HAL
open science

Étude de la formation et de la propagation de jets de plasma créés par un laser de puissance : application à l'astrophysique de laboratoire

Bérénice Loupias

To cite this version:

Bérénice Loupias. Étude de la formation et de la propagation de jets de plasma créés par un laser de puissance : application à l'astrophysique de laboratoire. Physics [physics]. Ecole Polytechnique X, 2008. English. NNT : . pastel-00005261

HAL Id: pastel-00005261

https://pastel.hal.science/pastel-00005261

Submitted on 24 Nov 2009

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

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

THÈSE DE DOCTORAT

Présentée
à l'École Polytechnique pour obtenir le grade de

DOCTEUR EN SCIENCES DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Discipline : Physique

par

Bérénice LOUPIAS

Etude expérimentale de la formation et de la propagation de jets de plasma créés par un laser de puissance : application à l'astrophysique de laboratoire

---

Directeurs de thèse : Michel KOENIG & Serge BOUQUET

JURY

Rapporteur	M. Daniel **Vanderhægen**
Rapporteur	M. Christophe **Sauty**
Examinateur	M. J. Claude **Gauthier**
Examinateur	M. Sergey **Lebedev**
Examinateur	M. Victor **Malka**

A ma famille.

Remerciements

Je tiens à remercier François Amiranoff, directeur du Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses (LULI), qui m'a permis d'effectuer ma thèse dans d'excellentes conditions.

Je remercie l'ensemble des membres du jury, M. Daniel Vanderhaegen (rapporteur), M. Christophe Sauty (rapporteur), M. J. Claude Gauthier, M. Sergey Lebedev et M. Victor Malka, qui ont apporté de riches commentaires et conseils pour m'aider à finaliser ce travail de thèse.

Ce doctorat n'existerait pas sans Michel Koenig, mon directeur de thèse. Je le remercie car toutes ses qualités de chercheur et son charisme font de lui un directeur de thèse à la pointe de la recherche et en perpétuelle action. Grâce à lui j'ai réalisé des expériences en France au LULI et au CEA, en Angleterre au Rutherford Appleton Laboratory et au Japon à ILE. J'ai également eu la chance d'aborder pour ma thèse une thématique originale, récente et prometteuse : l'astrophysique de laboratoire. J'ai appris beaucoup grâce à lui, certes dans la douleur et le doute parfois ... mais en général dans une très bonne ambiance. Merci Michel !

Merci également à Serge Bouquet qui, dans certains moments critiques, a apporté son aide et son réconfort lorsque les situations rendaient le travail de thèse difficile.

Cette thèse n'est pas seulement un travail personnel et de très nombreuses personnes ont apporté un soutien sans pareil et très précieux. J'aimerai remercier à sa juste valeur toutes ces personnes du LULI ou des collaborations françaises et étrangères qui ont participé à ce doctorat mais ces quelques mots ne suffiront certainement pas :

- ⋆ **Grazie mille** à Tommaso Vinci, toujours prêt à aider, à répondre aux questions et à soutenir. Merci pour tout ! Grazie mille aussi à Alessandra Ravasio, pour sa présence et son fort caractère nécessaire pour avancer.
- ⋆ **Spacibo** à Anatoly Faenov, Tania Pikuz et Sergey Pikuz pour leurs explications et leurs présences en expérience.
- ⋆ **Thank you very much** Nigel Woolsey for your help and our discussions. Thank you Wigen Nazarov for your target always perfectly prepared at the good time even if we were late sometimes... Thank you very much Chris D. Gregory for all your help during the experiments and this thesis.
- ⋆ **Arigato gozaimasu** Norimaso Ozaki, Motoaki Nakatsutsumi, Youichi Sakawa, Ryosuke Kodama et Hideaki Takabe pour votre très grande gentillesse et pour m'avoir permis de connaître la richesse de votre culture à travers nos échanges d'idées et en m'invitant dans votre laboratoire.
- ⋆ **Merci** à Alessandra Benuzzi, Sophie Baton, Patrick Audebert, qui ont toujours répondu à mes questions et apportés leurs soutiens aussi bien en physique que sur le plan humain.
- ⋆ **Merci** à l'équipe technique du LULI, Jean-Michel Boudenne, Pascal Guehennec, Philippe Vacar sans qui nous ne pourrions pas matérialiser nos fantaisies expérimentales !
- ⋆ **Merci** à Marc Rabec-le-Gloahec, Christophe Godino, Luc Martin et toutes les équipes Laser et d'exploitation du LULI2000 qui, on peut le dire, m'ont supporté très courageusement... (comme tout le monde d'ailleurs !)
- ⋆ **Merci** à toute l'équipe administrative, Hélène Bondiguel, Danielle Smadja, Virginie Mul-

tan, Gabriela Goffman et Brigitte Marchasin.

- ⋆ **Merci** à Cédric Courtois et Stéphanie Brygoo qui sont maintenant mes collègues de travail.
- ⋆ **Merci** aux étudiants et post doctorants, Benjamin Barbrel et Frédéric Perez, qui continuent à entretenir la bonne humeur au LULI et au CEA. Merci à Perceval, qui était là au début et qui nous a manqué ensuite.
- ⋆ **Merci** à Claire Michaut pour les bons moments passés à discuter de physique et de tout en général. Merci à Georges Herpes pour la conception de cibles et à Patrice Barroso pour les collages et l'assemblage. Merci à Michel Arrigoni pour son aide sur les ondes de chocs obliques.
- ⋆ **Merci** beaucoup à Julie Albrecht, pour sa présence à tout moment et pour m'avoir aidé et écouté.
- ⋆ **Merci** à Emeric Falize, pour nos discussions, notre collaboration, tes équations et nos rigolades. Il fallait bien être deux pour aborder ce sujet de thèse et je suis contente qu'on l'ait réalisé ensemble.

Je tiens également à remercier ceux qui ont apporté beaucoup au cours de ces trois années et qui ont œuvré dans l'ombre. Je remercie mes amis (de Nice, Paris et ailleurs !), ma famille, ma sœur, mon frère et mes grands-parents dont la présence (même à distance) était essentielle à mes yeux.

Je ne remercierai jamais assez Christophe Garcin pour sa présence, son réconfort et le courage qu'il m'a communiqué pour aider à finaliser ce travail de thèse.

Je remercie enfin ma mère qui m'a donné toute la force possible pour réussir et avancer. Elle a toujours été présente pour m'aider et me soutenir, merci.

MERCI à tous !

Table des matières

Introduction **1**
Astrophysique de laboratoire . . . 2
Sujet de thèse . . . 5
Objectifs de thèse . . . 7
Plan de la thèse . . . 7

Partie I Généralités et astrophysique de laboratoire **9**

1 Les jets astrophysiques **11**
1.1 Etoiles jeunes et jets de plasma . . . 11
1.1.1 Description des étoiles jeunes : « Young Stellar Object » (YSO) . . . 12
1.1.2 Mécanismes d'éjection des jets de plasma . . . 13
1.1.3 Les objets Herbig-Haro . . . 15
1.2 Problématiques des jets d'étoiles jeunes . . . 18
1.2.1 Processus de collimation . . . 18
1.2.2 Fragmentation du choc d'étrave . . . 22
1.2.3 Formation des "noeuds" . . . 23
1.3 Les expériences de jets de plasma . . . 25
1.3.1 Les canons à plasma . . . 25
1.3.2 Les machines pulsées . . . 26
1.3.3 Les lasers de puissance . . . 28

2 Lois d'échelle **31**
2.1 Principe des Lois d'échelle . . . 31
2.2 Système hydrodynamique . . . 32
2.2.1 Transformation des équations d'Euler . . . 32
2.2.2 Critères de validité de la description hydrodynamique . . . 33
2.3 Système magnétohydrodynamique . . . 38
2.3.1 Transformation des équations de la magnétohydrodynamique . . . 38
2.3.2 Critères de validité de la description magnétohydrodynamique . . . 39
2.4 Système de l'hydrodynamique radiative . . . 39
2.4.1 Invariants par la théorie des groupes de Lie . . . 40
2.4.2 Cas optiquement mince . . . 42
2.4.3 Démarche dimensionnelle pour un plasma optiquement mince . . . 43
2.4.4 Cas optiquement épais . . . 44
2.5 Application aux jets d'étoiles jeunes . . . 44
2.5.1 Lois d'échelle pour les jets par analyse dimensionnelle . . . 44
2.6 Lois d'échelle par la méthode du groupe d'homothétie . . . 46

3 Interaction laser-matière **49**
3.1 Lasers de puissance régime ns : génération de choc 49
3.1.1 Création d'une onde de choc en laboratoire 49
3.1.1.1 Zone d'interaction 50
3.1.1.2 Zone de conduction 51
3.1.2 Choc plan : relations de Rankine-Hugoniot et équation d'état 52
3.1.2.1 Propagation d'un choc plan à l'interface de deux milieux 55
3.1.3 Choc oblique 56
3.1.3.1 Paramètres du choc oblique 57
3.1.3.2 Propagation d'un choc oblique à l'interface de deux milieux . . 61
3.2 Interaction à très haute intensité 64
3.2.1 Caractéristiques de la région d'interaction avec une cible solide 64
3.2.2 Accélération d'électrons suprathermiques 66
3.2.2.1 Absorption résonnante 66
3.2.2.2 Chauffage d'écrantage (vacuum heating) 67
3.2.2.3 Force pondéromotrice et chauffage J × B 67
3.2.2.4 Absorption par effet de peau anormal 67
3.2.3 Génération des protons 68

Partie II Formation et mesure des paramètres du jet de plasma 71

4 Description des conditions expérimentales **73**
4.1 Contraintes et réalisation expérimentales 73
4.2 Description de la cible : Cône de mousse 74
4.3 Expériences sur LULI2000 78
4.3.1 Premiers tirs sur les cônes de mousse 79
4.3.2 Campagne européenne (mai 2006) 81
4.3.3 Expérience avec milieu ambiant (février 2008) 82
4.4 Code monodimensionnel : MULTI 84

5 Description des diagnostics **87**
5.1 Diagnostics pour la mesure de la densité 87
5.1.1 Interférométrie visible 87
5.1.1.1 Interféromètre de Mach-Zender 88
5.1.1.2 Utilisation de l'interféromètre VISAR en diagnostic de face arrière 89
5.1.1.3 Utilisation de l'interféromètre VISAR en diagnostic transverse . 92
5.1.1.4 Interféromètre de Nomarski modifié 94
5.1.1.5 Limitation de l'interférométrie dans le domaine du visible . . . 94
5.1.2 Inversion d'Abel 95
5.1.3 Radiographie X 96
5.1.3.1 Description générale de l'utilisation du cristal sphérique 2D . . 97
5.1.3.2 Description de l'utilisation du cristal X sphérique 2D à 5.2keV . 99
5.1.3.3 Généralisation du diagnostic à d'autres énergies 105
5.1.3.4 Principe de la mesure de la densité par absorption X 106
5.1.4 Radiographie protonique 109
5.2 Température 110
5.2.1 Mesure de la température de brillance 111
5.2.2 Calibration du diagnostic d'émission propre 112
5.2.3 Test du calibrage en température du diagnostic d'émission 113
5.3 Vitesses et profil du jet 116

