounaix, P., Galloudec, N. R.-L., Rousseaux, C., and Salvati, M., "Experimental evidence of the effect of heat flux on Thomson scattering off ion acoustic waves," *Physical Review E*, volume 61, p. 1949, February 2000

[50] Passoni, M., Bertagna, L., and Zani, A., "Target normal sheath acceleration : theory, comparison with experiments and future perspectives," *New Journal of Physics*, volume 12, no. 4, p. 045012, April 2010

[51] Li, C. K., Séguin, F. H., Frenje, J. A., Rygg, J. R., Petrasso, R. D., Town, R. P. J., Amendt, P. A., Hatchett, S. P., Landen, O. L., Mackinnon, A. J., Patel, P. K., Smalyuk, V. A., Knauer, J. P., Sangster, T. C., and Stoeckl, C., "Monoenergetic proton backlighter for measuring E and B fields and for radiographing implosions and high-energy density plasmas (invited)," *Review of Scientific Instruments*, volume 77, no. 10, p. 100000, October 2006

[52] Buffechoux, Sébastien, *Energy increase of laser driven proton beams driven by ultra high intensity lasers and characterization of proton beams accelerated by ultra short laser pulses*, Thèse, Université Paris Sud - Paris XI ; INRS-EMT (Québec), May 2011

[53] Albertazzi, B., *Lasers Plasmas and Magnetic Field*, Thèse, Ecole Polytechnique X ; et Institut National de la Recherche Scientifique du Canada, January 2014

[54] Freidberg, J. P., Mitchell, R. W., Morse, R. L., and Rudsinski, L. I., "Resonant Absorption of Laser Light by Plasma Targets," *Physical Review Letters*, volume 28, pp. 795–799, March 1972

[55] Forslund, D. W., Kindel, J. M., and Lee, K., "Theory of hot-electron spectra at high laser intensity," *Physical Review Letters*, volume 39, pp. 284–288, August 1977

[56] Brunel, F., "Not-so-resonant, resonant absorption," *Phys Rev Lett*, volume 59, pp. 52–55, July 1987

[57] Kruer, W. L. and Estabrook, K., "J × B heating by very intense laser light," *Physics of Fluids*, volume 28, pp. 430–432, January 1985

[58] Baton, S. D., Santos, J. J., Amiranoff, F., Popescu, H., Gremillet, L., Koenig, M., Martinolli, E., Guilbaud, O., Rousseaux, C., Rabec Le Gloahec, M., Hall, T., Batani, D., Perelli, E., Scianitti, F., and Cowan, T. E., "Evidence of Ultrashort Electron Bunches in Laser-Plasma Interactions at Relativistic Intensities," *Physical Review Letters*, volume 91, no. 10, p. 105001, September 2003

[59] Romagnani, L., Fuchs, J., Borghesi, M., Antici, P., Audebert, P., Ceccherini, F., Cowan, T., Grismayer, T., Kar, S., Macchi, A., Mora, P., Pretzler, G., Schiavi, A., Toncian, T., and Willi, O., "Dynamics of Electric Fields Driving the Laser Acceleration of Multi-MeV Protons," *Physical Review Letters*, volume 95, no. 19, p. 195001, November 2005

[60] Wilks, S. C., Langdon, A. B., Cowan, T. E., Roth, M., Singh, M., Hatchett, S., Key, M. H., Pennington, D., MacKinnon, A., and Snavely, R. A., "Energetic proton generation in ultra-intense laser-solid interactions," *Physics of Plasmas*, volume 8, pp. 542–549, February 2001

[61] Antici, P., *Laser-acceleration of high-energy short proton beams and applications*, Thèse, Ecole Polytechnique, 2007

[62] Fuchs, J., Sentoku, Y., d'Humières, E., Cowan, T. E., Cobble, J., Audebert, P., Kemp, A., Nikroo, A., Antici, P., Brambrink, E., Blazevic, A., Campbell, E. M., Fernández, J. C., Gauthier, J.-C., Geissel, M., Hegelich, M., Karsch, S., Popescu, H., Renard-LeGalloudec, N., Roth, M., Schreiber, J., Stephens, R., and Pépin, H., "Comparative spectra and efficiencies of ions laser-accelerated forward from the front and rear surfaces of thin solid foils," *Physics of Plasmas*, volume 14, no. 5, p. 053105, May 2007