5.3.1 Ombroscopie transverse 116
5.3.2 Emissivité transverse et arrière 122

Partie III Discussion des résultats 125

6 Etude de la propagation du jet de plasma dans le vide 127
6.1 Morphologie du jet dans le vide 127
6.2 Vitesse de propagation du jet dans le vide 131
6.2.1 Modification de la vitesse du jet en fonction de ρ_0 132
6.2.2 Angle du cône 137
6.2.3 Cylindre de collimation en sortie de cône 138
6.2.4 Dopant en brome 138
6.3 Température du jet de plasma 139
6.3.1 Intensité laser 139
6.3.2 Densité initiale de la mousse ρ_0 142
6.3.3 Dopant en brome 144
6.3.4 Angle du cône 146
6.3.5 Cylindre de collimation en sortie de cône 146
6.4 Vitesse d'expansion radiale 147
6.4.1 Densité initiale de la mousse ρ_0 147
6.4.2 Cylindre de collimation en sortie de cône 150
6.4.3 Dopant en brome et angle du cône 152
6.5 Densité du jet 152
6.5.1 Interférométrie visible 152
6.5.2 Radiographie X 156
6.6 Génération du jet 160
6.6.1 Formation du jet de plasma 160
6.6.2 Planéité du choc dans le cône 163
6.6.3 Comparaison avec les données expérimentales 164
6.7 Comparaison avec le cas astrophysique 166

7 Propagation du jet dans un milieu ambiant 171
7.1 Propagation du jet de plasma dans un milieu gazeux 171
7.1.1 Evolution de la vitesse 173
7.1.1.1 Description des résultats 173
7.1.1.2 Comparaison des vitesses en fonction de la densité du milieu . . 176
7.1.2 Interférométrie du jet 178
7.1.3 Comparaison de la morphologie entre le diagnostic protonique et interférométrique 179
7.2 Expérience de double choc : observation de la fragmentation du choc 181
7.2.1 Principe de l'expérience 182
7.2.2 Résultats obtenus de la collision de choc 182
7.2.3 Comparaison des résultats aux simulations MULTI 1D 184

8 Conclusions et perspectives 187
8.1 Conclusions 187
8.2 Perspectives 189

Introduction

La volonté de réaliser la fusion par confinement inertiel (FCI) a permis de nombreuses avancées scientifiques et techniques. L'objectif à long terme de ce programme est d'initier la fusion de matériaux légers, par l'utilisation de machine pulsées comme les lasers de puissance, avec un gain de la cible en énergie de l'ordre de ~ 100[1]. Les recherches dans la FCI ont engendré l'émergence d'un nouveau domaine de recherche : la **P**hysique de la **H**aute **D**ensité d'**E**nergie, **PHDE** [2]. Il a fallu attendre les progrès technologiques de ces 30 dernières années pour avoir à disposition des installations, les lasers de puissance ou les machines Z, pouvant délivrer une énergie susceptible d'accéder à cet état extrême de la matière. Ce régime de la PHDE et les expériences associées incluent un large ensemble de domaines de la physique comme la physique des plasmas, la science des matériaux, la physique de la matière condensée, la physique nucléaire, atomique et moléculaire, l'hydrodynamique et la magnétohydrodynamique et comme nous allons l'étudier avec précision par la suite : l'**astrophysique**.

Les infrastructures comme les lasers de puissance ou les machines pulsées sont capables de fournir à la matière une densité d'énergie, 10^9 - 10^{11} J/m^3, de l'ordre de l'énergie de liaison moléculaire de l'hydrogène offrant la possibilité d'explorer la PHDE [1]. Le régime est considéré comme atteint pour une pression équivalente de 1Mbar dans un solide. Pour une installation laser, cela correspond à une énergie minimum de 100 joules efficaces (environ 5 fois plus en énergie réelle) pour une cible dont la dimension est typiquement de 1 mm^3. Un grand nombre d'installations permettent à ce jour d'atteindre cet état de la matière en fournissant une énergie de 1 à 40kJ, en quelques nanosecondes (ns) et sur un volume $\sim$ mm^3 : le laser LULI2000 au *Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses* (LULI) en France, VULCAN au *Rutherford Appleton Laboratory* (RAL) en Angleterre, GEKKO XII à l'*Institute for Laser Engeneering* (ILE) au Japon, OMEGA au *Laboratory for Laser Energetics of the University of Rochester* aux Etats-Unis et la LIL au *Commissariat à l'Energie Atomique* (CEA) en France. Enfin, le National Ignition Facility (NIF) aux Etats-Unis et le Laser Méga Joule (LMJ) en France, sont des lasers de plus grande envergure possédant les capacités théoriques nécessaires pour obtenir l'ignition. Parmis les machines Z-pinch, citons le générateur MAGPIE ("Mega Ampere Generator for Plasma Implosion Experiments") à l'*Imperial College* en Angleterre et le plus grand générateur de rayons X au monde, la machine Z à *Sandia National Laboratories* aux Etats-Unis qui produit 1.8MJ de rayons X-mous sur quelques mm^3 en quelques ns.

Les conditions, en densité et en température, pour appartenir au régime de la PHDE sont représentées en gris sur le diagramme de phase de l'hydrogène (figure 1). Sur celui-ci sont également représentés les domaines accessibles par des installations, et certains objets astrophysiques associés. Les régions elliptiques indiquent des zones extrêmes, parmi les événements les plus énergétiques dans l'univers, comme les sursauts gamma (GRB, pour "Gamma Ray Burst") et les explosions des supernovæ ("Supernova progenitors"). La ligne bleue, dans la partie supérieure du diagramme, correspond aux états de la matière générés en laboratoire avec les

[1] valeur espérée pour un futur réacteur.

[2] en anglais "High Energy Density Physics", HEDP

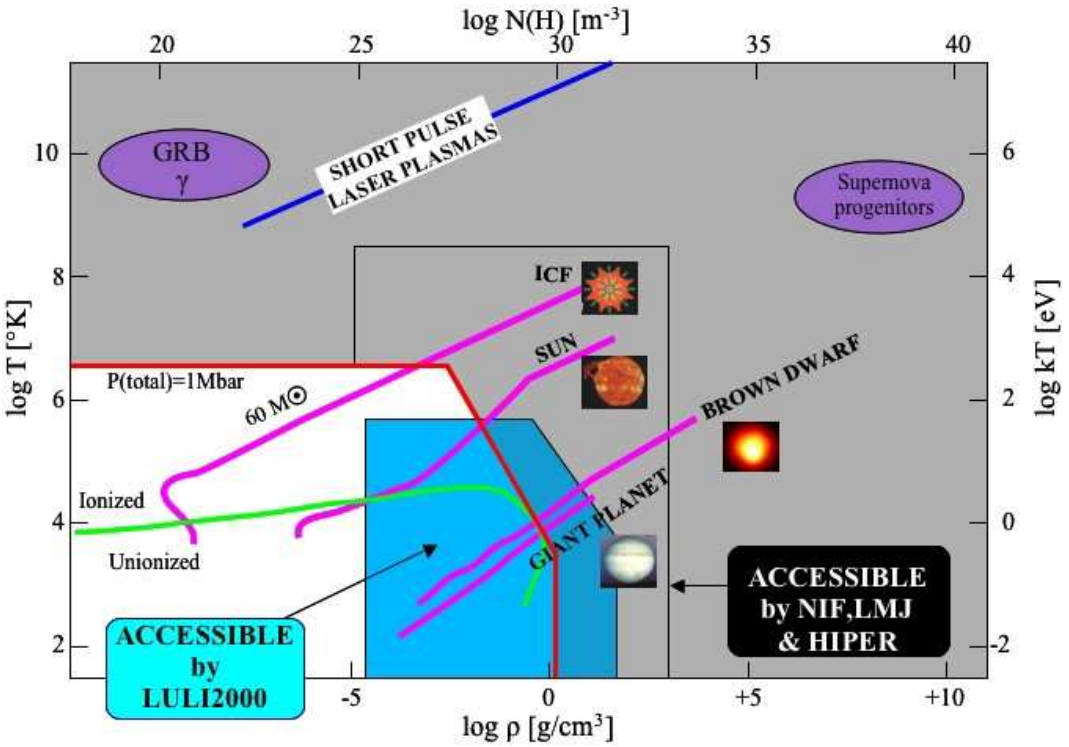


Figure 1 Diagramme de phase de l'hydrogène avec en grisé les régimes de la Physique des Hautes Densités d'Energie. Diagramme modifié et inspiré du rapport du National Research Council (NRC) : *Frontiers in High Energy Density Physics : The X games of Contemporary Science (2003).*

lasers ultra intenses à impulsion courte. Les expériences de fusion magnétique atteignent des températures comparables pour des densités beaucoup plus faibles. Les rectangles délimitent les zones accessibles par certains lasers de puissance et recouvrent également les conditions d'objets tels que les étoiles (de 1 à 60 masses solaires, notée M⊙[3]), les naines brunes ou les planètes géantes. La courbe associée au Soleil ("SUN") représente l'évolution de la structure de l'étoile, depuis sa surface (la plus faible température et densité) jusqu'à son coeur. On constate que les régions internes stellaires, sièges des réactions thermonucléaires, sont accessibles par des lasers comme le NIF ou le LMJ. Il en est de même pour les planètes géantes, dont la structure du coeur à la surface peut être partiellement reproduite en laboratoire, par exemple au LULI2000.

Astrophysique de laboratoire

Au sein de la PHDE se détache un domaine particulier [1] : l'**Astrophysique de laboratoire**. Notons que les expériences laser sont effectuées avec des cibles millimétriques, et pendant une durée de quelques dizaine de nanosecondes (ns). En comparaison, les phénomènes astrophysiques se produisent sur des dimensions spatiales et temporelles de plusieurs centaines d'ordres de grandeur plus importants. La possibilité de les étudier expérimentalement permet de valider des modèles théoriques ou numériques développés en astrophysique en mesurant, à titre d'exemple, l'évolution temporelle d'un phénomène. Cela permet également de tester leur sensibilité selon différents processus mis en jeu (champ magnétique, rayonnement, etc...) et selon diverses conditions initiales. Les moyens possibles d'appliquer la recherche expérimentale aux

[3] $M_\odot = 2.10^{33}$g

problématiques de l'astrophysique sont dissociables en deux classes particulières : la classe statique et la classe dynamique. A travers le terme statique, nous faisons référence aux expériences d'astrophysique dites par **comparaison**, dont le but est de mesurer les paramètres plasma dans des conditions identiques à une situation astrophysique mais à un temps donné. L'astrophysique de laboratoire par **ressemblance et invariance** appartient à la classe des expériences dite dynamique. Ces études s'attachent à expliquer les processus physiques observés tout au long de leur évolution sans être forcément dans des conditions plasma strictement identiques. Détaillons un peu plus ces trois voies expérimentales à travers des exemples précis de la recherche actuelle.

⋆ Comparaison

Mesurer les caractéristiques de la matière dans des conditions extrêmes permet de valider les valeurs tabulées ou les modèles numériques utilisés en astrophysique. La précision des mesures est dans ce cas déterminante pour influencer les modèles, numériques ou théoriques, et motive les recherches expérimentales actuelles.

Les opacités d'éléments dans les conditions exactes du coeur des étoiles peuvent être obtenues [2, 3] par expériences laser ou machine Z et ont une incidence directe sur la modélisation des évolutions stellaires. Pour comprendre la formation et la structure interne des planètes géantes, telles que Jupiter ou Saturne mais également des planètes extra-solaires [4], la connaissance précise de l'équation d'état de l'hydrogène à haute pression (quelques dizaine de megabar (Mbar)) et faible température (de l'ordre de l'électronvolt (eV)) est indispensable : cela conditionne, par exemple, les caractéristiques de leur noyau interne, solide ou liquide [5] (figure 2). Ce type de recherche est désormais réalisable expérimentalement par l'utilisation des lasers de puissance ou des machines pulsées car : il est possible d'atteindre les pressions nécessaires [6, 7] tout en mesurant les paramètres plasma indispensables pour déterminer l'équation d'état du matériau voulu.

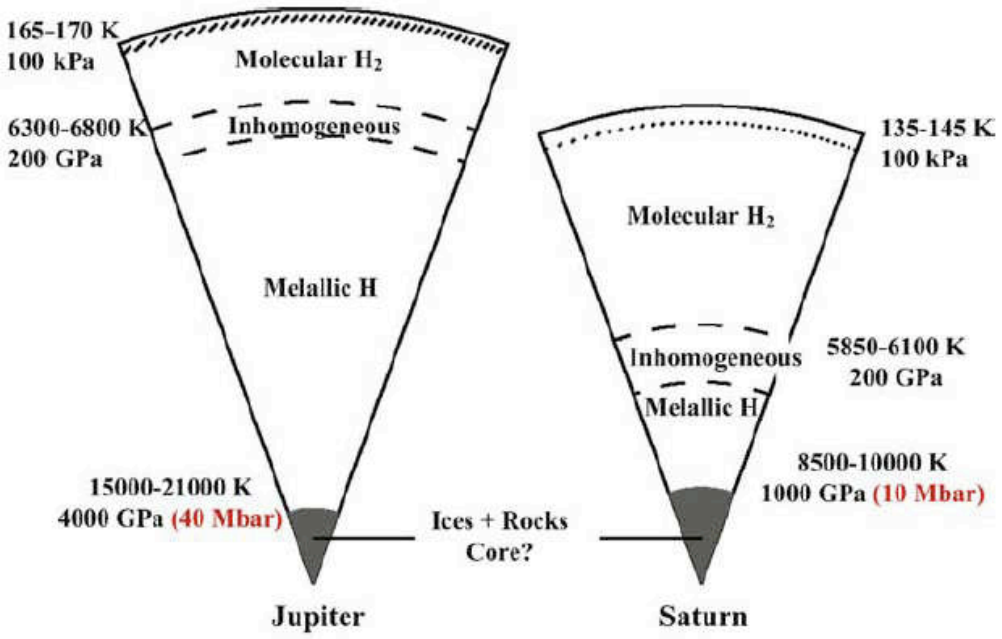


Figure 2 Représentation schématique de l'intérieur de Jupiter et de Saturne. La dimension et l'existence même d'un noyau central de glace ou de roche sont méconnues en raison des incertitudes sur les mesures d'équations d'état de l'hydrogène (schémas de [8]).

⋆ Ressemblance

De manière générale, il s'agit de générer en laboratoire des processus proches de ceux observés dans l'univers comme les chocs ou les collisions de plasmas. L'étude de leur évolution permet d'améliorer notre connaissance fondamentale de la physique ainsi mise en démonstration. Elles sont indispensables pour valider des portions de modèles théoriques ou numériques mais ne permettent pas une application directe aux phénomènes astrophysiques.

⋆ Invariance

Les recherches expérimentales visant l'invariance avec un phénomène astrophysique sont réalisables dès lors que l'existence de lois d'échelle (pour le cas étudié) a été démontrée. Le but expérimental dans ce cadre n'est pas de recréer les paramètres plasma strictement à l'identique au cours du temps mais de vérifier ce qu'on appelle des "invariants" : les nombres sans dimension [4]. Pour un système d'équations donné, les lois d'échelle définissent les nombres sans dimension en fonction des paramètres plasma et fixent ainsi les conditions indispensables à l'invariance entre les deux ensembles. La correspondance entre les invariants assure la similarité du processus physique avec son homologue astrophysique (évoluant suivant le même système d'équations) tout au long de son évolution. A titre d'exemple et parmi les phénomènes évoluant selon les équations de l'hydrodynamique radiatif, on peut citer les chocs radiatifs. L'étroite relation entre l'hydrodynamique et le rayonnement au cours de ce phénomène très répandu en astrophysique nécessite leur réalisation expérimentale. Comme l'invariance existe, aussi bien pour des plasmas optiquement minces ou épais [9], leur étude par invariance est possible. Néanmoins, jusqu'à présent, les conditions n'ont pu être réalisées pour prétendre à la similarité des expériences avec les cas astrophysiques. Malgré tout, de nombreuses études expérimentales ont permis la validation de modèles théoriques et numériques [13, 14] comme décrit plus en détail dans la thèse de T. Vinci [15]. On peut dire au final que ces expériences se placent dans le cadre de la ressemblance mais leur but initial était bel et bien l'invariance avec le phénomène astrophysique. Certaines expériences laser ont été réalisées pour comprendre et modéliser l'évolution d'instabilités hydrodynamiques qui se forment lors de l'explosion de supernovae (SN). Pour ce phénomène, les lois d'échelle ont été déterminées [16] et ont permis de comparer le cas expérimental à celui de l'astrophysique. La figure 3 illustre ce type d'étude qui décrit, plus particulièrement, la croissance de l'instabilité de Rayleigh-Taylor (RT) [5] à l'interface entre la zone d'hélium et celle d'hydrogène lors de l'explosion d'une supernova. D'autres sujets astrophysiques peuvent être explorés expérimentalement via les lois d'échelle : les chocs non-collisionels [17], les phénomènes d'accrétion autour des trous noirs ou des étoiles à neutrons [18] et plus particulièrement dans le cadre de cette thèse, **les jets d'étoiles jeunes**.

[4] Par exemple, le nombre de Mach, $\mathcal{M}$ = vitesse d'un choc / la vitesse du son dans le matériau, est un nombre sans dimension qui détermine l'intensité et la nature du choc.

[5] L'instabilité dite de Rayleigh-Taylor est un phénomène instable et turbulent correspondant à la zone de mélange entre deux fluides (un lourd et un léger)

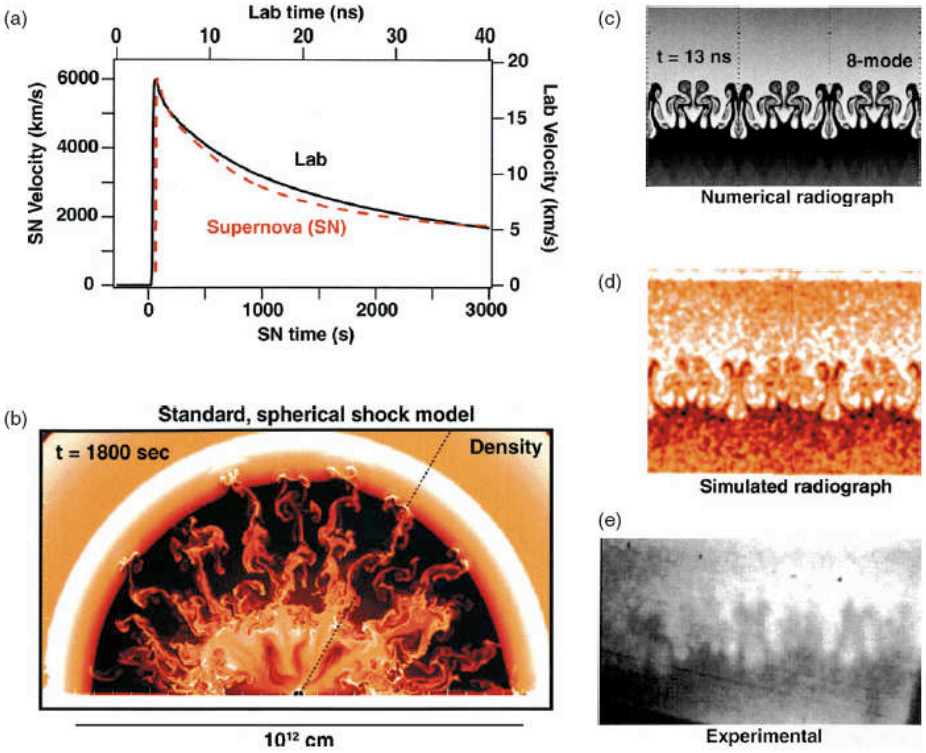


Figure 3 (a) Simulation 1D de la vitesse d'interface pour une explosion d'une SNII, correspondant d'une part à l'interface H-He pour le cas astrophysique, (courbe en pointillée) et d'autre part, une interface Cu-CH pour le cas expérimental (courbe en trait plein) [10]. (b) Simulation 2D, montrant les pics lourds du coeur de l'étoile (instabilité de Rayleigh-Taylor, RT) créés par le choc retour à l'interface H-He [11]. Simulation sans (c) et avec bruit expérimental (d) ainsi que radiographie X expérimentale (e) de l'évolution de l'instabilité de RT [12]

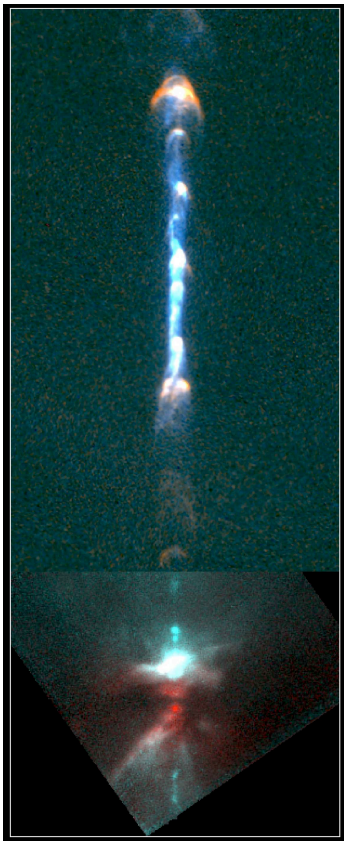
Contexte de la thèse

Des jets de plasma sont très fréquemment observés aux pôles d'étoiles en formation (YSO [19] pour l'acronyme de Young Stellar Object en anglais), de nébuleuses planétaires et de trous noirs stellaires. Ce travail de thèse s'intéresse plus particulièrement au cas des jets d'étoiles jeunes, et aux objets Herbig Haro. Un objet Herbig Haro (figure 4(a)[6]) est associé à la découverte de George Howard Herbig et de Guillermo Haro [20] qui ont observé indépendamment les chocs ou "noeuds" (sur-intensité le long du jet de plasma) dans le visible. Leur existence a été associée par la suite à un jet de matière venant d'une étoile jeune en formation. Les sources d'émission de jet de plasma sont diverses et concernent également des objets beaucoup plus massifs comme les noyaux actifs de galaxies (NAG) et les microquasars [21, 22] ; dans ces deux derniers cas un trou noir est l'objet compact à l'origine de l'éjection des jets (figure 4(b)[7]).

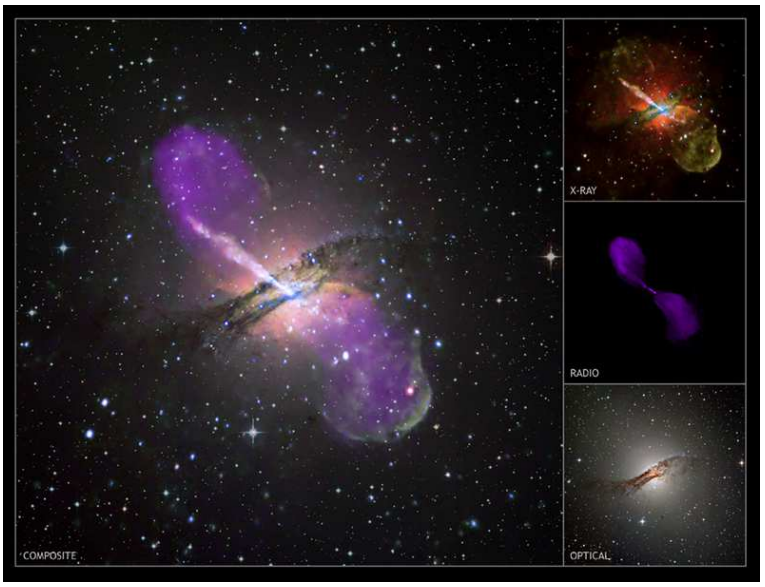
Les jets astrophysiques se distinguent par des caractéristiques qui portent, sur leur taille (de

[6]Image obtenue dans le visible et dans l'infrarouge. Sur la partie inférieure de l'image, à la naissance du jet se trouve une zone opaque (perpendiculaire à la direction du jet) correspondant au disque de poussière et de gaz (disque d'accrétion). Ce disque s'est formé autour du système de trois étoiles en formation qui est à l'origine de l'éjection de matière en un jet très collimaté et perlé par la présence de noeuds. L'ensemble se nomme HH111.