[63] Dubroca, B., Tchong, M., Charrier, P., Tikhonchuk, V. T., and Morreeuw, J.-P., "Magnetic field generation in plasmas due to anisotropic laser heating," *Physics of Plasmas*, volume 11, pp. 3830–3839, August 2004

[64] Thomas, A. G. R., Kingham, R. J., and Ridgers, C. P., "Rapid self-magnetization of laser speckles in plasmas by nonlinear anisotropic instability," *New Journal of Physics*, volume 11, no. 3, p. 033001, March 2009

[65] Mora, P. and Pellat, R., "Magnetic field generation in the underdense plasma," *Physics of Fluids*, volume 24, pp. 2219–2226, December 1981

[66] Kingham, R. J. and Bell, A. R., "Nonlocal Magnetic-Field Generation in Plasmas without Density Gradients," *Physical Review Letters*, volume 88, no. 4, p. 045004, January 2002

[67] Bychenkov, V. Y., Rozmus, W., Brantov, A. V., and Tikhonchuk, V. T., "Theory of filamentation instability and stimulated Brillouin scattering with nonlocal hydrodynamics," *Physics of Plasmas*, volume 7, pp. 1511–1519, May 2000

[68] Brantov, A. V., Bychenkov, V. Y., Tikhonchuk, V. T., and Rozmus, W., "Nonlocal electron transport in laser heated plasmas," *Physics of Plasmas*, volume 5, pp. 2742–2753, July 1998

[69] "LMJ-Petal User guide,"

[70] Laffite, S. and Loiseau, P., "Design of an ignition target for the laser megajoule, mitigating parametric instabilities," *Physics of Plasmas*, volume 17, no. 10, p. 102704, October 2010

[71] Dorr, M. R., Garaizar, F. X., and Hittinger, J. A. F., "Simulation of Laser Plasma Filamentation Using Adaptive Mesh Refinement," *Journal of Computational Physics*, volume 177, pp. 233–263, April 2002

[72] Feugeas, J.-L., Casanova, M., and Sentis, R., "AMR method for the simulation of laser plasma interaction with full nonlinear hydrodynamics," *Inertial Fusion Sciences and Applications Conference*, 2001

[73] Gao, L., Nilson, P. M., Igumenshchev, I. V., Haines, M. G., Froula, D. H., Betti, R., and Meyerhofer, D. D., "Precision Mapping of Laser-Driven Magnetic Fields and Their Evolution in High-Energy-Density Plasmas," *Physical Review Letters*, volume 114, no. 21, p. 215003, May 2015

[74] Schumaker, W., Nakanii, N., McGuffey, C., Zulick, C., Chyvkov, V., Dollar, F., Habara, H., Kalintchenko, G., Maksimchuk, A., Tanaka, K. A., Thomas, A. G. R., Yanovsky, V., and Krushelnick, K., "Ultrafast Electron Radiography of Magnetic Fields in High-Intensity Laser-Solid Interactions," *Physical Review Letters*, volume 110, no. 1, p. 015003, January 2013

[75] Lancia, L., Albertazzi, B., Boniface, C., Grisollet, A., Riquier, R., Chaland, F., Le Thanh, K.-C., Mellor, P., Antici, P., Buffechoux, S., Chen, S. N., Doria, D., Nakatsutsumi,

M., Peth, C., Swantusch, M., Stardubtsev, M., Palumbo, L., Borghesi, M., Willi, O., Pépin, H., and Fuchs, J., "Topology of Megagauss Magnetic Fields and of Heat-Carrying Electrons Produced in a High-Power Laser-Solid Interaction," *Physical Review Letters*, volume 113, no. 23, p. 235001, December 2014

[76] Albertazzi, B., Béard, J., Ciardi, A., Vinci, T., Albrecht, J., Billette, J., Burris-Mog, T., Chen, S. N., Da Silva, D., Dittrich, S., Herrmannsdörfer, T., Hirardin, B., Kroll, F., Nakatsutsumi, M., Nitsche, S., Riconda, C., Romagnagni, L., Schlenvoigt, H.-P., Simond, S., Veuillot, E., Cowan, T. E., Portugall, O., Pépin, H., and Fuchs, J., "Production of large volume, strongly magnetized laser-produced plasmas by use of pulsed external magnetic fields," *Review of Scientific Instruments*, volume 84, no. 4, p. 043505, April 2013