[7]Mesure réalisée dans le domaine des X (télescope Chandra), dans le domaine radio (le télescope VLA ,Very Large Array) et dans le visible (de l'observatoire La Silla au Chilie). Les deux jets, de part et d'autre du disque de la galaxie, font une longueur de l'ordre de 13000 années lumières, soit typiquement la taille de la galaxie.



(a) Objet Herbig Haro HH111(télescope Hubble).



(b) Ensemble d'images de la galaxie Centaurus A.

Figure 4 Les jets astrophysiques

10^{17} à 10^{24} cm), sur leur vitesse (de quelques centaines de km/s à la vitesse de la lumière) et sur la masse de leur source (de l'étoile jeune, $\sim 1M\odot$ à celle d'un trou noir $\sim 10^{6-9}$ M$\odot$). Malgré ces grandes disparités, on observe néanmoins de fortes similitudes dans leurs morphologies [23, 24] :

- Ils sont très collimatés et bipolaires depuis la source dont ils sont originaires,
- Ils sont composés de noeuds, régulièrement espacés, qui s'éloignent de la source à grande vitesse,
- Ils se terminent en choc d'étrave, zone d'interaction avec le milieu ambiant sous forme de lobes d'émission (émission de raie pour les jets d'YSO et émission continue synchrotron pour les jets de NAG)
- L'objet compact à l'origine de ces jets de plasma montre des évidences d'accrétion de matière par la présence d'un disque de poussière perpendiculaire au jet.

Ces ressemblances sont de très forts atouts dans la compréhension des processus physiques pour l'ensemble des jets astrophysiques. Ainsi, dans le cas des jets de NAG, contrairement au cas des YSO, la mesure des paramètres fondamentaux du jet est très complexe à cause de l'absence de spectre d'émission de raie. Par conséquent, l'étude des jets d'étoiles jeunes peut avoir une répercussion et se généraliser à l'ensemble des jets observés.

De nos jours, et plus particulièrement pour les jets d'étoiles jeunes, la compréhension de l'ensemble des processus à l'origine de leur formation et de leur évolution, collimation ou structure perlée par exemple, reste un important sujet de recherche en astrophysique. Comme nous l'avons vu précédemment, les lois d'échelle pour ces objets ont été démontrées et permettent leur étude expérimentale par invariance. L'astrophysique de laboratoire est donc un formidable moyen pour tester les modèles théoriques ou numériques décrivant la propagation de ces jets grâce à une confrontation directe aux mesures expérimentales.

Objectifs de thèse

Le but majeur de ce travail de thèse est de démontrer la possibilité de générer un jet de plasma par un laser de puissance et d'en déterminer ses caractéristiques. L'application de cette recherche expérimentale pour l'astrophysique concerne exclusivement l'étude des **jets d'étoiles jeunes**. Ceci constitue un travail préliminaire pour étudier les propriétés radiatives du jet, sa propagation et son évolution (collimation et interaction avec un milieu ambiant). De nombreuses théories contemporaines s'appuient sur l'influence du champ magnétique, sur la génération et la dynamique du jet proche de l'étoile. Elles ne permettent pas, toutefois, dans l'état actuel des connaissances, d'interpréter l'ensemble des observations et surtout l'évolution du jet loin de l'étoile. C'est donc sur la propagation du jet de plasma loin de sa source que se situe le cadre astrophysique de nos recherches. Pour toutes les expériences présentées dans ce manuscrit, nous avons voulu en premier lieu **générer un jet de plasma par laser de puissance, caractériser et diagnostiquer précisément son évolution dans le vide et, enfin, étudier son interaction avec un milieu ambiant**.

Plan de la thèse

Ce travail de thèse, consiste tout d'abord, en la génération de jets de plasma par interaction laser. Il a fallu pour cela étudier différents types de cibles et conditions laser pour tenter de former un jet avec les paramètres plasma adéquats, c'est-à-dire, vérifiant l'invariance avec le cas astrophysique. Enfin nous avons prêté une attention particulière à étudier l'évolution du jet de plasma par l'implémentation de nombreux diagnostics pour en mesurer la vitesse, la température et la densité.

Dans la première partie, nous présentons plus en détail les jets d'étoiles jeunes. A travers un aperçu des modèles théoriques des processus de formation et d'évolution de ces jets de plasma, nous dégageons les problématiques abordables expérimentalement. Nous décrivons, comme exemple à cette démarche, quelques expériences réalisées sur les canons à gaz, les machines pulsées et les lasers de puissance. Nous synthétisons ensuite le principe des lois d'échelle où les nombres sans dimension associés aux jets astrophysiques sont présentés et décrits. Nous explicitons les moyens à l'origine de la génération d'un jet par interaction laser ns via la progression de chocs forts. Nous rappelons ici les notions théoriques liées aux chocs plans et obliques qui interviennent de façon fondamentale dans nos expériences. Nous présentons également les processus d'interaction laser-matière à haute intensité propageant des électrons supra-thermiques dans la cible solide, à l'origine du faisceau de proton utilisé comme diagnostic.

La deuxième partie présente le travail expérimental réalisé autour de l'étude de ces jets de plasma. Nous détaillons les caractéristiques de la cible utilisée, les conditions laser et les expériences ayant permis la détermination des paramètres du jet : vitesse, température et densité. Nous sélectionnons ici uniquement les expériences réalisées au LULI. Nous décrivons le schéma global des méthodes de mesure plasma (diagnostics) mises en place pour les différents tirs réalisés et présentons les moyens numériques pour le dimensionnement de la cible (simulations hydrodynamiques 1D). Enfin nous précisons les caractéristiques des diagnostics utilisées et le principe des mesures des paramètres plasma réalisées au cours de ce travail de thèse.

Dans la troisième partie, nous introduisons en premier lieu les résultats obtenus pour la propagation du jet de plasma dans le vide lors des diverses campagnes expérimentales effectuées au LULI2000. Nous présentons leur évolution en fonction des conditions initiales (type de cibles, conditions laser) et les conditions optimales qui s'en dégagent pour générer un jet proche

des situations astrophysiques. Puis nous abordons leur propagation dans un milieu ambiant en adéquation avec les jets de YSO qui évoluent dans le milieu interstellaire. Deux cas distincts ont été réalisés pour observer et étudier la physique du choc d'étrave : la collision de deux chocs successifs dans un milieu gazeux et la propagation d'un jet de plasma dans un jet de gaz. La première expérience permet d'explorer l'évolution d'une collision de chocs multiples et, la seconde, sonde la zone complexe à la tête du jet.

Première partie

Généralités et astrophysique de laboratoire

Les jets astrophysiques

Lois d'échelle

Interaction laser-matière

Chapitre 1

Les jets astrophysiques

Dans la première partie de ce chapitre, nous exposons les processus de génération et les caractéristiques des jets de matière observés lors de la formation d'étoiles de faibles masses (masses inférieures à 2 M$\odot$). Au cours de la section 1.2, nous présentons les motivations de notre étude pour ces objets, ainsi que les problématiques posées. En particulier, nous explicitons les points précis où les études expérimentales peuvent contribuer à la compréhension de la formation et/ou de l'évolution des jets. Enfin, dans la section 1.3, une description succinctement de quelques expériences effectuées sur diverses installations (les canons à gaz, les machines Z et les lasers de puissance) est réalisée ainsi que la détermination de leurs domaines d'application en astrophysique.

1.1 Etoiles jeunes et jets de plasma

Comme présenté en introduction, les jets de plasma sont des structures très présentes dans l'univers, associés à de nombreux types d'objets. Dans ce chapitre, nous décrivons plus particulièrement ceux auxquels nous nous sommes intéressés : **les objets de Herbig-Haro** (notés HH dans la suite d'après la convention astrophysique). La complexité des modèles physiques, théoriques ou numériques, pour l'étude de leur génération ou de leur propagation fait appel à une connaissance précise concernant leur évolution. D'un point de vue astronomique, de nombreuses observations ont été faites autour de ces objets mais la difficulté d'accéder aux paramètres de la source, l'étoile, complique les interprétations physiques. L'étoile jeune en formation est en effet cachée par son nuage moléculaire géniteur. Les jets, facilement observables dans le visible, comme nous le verrons ci-dessous, peuvent apporter de précieuses informations sur la formation de l'étoile. Néanmoins, pour pouvoir remonter aux conditions initiales, une très bonne connaissance des processus d'évolution des jets de plasma est indispensable. La souplesse des expériences de laboratoire offre la possibilité de faire varier les conditions initiales et de diagnostiquer l'évolution du plasma faisant de cette approche une voie de recherche très attrayante pour leur étude.

Nous abordons ici, avec concision, quelques théories sur leur origine et leur évolution. Le but de cette revue synthétique est de faire apprécier la complexité des processus mis en jeu pour accélérer la matière dans les conditions observées. Il faut néanmoins rappeler que l'ensemble des processus de génération des jets de plasma font appel à la présence d'un champ magnétique relativement important proche de l'étoile. Les modèles associés sortent donc du cadre de cette thèse. Mais cette partie permet de définir les conditions initiales (proches de l'étoile) du jet de plasma que l'on considère par la suite et qui est à la base de nos études.

1.1.1 Description des étoiles jeunes : « Young Stellar Object » (YSO)

La classification de Lada [25] permet de décrire et de classer empiriquement les différents stades de l'évolution d'une étoile (classe 0, I, II ou III de l'étoile jeune [26]). Cette classification s'appuie sur l'excès de rayonnement infrarouge (IR) des objets jeunes (étoiles en formation) par rapport à un rayonnement purement photosphérique de corps noir, dans le domaine spectral de 2 à 100 μm. Le schéma de formation d'une étoile [27, 28] se divise en trois phases principales auxquelles correspondent les classes d'étoile, comme représentées sur la figure 1.1. Passons en revue les étapes.

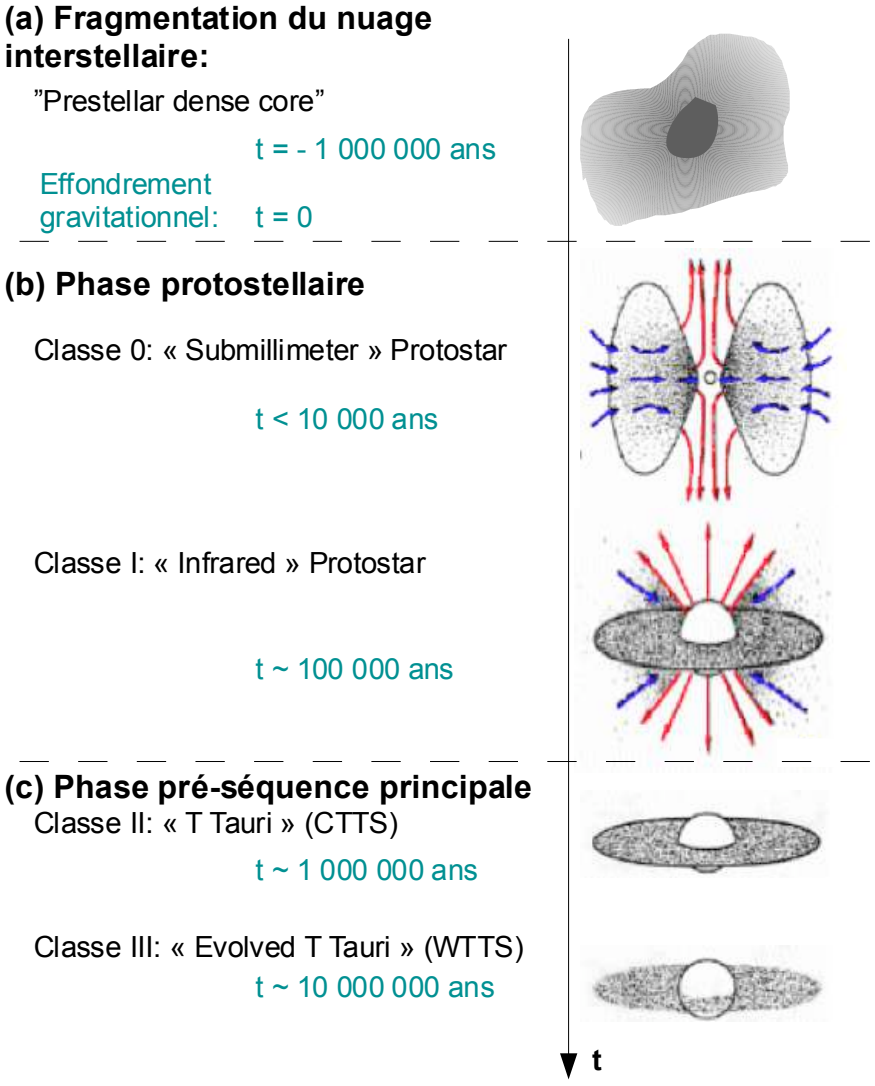


Figure 1.1 Schéma des étapes de formation d'une étoile de taille moyenne inspiré de Andre et al. [26].(a) fragmentation du nuage interstellaire ("Prestellar dense core"). (b) Phase protostellaire ("Submillimeter Protostar" et "Infrared Protostar") . (c) Phase pré-séquence principale ("T Tauri (CTTS)" et "Evolved T Tauri (WTTS)").

– Fragmentation du nuage interstellaire : la phase pré-stellaire.
  Les nuages interstellaires froids peuvent subir des perturbations, comme des ondes de choc, qui vont rompre leur équilibre et initier leur fragmentation [étape (a) de la figure 1.1]. Chaque fragment, par auto-gravité, s'effondre et forme un coeur dense de matière [29].

– La phase protostellaire (proto-étoile) : étoile en formation avec accrétion et éjection.
On distingue tout d'abord la phase isotherme. Les régions centrales augmentent en densité tout en restant isothermes grâce au refroidissement radiatif des poussières ; le milieu est globalement peu dense et optiquement mince. Ce rayonnement permet d'évacuer l'énergie gravitationnelle libérée par contraction et accrétion. On parle de proto-étoile isotherme (étoile de classe 0). Les régions denses commencent, ensuite, à devenir optiquement épaisses et la température augmente. Il se forme un noyau de nature stellaire, embryon de l'étoile au sein d'un disque de matière opaque [étape (b) de la figure 1.1]. Cette matière opaque se trouve dans le plan équatorial de l'embryon d'étoile et s'appelle **disque d'accrétion**. Ces objets, de « classe I », profondément enfouis dans le nuage moléculaire, ont un très fort excès IR provenant de l'enveloppe proto-stellaire chaude. Pour poursuivre son effondrement et sa formation, l'étoile doit encore perdre de l'énergie, comme nous l'abordons plus en détails ci-dessous. A travers une éjection de matière, la protoétoile expulse une grande partie de son moment cinétique[1] et ralentit sa rotation pour poursuivre sa contraction. Au cours de cette phase on observe, pour certaines, les jets collimatés sur lesquels porte notre étude expérimentale et qui est décrite dans la section suivante 1.1.3 .

– La phase pré-séquence principale : initiation des réactions thermonucléaires de l'étoile.
Avant d'entrer dans un régime de fonctionnement à l'équilibre statique, pendant lequel l'étoile brûle son hydrogène (phase de séquence principale, SP) pendant plusieurs centaines de millions à quelques milliards d'années, l'étoile passe par une étape d'évolution appelée pré-séquence principale [étape (c) de la figure 1.1]. Elle continue d'accréter de la matière, se contracte de manière quasi-statique jusqu'à atteindre un rayon stellaire de SP et une température centrale suffisante pour initier les réactions de fusion thermonucléaire de l'hydrogène. Les objets de « classe II » ou « T Tauri » (voir figure 1.1), dont l'excès IR est moins fort, peuvent être entourés d'un système proto-planétaire. Enfin, les sources de « classe III », dont l'excès en IR semble négligeable, signent la probable disparition de leur disque.

Pour les deux dernières phases, protostellaire et pré-séquence principale, on parle **d'objets stellaires jeunes (YSO pour « Young Stellar Object »)** car leur dynamique et leur évolution sont très fortement liées à leur environnement circumstellaire (enveloppe, disque).

1.1.2 Mécanismes d'éjection des jets de plasma

Dans ce paragraphe, nous parcourons différentes théories pour expliquer la formation de jets de plasma. De nos jours, de nombreux modèles, en particulier ceux faisant appel uniquement à des effets purement liés à l'hydrodynamique radiative, semblent obsolètes face à la génération des jets via des processus de MHD. Néanmoins, cette petite synthèse permet d'apprécier les contraintes astrophysiques présentes pour développer les modèles et comprendre la génération de jets d'étoiles jeunes.

Les étoiles en formation étant des objets lumineux et chauds, le premier modèle d'hydrodynamique radiative pour expliquer les observations d'écoulement collimatés est celle d'une éjection de matière accélérée par la pression de radiation de la protoétoile. Mais quel que soit le type d'opacité de la matière prise en compte, l'impulsion due à la pression thermique et/ou radiative de l'étoile n'est pas suffisante pour retrouver l'impulsion observée dans les jets [30]. Sans autre source que l'énergie thermique ou radiative, les jets ne semblent donc pas pouvoir être accélérés aux vitesses mesurées. Un deuxième modèle d'hydrodynamique radiative est relié

[1] transformation de l'énergie cinétique de la matière en rotation en énergie cinétique dirigée dans l'éjection "rectiligne" d'un jet.

au gradient de pression thermique de la couronne de la protoétoile. Si la vitesse du son est de l'ordre de grandeur de la vitesse du vent stellaire[2], il existe des solutions où le gaz est accéléré et acquiert une vitesse lui permettant d'être éjecté. Un exemple classique de ces solutions est celui de la solution de Parker pour le vent solaire [31]. Pour atteindre les taux d'éjection de matière observés, la combinaison d'une température de couronne et d'une densité importante doivent exister autour de la proto-étoile, ce qui a pour conséquence d'engendrer un rayonnement X Bremsstrahlung intense. Cependant, les observations contredisent ce résultat [32] et discréditent de telles solutions pour la génération des jets d'étoiles jeunes.

Par conséquent, même si les conditions thermiques/radiatives (couronne chaude, vents) sont réunis pour les étoiles de classe I, les modèles d'hydrodynamique radiative pour la génération des jets ne semblent pas, dans les connaissances actuelles, capable d'expliquer le taux important d'éjection sans contredire les observations.

Pour palier à ces lacunes, de nombreux autres modèles existent, faisant appel à l'énergie magnétique de l'étoile comme apport supplémentaire à l'énergie radiative pour pouvoir accélérer la matière aux vitesses et aux taux observés [33, 34, 35, 36]. De nos jours, il semble communément admis que les jets proviennent des régions les plus internes du disque d'accrétion et non du vent ou de la couronne stellaire. En effet, les signatures spectroscopiques d'éjection de matière sont fortement corrélées à celles du disque d'accrétion, ce qui suggère une interdépendance entre accrétion et éjection [37, 38]. L'importance du champ magnétique à grande échelle du disque d'accrétion prend de plus en plus d'ampleur dans les théories liées à la génération des jets d'étoiles jeunes. De plus, il est important de noter que le champ magnétique, présent dès les premières phases de formation des étoiles, est également crucial dans l'équilibre des nuages moléculaires [39]. Il intervient aussi de nombreuses façons dans la phase d'effondrement du nuage primordial [40], et joue déjà un rôle notable dès les premiers processus de formation des étoiles. Nous allons présenter deux modèles, les plus considérés actuellement, pour expliquer la formation des jets d'étoiles jeunes.

- Effet Magnétocentrifuge
  Le mécanisme étudié ici fait appel au moment magnétique. Un large champ magnétique est considéré, ancré dans le système "étoile-disque" en rotation. Comme son énergie est plus faible que l'énergie de rotation de l'ensemble, le disque entraîne en rotation le champ magnétique. En retour, le champ résiste à cette torsion et exerce une force qui freine le disque. C'est à travers cette force de freinage que le disque perd une partie de son moment angulaire [41, 42]. Des instabilités liées au champ magnétique sur le disque créent de la turbulence. Un régime stationnaire s'établit lorsque la diffusion de la matière à travers le champ équilibre l'effet d'entraînement de ce dernier. La conversion d'énergie mécanique en énergie magnétique crée un flux d'énergie cinétique qui alimente le jet. Ce processus d'accélération de la matière peut se dire pratiquement "sans-perte" car l'énergie de rotation extraite du disque d'accrétion est, presque totalement, convertie en énergie cinétique dirigée dans un jet de matière [43].

- Champ magnétique toroïdal : "Magnetic Tower"
  Le mécanisme en question dans ce phénomène de formation du jet est basé sur le gradient de pression magnétique induit par les lignes de champ enroulées et formant une spirale de champ toroïdal fort. En se détendant, ce champ toroïdal agit comme un ressort et accélère la matière. Il s'agit d'un transfert de flux de Poynting en énergie cinétique, où le champ magnétique est majoritairement sous la forme d'un champ toroïdal [44, 45]. Ce modèle peut expliquer le taux d'éjection de matière observé mais il fait appel à un confinement extérieur autre pour collimater le flot de matière.

[2]Ecoulement de plasma qui entoure l'étoile et qui provient de celle-ci

Ce foisonnement de théories concerne l'étude de la génération des jets d'étoiles jeunes. Il est communément admis qu'elle résulte d'une structure complexe entre disque d'accrétion et proto-étoile où le champ magnétique est essentiel. Les difficultés pour comprendre ces processus viennent de l'impossibilité d'observer directement la source à travers le disque d'accrétion qui est opaque, et des fortes contraintes sur l'ensemble des paramètres mesurés comme les taux d'éjection, la vitesse, l'évolution et la structure du jet. Après ces remarques sur la génération des jets d'étoiles jeunes, nous décrivons maintenant les caractéristiques et la morphologie des objets Herbig-Haro (HH).

1.1.3 Les objets Herbig-Haro

Pour les étoiles de classe 0, on observe, par l'étude du spectre d'émission (raies moléculaires du CO dans la gamme millimétrique), d'importants lobes décalés dans le rouge et le bleu de manière bipolaire provenant de l'étoile centrale : étoile VLA 05487 (figure 1.2) par exemple [46]. D'une manière générale, les flots moléculaires d'étoiles jeunes sont peu collimatés, avec des vitesses de quelques dizaines de km.s^{-1} et des dimensions de l'ordre de 0.1-1 parsec [3]. Ces flots moléculaires ne semblent pas être éjectés directement de l'étoile mais peuvent provenir du milieu ambiant qui a été poussé ou entraîné par un flot de matière sous-jacent, beaucoup plus collimaté.