[77] Soloviev, A., Marquès, J.R., Loiseau, P., Béard, J., Castan, A., Coleman, B., Gangolf, T., Lancia, L., Portugall, O., and Fuchs, J., "Investigating high-power laser propagation and plasma coupling in low-density magnetized plasmas," *Inertial Fusion Sciences and Applications Conference Poster à Seattle*, 2015

Résumé

Dans le cadre de la Fusion par Confinement Inertiel, la maîtrise de la propagation des faisceaux laser intenses, qui se propagent dans le plasma sous-dense d'une cavité d'ignition, reste un enjeu majeur. En effet, durant leur propagation, les faisceaux vont modifier les paramètres du plasma, ces paramètres contrôlant eux-mêmes la propagation. Cette rétroaction entre le plasma et le laser est potentiellement instable et produit de l'autofocalisation, de la filamentation, etc. Ces mécanismes peuvent alors dégrader fortement la propagation et in fine l'uniformité du dépôt d'énergie recherché. Dans cette étude, expérimentale et numérique, nous nous intéressons à la propagation d'un filament laser (tache focale d'une dizaine de micromètres, impulsion de 1,5 ns et d'intensité variant de $10^{14}\,W.cm^{-2}$ à $10^{16}\,W.cm^{-2}$) dans un milieu très sous dense (quelques pour-cents de la densité électronique critique). Deux expériences ont été réalisées sur l'installation de puissance LULI2000 et ont permis à la fois d'observer la transmission laser et de caractériser les gradients de température. Ces gradients sont produits par le transport électronique et influencent la réponse du plasma au laser. Afin de modéliser le rôle des gradients de température dans les instabilités d'auto-focalisation et de filamentation, nous avons associé un code d'hydrodynamique-radiative (FCI2) à un code détaillé de propagation (Héra). Pour compléter les observables précédentes, nous avons aussi mis en œuvre un diagnostic de déflectométrie protonique. Ce diagnostic permet de mesurer les champs électriques présents dans le plasma, ces champs étant issus du chauffage et de l'interaction laser. Un nouvel outil, associant le code de propagation laser et un code Monte-Carlo de transport de protons, a donc été mis en place pour modéliser les déflexions des protons. Cet outil ouvre en plus de nouvelles perspectives pour discuter de l'influence des effets 3D dans l'exploitation de ce diagnostic. Les résultats obtenus confirment l'intérêt à sonder les champs électriques au cœur même du plasma pendant la propagation laser.

Abstract

The understanding and the control of high-power laser propagation into under-dense plasma is important to achieve inertial confinement fusion. During this process, the interaction of the laser with the plasma filling the hohlraum can lead to significant losses of laser energy which prevent ignition. Self-focusing or filamentation of the laser light is one of these phenomena which are desired to be mitigated since they also affect the uniformity of the laser illumination on the hohlraum wall. In order to improve our understanding of the laser-plasma interaction phenomena at play, we describe an experimental and numerical study involving an intense laser pulse between $10^{14}\,W.cm^{-2}$ and $10^{16}\,W.cm^{-2}$, and which interacts with millimetric and under-dense plasma (having density of few % of the critical density). This work presents two experiments fielding a series of diagnostics aimed at well characterizing the laser propagation (Hisac camera) together with heat deposition in plasmas using Thomson scattering. Experimental results will be presented and discussed in the light of detailed simulations performed with the 3D laser propagation code Hera. In order to take into account the temperature gradients within the plasma during the laser propagation, Hera (laser propagation code) and FCI2 (radiation-hydrodynamic code) have been coupled. Besides, proton radiography has been used in order to access to electric fields. The measurements led to the implementation of a new and promising numerical tool using the Hera and Diane codes (Diane is a newly developed Monte Carlo particle tracing code). 3D proton radiography modelling opens new possibilities for users of this temporally and spatially resolved diagnostic.