Lorsque l'enveloppe commence à se dissiper, le proche environnement de la proto-étoile devient progressivement transparent aux longueurs d'onde visibles. C'est à ce moment qu'apparaissent des jets de gaz atomique qui sont plus collimatés et plus rapides que les jets moléculaires de la phase antérieure. Ils s'étendent sur environ 0.01 à quelques parsecs et ont une vitesse de quelques centaines de km.s^{-1}. La plupart d'entre eux sont composés d'une chaîne de "noeuds" brillants, s'éloignant de la source et, sont fréquemment identifiés comme des objets d'Herbig-Haro comme les systèmes HH30, HH34 et HH47 (voir la figure 1.3). A partir de ces trois systèmes [4] (schéma 1.4), il est intéressant de voir comment les jets évoluent lorsqu'ils se propagent à travers l'espace. On observe sur l'image de HH30, le disque opaque, perpendiculaire au jet, qui entoure l'étoile naissante. Par contre, en ce qui concerne HH34, il est frappant d'observer à plus grande échelle, la conservation de la collimation du jet et son aspect perlé. Enfin, pour HH47 on a une vue de l'ensemble du jet, en partant de l'étoile enfouie dans son nuage opaque jusqu'au choc d'étrave. Ces jets se terminent en ce qu'on appelle **le choc d'étrave** supposé être la surface d'interaction (interface) entre la tête du jet et le gaz ambiant (section 1.2). Cette interaction avec le milieu induit une structure très complexe, fragmentée et modulée comme identifiée sur la figure 1.5. Les processus pour décrire son évolution soulèvent encore de nombreuses hypothèses : fragmentation, col-

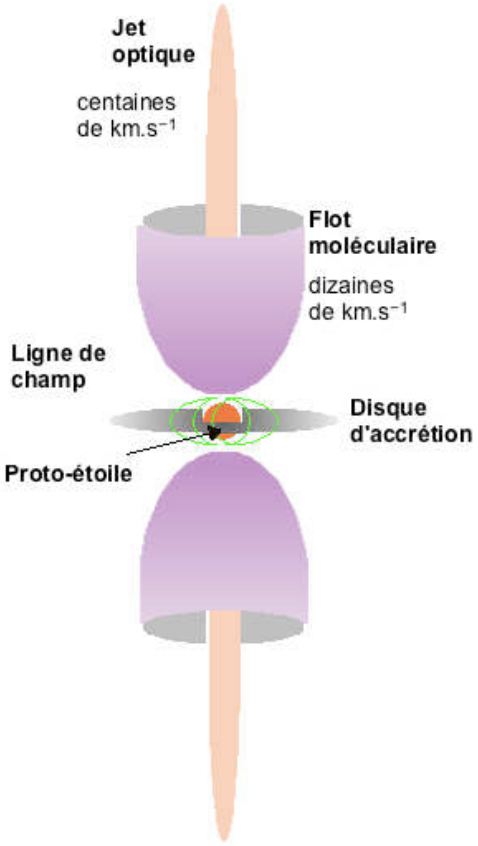


Figure 1.2 Modèle d'étoile jeune (schéma simplifié).

[3] 1pc = 3. 10^{16} m

[4] 1 ua (unité astronomique) = 1,5 . 10^{11} m = 4,8. 10^{-6}pc = 1,6. 10^{-5} al (année lumière)

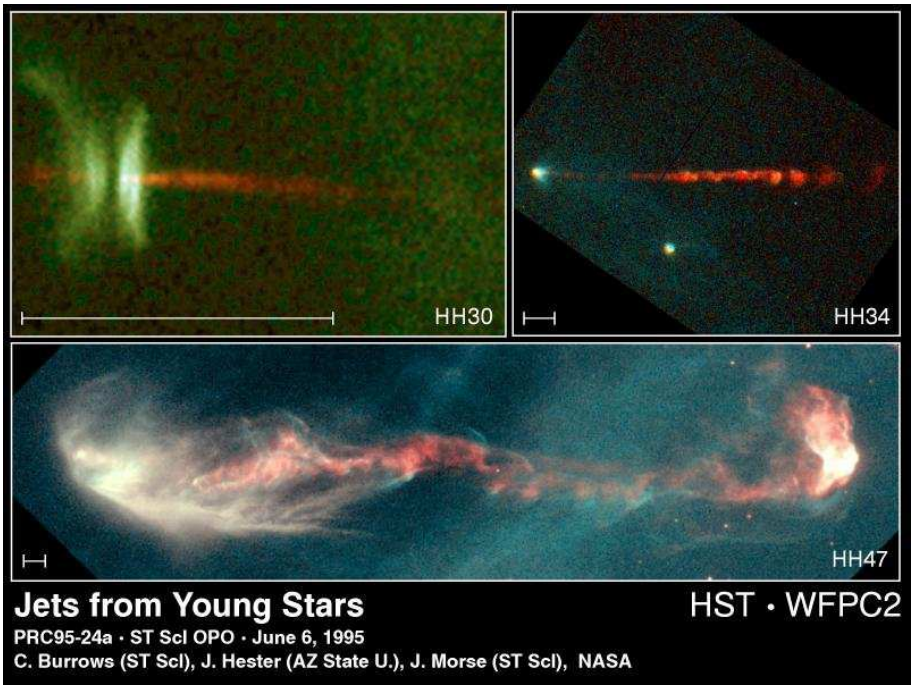


Figure 1.3 Clichés de trois jets différents. L'échelle sur chacune des vues représente 1000 fois la distance Terre-Soleil soit 1000 unités astronomiques. HH30 est situé à environ 450 années lumière dans la constellation du Taureau. HH34 se trouve à 1500 années lumière proche de la nébuleuse d'Orion. Enfin HH47 est observé à la même distance mais proche de la nébuleuse de Gum. Images dans le visible provenant du Hubble Space Telescope (NASA).

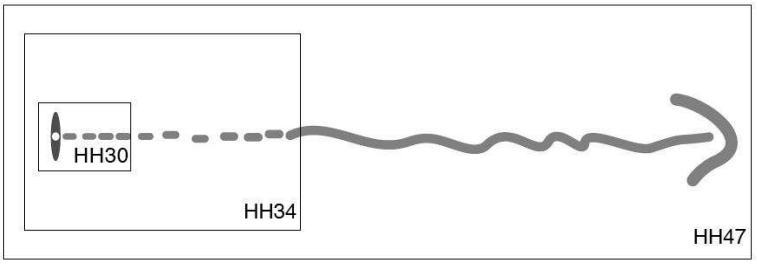


Figure 1.4 Longueur relatives des jets représentés sur la figue 1.3. Ce schéma n'est pas à l'échelle mais permet de montrer sur une même image les différences d'échelles entre les trois images.

lision de chocs, inhomogénéité du milieu.

Toutes les structures du jet, décrites précédemment, émettent un spectre de raies dans le visible et l'infrarouge. L'étude de ces raies d'émission permet de connaître la température, la densité locale, la vitesse du jet et la structure des chocs internes. La température des jets est de l'ordre de 10^4K ($\approx$ 1eV), pour des vitesses de l'ordre de quelques centaines de km.s^{-1} (mesure par effet Doppler). Les noeuds s'échappent de la source avec des vitesses proches de 100-500 km/s. Un ordre de grandeur des densités particulaires mesurées est de n = 10 cm^{-3} pour les plus "fins", jusqu'à une densité supérieure à n = 10^5cm^{-3} pour les plus brillants [47]. Le champ magnétique présent dans le jet semble évoluer, d'après de récents modèles [48], en une loi de puissance de la densité : B $\sim$ n^p avec p $>$ 0.5 le long du jet. Il apparaît, d'après le tableau 1.1, que la zone "hydrodynamique" du jet, c'est-à-dire où l'effet du champ magnétique devient faible, est situé environ à 300 UA de l'étoile. A cette distance, le champ magnétique peut diminuer la

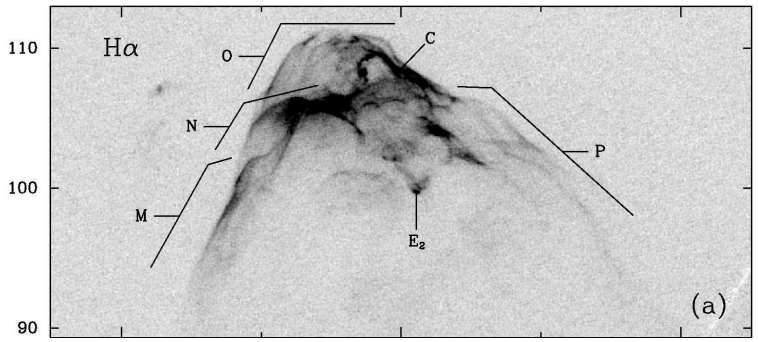


Figure 1.5 Observation en Hα (656,28 nm) du choc d'étrave du jet HH34 [47]. Les lettres délimitent différents fragments du choc d'étrave.

dimension de la zone de refroidissement à l'arrière des chocs et faire "tampon" entre les noeuds mais il n'intervient plus dans la dynamique globale du jet. Le tableau 1.1 résume l'ensemble des paramètres des jets de YSO [48].

Paramètres du jet	**Symbole**	**Valeurs typiques**
Age ou temps hydrodynamique du jet	t_J	1000 - 10 000 ans
Longueur	L_J	3.10^{16-18} cm
Rayons	R_J	3.10^{15} cm
Vitesse	V_J	100 - 500 km.s^{-1}
Température électronique	T_{Jet}	1 - 2.10^4 K
Nombre de Mach interne	M	10 - 40
Rapport de densité : Jet/ISM	η	1-20
Distance de l'étoile : 10 UA		
Densité du jet	n_{10}	2.5 x 10^6 cm^{-3}
Champ magnétique	B_{10}	82 mG
Distance de l'étoile : 300 UA		
Densité du jet	n_{300}	8.8 x 10^4 cm^{-3}
Champ magnétique	B_{300}	4.8 mG
Distance de l'étoile : 3.10^4 UA		
Densité du jet	$n^d_{3.10^4}$	12 cm^{-3}
Champ magnétique	$B^d_{3.10^4}$	2.4 μG

Tableau 1.1 Ordre de grandeur des paramètres observables des jets d'étoiles jeunes. La détermination des valeurs de densité [48] présentées dans ce tableau a été effectuée en mesurant une densité de 10^4cm^{-3} à une distance de 1000 UA de l'étoile et en calculant les autres valeurs avec l'hypothèse d'un écoulement conique avec une demi angle d'ouverture de 5° et un diamètre à la base de 10 UA. (^{d}) Pour les deux dernières lignes : valeur moyenne car les mesures loin de la source sont sujettes à des variations dues aux ondes de choc et de raréfaction.

Récapitulatif : A la suite de ces descriptions, nous considérons, comme état astrophysique initial d'étude, un jet de plasma collimaté et supersonique avec les paramètres décrits dans le tableau 1.1, sans tenir compte des processus de génération (vraisemblablement selon un modèle de la MHD).
Notre étude s'applique sur les parties peu ou non magnétisées du jet c'est-à-dire à partir de $\sim$ 300 UA de la source. Nous étudions sa propagation, son interaction avec un milieu et les particularités qui en découlent comme les noeuds ou le choc d'étrave. En particulier nous tâchons de mettre en évidence la formation ou la pérennisation de la collimation et de la structure du jet de plasma, sans la présence d'un champ magnétique extérieur.

1.2 Problématiques des jets d'étoiles jeunes

L'étude des YSO près de l'étoile est limitée par le disque d'accrétion qui rend l'acquisition directe de données par les observations astronomiques difficile, voire même impossible. La connaissance des jets est un moyen indirect pour sonder les régions proches de l'étoile. La connaissance des processus engendrant la collimation des jets, leur vitesse, et leur évolution, fournit de nombreuses informations indirectes sur la nature de la proto-étoile, de son interaction avec le disque d'accrétion et de son environnement. Malgré la richesse des observations sur les jets d'étoiles jeunes, des questions demeurent sur des points précis comme : la collimation du plasma, l'apparition des noeuds et l'évolution du choc d'étrave. Les modèles décrits ci-dessous sur ces trois points particuliers n'ont, naturellement, pas la prétention d'être exclusifs. Nous ne faisons ici qu'une sélection des phénomènes majoritaires actuellement considérés.

1.2.1 Processus de collimation

Le terme *collimation* souligne le rapport d'aspect [5] des jets astrophysiques. Ceux-ci ont une longueur typique de $\sim 10^{-2}$ - 1pc pour un diamètre de l'ordre de 10^{-3} pc, soit un rapport d'aspect $\sim$ 10 - 100 (tableau 1.1). Ces jets de matière sont chauds ($\sim 10^4$ K) et se propagent dans le milieu interstellaire plus froid (10K). Sans autre processus extérieur ou interne, ils devraient entrer en expansion et apparaître beaucoup moins collimatés. Proche de la source, cette surprenante morphologie peut s'expliquer par une collimation magnétique (enroulement des lignes de champ magnétique). Loin de l'étoile, le champ ne semble plus être assez important pour influencer la dynamique globale du jet, comme nous l'avons vu précédemment. Par conséquent, la présence de "processus" permettant de pérenniser cette collimation initiale du flot de matière est à explorer. Nous ne minimisons pas l'importance du champ magnétique pour les jets de YSO, car il est évident qu'il a un effet déterminant sur plusieurs plans (1.1.2). Néanmoins dans cette partie, nous cherchons des conditions expérimentales permettant de collimater des jets de plasma sans champ magnétique, d'observer la pérennisation de la structure du plasma ou de caractériser son interaction avec un milieu ambiant. Indépendamment de l'intérêt expérimental d'explorer de telles situations, l'étude de ces systèmes peut intervenir pour combler certaines lacunes des scénarios de la MHD (comme celui de la "magnetic tower") ou même dans la compréhension du profil du jet de matière à grande échelle.

Parmi les processus de collimation, nous présentons d'abord l'impact du milieu ambiant au cours de la propagation du jet puis ensuite, nous décrivons l'influence prédominante des effets radiatifs dans l'évolution du plasma.

⋆ Collimation dite "hydrodynamique" par la pression du milieu interstellaire

La présence autour du jet de matière d'un profil de densité anisotrope et donc d'une distribution spatiale de la pression du milieu interstellaire entraîne la formation de chocs et de

[5] Quotient de la longueur du jet par son diamètre

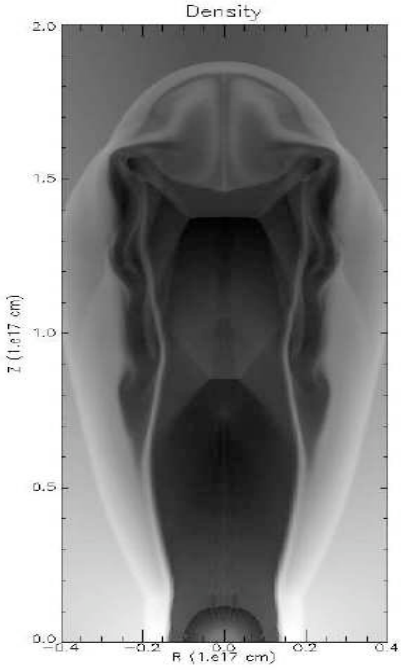


Figure 1.6 Cartographie en densité [53] ($log_{10}(\rho)$) de la propagation d'un flot de plasma initialement sphérique dans un milieu ambiant dont le profil diffère des pôles à l'équateur après une évolution de 1035 ans.

cavités. Nous présentons ici comment ces chocs peuvent confiner le plasma chaud. Il est important de noter que l'objectif principal, des articles décrits ici [49, 50], est d'expliquer la formation de jets d'étoiles jeunes. Dans notre cas, ces modèles sont considérés comme des schémas physiques pouvant intervenir loin de l'étoile pour expliquer sa structure. Comme le montrent les articles de Blondin et *al.* (1989, 1990) [51, 52], les propriétés radiatives du jet ont une très grande importance dans le processus de collimation. Ces effets sont présentés par la suite dans le paragraphe sur les pertes radiatives des jets d'étoiles jeunes se propageant dans un milieu ambiant homogène.

Blandford et *al.* [54] ont été parmi les premiers auteurs à considérer les aspects hydrodynamiques dans la collimation des jets par l'utilisation d'un modèle de tuyère. Cette étude a inspiré de nombreuses études théoriques et numériques, pouvant être confrontées aux observations. Les théories décrites par Canto et *al.* (1980) [49] ou Konigl *et al.* (1982) [50], tentent d'expliquer le confinement de l'éjection de matière par l'existence de chocs stationnaires, où la pression extérieure équilibre la pression dynamique de l'écoulement. La formation de ces chocs découle de la propagation du jet dans le *milieu interstellaire* (ISM). La morphologie de l'ensemble des chocs, selon la densité de l'ISM prise en compte et du taux des pertes radiatives, diffère pour les deux modèles : cavité "collimatrice" [49] ou tuyère de laval [50]. Leur action est néanmoins la même sur l'évolution de l'écoulement, c'est-à-dire la collimation du plasma en un jet. La stabilité d'un tel jet est pour le modèle de Canto et *al.* (1980) mise en doute. En effet, le flot de plasma le long des fronts de choc de la cavité est sujette à une forte turbulence qui peut détruire le jet. De plus, les pertes radiatives nécessaires pour pérenniser sa formation sont trop importantes en comparaison des observations. Enfin, l'évaluation de la distance pour obtenir des conditions stables du flot de plasma à partir de cette théorie est de $\sim$100AU. Or on observe, sur des distances bien plus proches de l'étoile, des jets déjà collimatés [55]. Ces raisons font que ce modèle n'est pas retenu pour expliquer la génération de jets YSO. Dans l'article de Konigl *et al.* (1982), l'environnement stratifié en densité dans lequel évolue le jet engendre la formation d'une sorte de *tuyère de Laval.* L'accélération du vent isotrope de l'étoile se fait par un processus analogue à une tuyère. Tout d'abord le vent stellaire est décéléré par une onde de choc sphérique puis stagne où la pression entre le vent et le milieu s'équilibre. Le long de l'axe de symétrie (partie convergente de la tuyère), le flot de matière de l'étoile d'abord subsonique est

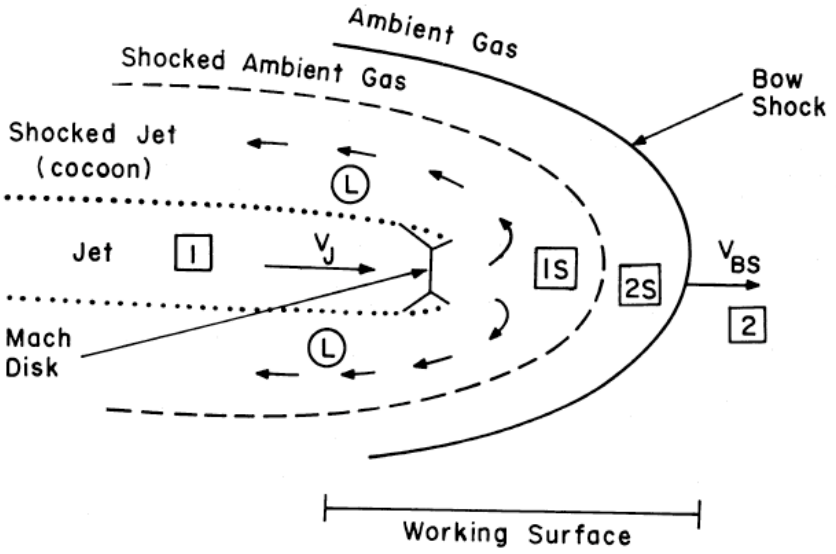


Figure 1.7 Schéma de la structure de la tête du jet et de son interaction avec le milieu[57].

accéléré. Il atteint des vitesses supersoniques et l'accélération continue dans la partie divergente de la tuyère. La collimation en sortie du plasma se fait par formation d'ondes de raréfaction et de compression selon la pression du milieu ambiant. Ce modèle est néanmoins très instable et donc peu favorable [56] pour générer un jet astrophysique.

Les deux scénarios, (Canto et *al.*) et (Konigl *et al.*), démontrent qu'un flot de plasma initialement en expansion peut être collimaté par pression du milieu ambiant et création de chocs obliques. Il est important de souligner la condition majeure, relativement contraignante, sur la forme spatiale du profil de densité et de pression du milieu qui est la clef de toute collimation. L'ensemble de ces modèles hydrodynamiques de collimation a été étudié numériquement par Frank et *al.* [53]. Les résultats de leur étude montrent qu'effectivement la collimation du flot de plasma est possible, comme on peut le voir sur la figure 1.6, mais cela nécessite un profil particulier de la densité du milieu interstellaire ambiant. Malheureusement, le milieu dans lequel évolue le jet est froid, il est donc impossible d'en mesurer la densité par étude de spectre par exemple (pas de raies d'émission), ce qui rend la validation de ces modèles quelque peu hazardeuse. Ces théories restent néanmoins de bons schémas, pouvant être explorés expérimentalement, dès lors que l'on peut maîtriser précisément le profil de densité du milieu ambiant. C'est une voie actuellement peu abordable en laboratoire en raison de la difficulté technique de générer le profil de densité adéquat pour initier la collimation du jet mais elle semble néanmoins mériter de plus amples recherches.

⋆ **Jets adiabatiques et radiatifs : collimation par pertes radiatives**

Nous allons décrire ici les différences entre la propagation dans le milieu ISM d'un jet dit "adiabatique" et d'un jet "radiatif". Les effets dus au rayonnement s'avèrent avoir une importance capitale sur sa structure. Lorsqu'un jet hypersonique se propage dans l'ISM, l'avant du jet évolue en une structure complexe, décrite schématiquement sur la figure 1.7. Le jet est le milieu [1], le milieu ambiant (ISM) est le [2]. La région choquée du jet est notée [1S] et celle choquée du milieu 2, [2S]. La vitesse du jet est V_J. Cette propagation du jet dans le milieu ISM engendre deux principaux chocs :

- le **disque de Mach** ("Mach disk") qui remonte le jet et décélère le flot de plasma,
- le **choc d'étrave** (ou "bow shock" en anglais) qui a pour vitesse V_{BS} (schéma 1.7) et qui

accélère le milieu ISM à l'avant du jet.
Cette structure à double choc crée une discontinuité entre les deux milieux choqués [1S] et [2S]. L'ensemble de ces 4 régions (choc d'étrave, disque de Mach, [1S] et [2S]) se nomme **zone d'interaction** ("working surface", figure 1.7). Cette zone d'interaction évolue dans le milieu ambiant à la vitesse du choc d'étrave. En équilibrant l'équation des moments, on obtient une expression de la vitesse du choc d'étrave [52] :

$$V_{BS} = V_J(1 + \eta^{-1/2})^{-1}, \tag{1.1}$$

où V_J est la vitesse du jet et $\eta = \rho_{jet}/\rho_a$ est le rapport entre la densité du jet et la densité du milieu ambiant, comme définit dans le tableau 1.1. La physique de cette zone d'interaction varie entre un jet dit adiabatique et un jet radiatif. Pour être rigoureux ici, l'effet radiatif concerne le système de double choc de la zone d'interaction. Selon que l'un des deux ou les deux chocs soient adiabatiques ou radiatifs, la propagation du jet de plasma est modifiée. Par extension, on parle alors de jet radiatif et non plus de choc.

Le moyen de vérifier le caractère radiatif du choc généré par la propagation du jet dans l'ISM, est de considérer le facteur de refroidissement, χ_s (indice s pour "shock"). Il est défini par :

$$\chi_s = \frac{D_{cool}(V_S)}{R_{jet}}, \tag{1.2}$$

où R_{jet} est le rayon du jet et $D_{cool}(V_S)$ est la distance de refroidissement à l'arrière du choc stationnaire. Par définition, cette distance est celle pour laquelle le flot de plasma à la vitesse V_S, s'est refroidi de $\sim 10^4$K. Le facteur χ_s compare la longueur de refroidissement, à l'arrière d'un des deux principaux chocs de la zone d'interaction, à la longueur caractéristique du système : R_{jet}.

Si $\chi_s \gg 1$ le plasma n'a pas eu le temps de se refroidir avant de quitter la zone d'interaction, par conséquent, la zone d'interaction entre le jet choqué et le choc d'étrave est caractérisée par un plasma peu dense et chaud. C'est le cas adiabatique.

Lorsque $D_{cool}(V_S)$ devient de l'ordre de grandeur de R_{jet} (ou $\chi_s \leq 1$), la zone à l'arrière du choc perd son énergie et forme alors une enveloppe froide et très dense, en anglais "shell" sur la figure 1.8. La constitution de cette enveloppe est la différence majeure entre les cas radiatifs et adiabatiques. Ces pertes radiatives engendrent également une baisse de la pression thermique dans la zone d'interaction. Cette diminution de la pression modifie la structure de la zone choquée du jet ou le cocon ("cocoon" figure 1.7 et 1.8). Le cocon "dégonfle" et tout l'ensemble du jet, cocon et coquille se retrouve avec un rayon plus faible. La collimation du jet est initiée et perdure tant que les pertes radiatives restent importantes par rapport à l'évolution du jet.
Une forme simplifiée de la distance de refroidissement s'obtient en multipliant la vitesse post-choc (dans le cas d'un choc fort $(V_S/4)$[6], avec V_S la vitesse du choc) par le temps de refroidissement, t_{cool} :

$$D_{cool} \approx \frac{V_S t_{cool}}{4} \tag{1.3}$$

Pour les jets d'étoiles jeunes, le processus majeur de refroidissement est la recombinaison du gaz dans la zone post-choc [52]. Dans ce cas, l'expression du temps de refroidissement prend la forme de :

$$t_{cool} = (n_e + n_H)k_B T_S/[(\gamma - 1)n_e n_H \Lambda(T_S)], \tag{1.4}$$

où n_e et n_H sont respectivement les densités électroniques et de protons dans la zone post-choc, $\Lambda(T_S)$ est la fonction de refroidissement [7], γ le coefficient isentropique du gaz, k_B la constante de

[6] Dans le référentiel du choc fort, la vitesse post-choc est donnée par $|V_p| = [\frac{2}{(\gamma+1)} - 1]|V_S|$, avec γ=5/3 : $V_p = V_S/4$.

[7] $n_e n_H \Lambda(T_S)$ est donc le taux de refroidissement par pertes radiatives

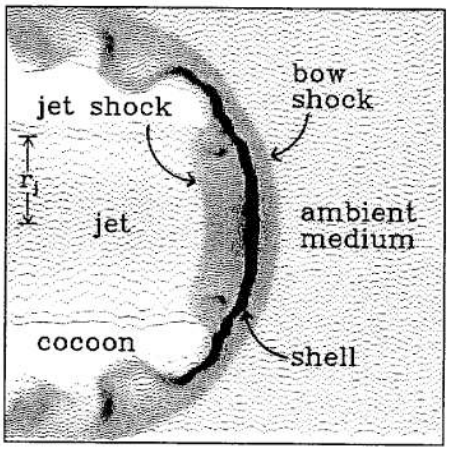


Figure 1.8 Résultat en densité de la simulation de l'interaction du jet avec un milieu ambiant homogène à 20cm^{-3}[51]. La saturation (zone noire) correspond à une densité de 350cm^{-3}.

Boltzmann et $T_S = 2(\gamma-1)\mu V_S^2/[2k(\gamma+1)]$ la température post-choc (μ est la masse moyenne par particule). En prenant une vitesse de choc $V_S \sim$ 40-100km.s^{-1} et une densité de 100cm^{-3} [24], on a $t_{cool} \sim 100$ ans qui est bien inférieur au temps d'évolution des jets d'étoiles jeunes. Par conséquent, l'hypothèse de jet radiatif est appropriée pour étudier les jets YSO.

Considérons, par extension, le cas de la propagation du jet de plasma dans le vide. Cette situation n'est pas astrophysique mais se retrouve expérimentalement. Si son temps de refroidissement (t_{cool}) par pertes radiatives est inférieur à son temps hydrodynamique ($t_{hydro}=R_{jet}/V_{jet}$) alors le jet est dit radiatif. En effet, cette perte d'énergie par rayonnement diminue la pression thermique, augmente la densité sur son axe et le plasma se contracte au cours de son évolution. Pour la propagation des jets dans le vide, on définit le facteur de refroidissement par :

$$\chi = t_{cool} V_{jet}/R_{jet} \tag{1.5}$$

Si $\chi \leq 1$ les effets des pertes radiatives dans l'évolution du jet de plasma sont à considérer.

1.2.2 Fragmentation du choc d'étrave

L'étude de l'interaction du jet avec le milieu ambiant, comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, montre la complexité des processus responsables de l'évolution de la structure de la tête du jet. Pour le moment nous avons uniquement insisté sur l'influence des pertes radiatives. Néanmoins, comme les observations le montrent (figure 1.5), la compréhension de la structure globale du choc d'étrave doit faire intervenir d'autres processus à l'origine de son profil chahuté. Sur ce dernier point, Hartigan et *al.* [58] décrivent l'ensemble des hypothèses formulées à ce jour pour expliquer la fragmentation et l'évolution du choc d'étrave. Cet article souligne l'importance de pouvoir tester et étudier expérimentalement l'ensemble de ces processus pour pouvoir en dissocier les effets sur le choc.

⋆ Collision de chocs

Les fluctuations de la vitesse du jet qui excédent la vitesse du son locale, produisent des chocs dans la zone d'interaction. Une des conséquences de ce processus est qu'occasionnellement les chocs collisionnent. Le dernier choc se propage dans la matière déjà choquée plus rapidement que celui qui le précède, il le rattrape et les deux chocs collisionnent. L'étude en laboratoire de

l'évolution de la zone d'interaction lors de la collision de chocs est un moyen de constater si l'évolution conduit bien aux structures observées très perturbées et fragmentées.

⋆ **Instabilités**

La formation de la coquille du jet ainsi que l'épaisseur du front du choc d'étrave viennent du refroidissement de la zone post-choc de l'interface. Cette enveloppe dense et froide peut se fragmenter et expliquer la structure observée. A l'interface entre la coquille dense et le cocon, sur les bords du jet ainsi qu'à sa tête, on retrouve les conditions propices pour faire croître l'instabilité de Kelvin-Helmholtz (K-H). L'instabilité de K-H apparaît lorsque deux fluides en contact se propagent avec des vitesses différentes. La présence de très faibles perturbations engendrent des turbulences croissantes à l'interface entre les deux milieux. Cette situation commence à apparaître sur la figure 1.8. Le choc d'étrave peut être également amené à se fragmenter par d'autres instabilités (Vishniac [8] ou de Rayleigh-Taylor (R-T)) en fonction de la distance post-choc de refroidissement par rapport à la période des instabilités [51].

1.2.3 Formation des "noeuds"

Le nom des jets HH vient de ses découvreurs, Herbig et Haro [20], qui ont observé dans le visible des structures internes au jet, appelées "noeuds", comme sur la figure 1.9. Nous venons de voir que certaines des théories citées précédemment peuvent décrire l'émergence de structures le long du jet (instabilités magnétiques, chocs internes). Nous nous focalisons maintenant sur deux autres théories pouvant expliquer la formation de ces sur-intensités (noeuds) : une source pulsante ou l'instabilité de K-H.

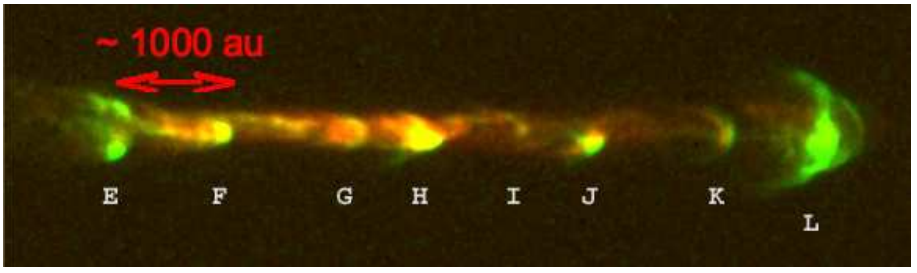


Figure 1.9 Image de HH111(site de P. Hartigan). Les lettres identifient la position des noeuds tout au long du jet.

⋆**Emission par "pulsation" de la proto-étoile**

Un des processus les plus intuitifs pour expliquer la formation des noeuds est celui de la pulsation de l'étoile. Des variations de vitesse du jet supersonique, avec une période proche du temps caractéristique transverse ($t_{hydro} = R_J/V_J$), peuvent entraîner une chaîne de chocs régulièrement espacés. Les noeuds évoluent et se propagent avec des vitesses de l'ordre de la dizaine de km.s^{-1} [47]. Des recherches analytiques et numériques basées sur cette hypothèse [59] décrivent correctement la formation des noeuds proches de la source. De plus, des simulations 3D de jets radiatifs qui montrent leur évolution (figure 1.10) ont été réalisées [60]. La génération de ces chocs est obtenue en appliquant une variation sinusoïdale de la vitesse du plasma de la forme :

$$V_0(t) = V_J + \delta V sin(\frac{2\pi t}{P}), \tag{1.6}$$

où V_J est la vitesse moyenne du jet, δV l'amplitude des oscillations et P la période. Un des pro-

[8] C'est une instabilité hydrodynamique sur une discontinuité (choc) entre des régions de fortes températures

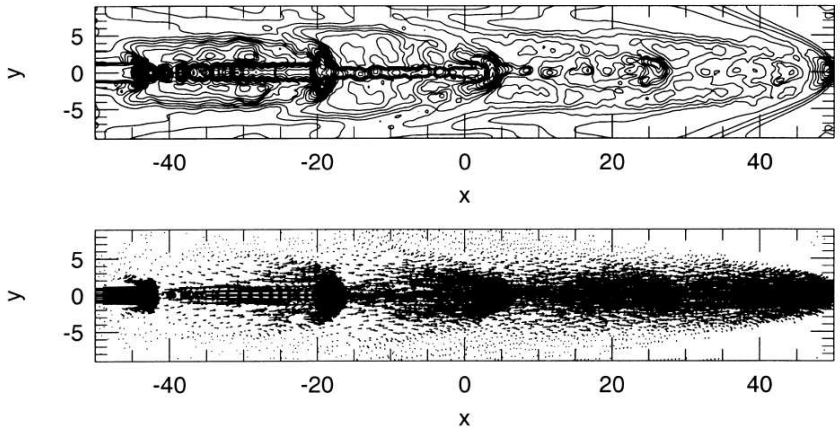


Figure 1.10 La figure du haut représente le contour de densité et la figure du bas la distribution des vitesses pour un jet radiatif avec source pulsante [60]. La période de variation de la vitesse est de $\sim$ 746 yr, avec $V_J \sim \delta V \sim 100$ km.s^{-1}. Au cours de cette simulation, le jet s'est propagé de $\sim$ 0.3pc soit une durée de 4200yr. Le rapport de densité η est de l'ordre de 3.

blèmes de ce processus de génération des noeuds est qu'il est difficilement généralisable à d'autres sources de jets astrophysiques comme celles présentées dans l'introduction. Par exemple, il n'y a pas encore d'explication pour la pulsation d'un trou noir. Cette hypothèse de travail reste toutefois très prometteuse pour les jets d'étoiles jeunes, même s'il existe d'autre processus pouvant induire une structure perlée du jet comme des instabilités de type K-H.

⋆Instabilités de Kelvin-Helmholtz (K-H)

Le contact du contour extérieur du jet avec l'ISM représente une situation propice à la croissance de l'instabilité de K-H [61, 62, 63]. Le principe sous-jacent, est la génération par l'K-H de chocs internes obliques se propageant le long du jet avec des vitesses inférieures à V_J. En effet, l'une des observations pouvant appuyer cette hypothèse est l'existence d'une corrélation entre le rapport d'intensité des raies d'émission des noeuds avec le nombre de Mach du jet [9] [64]. La présence de pertes radiatives a, de plus, des répercussions très importantes sur l'évolution de l'instabilité de K-H. Une instabilité thermique peut croître et entraîner des chocs internes au jet [65]. De plus, certaines simulations ont montré la formation relativement efficace d'un ensemble de noeuds le long du jet, par instabilité de K-H, lorsque celui-ci se propage dans un environnement où la densité du milieu varie [66].

Récapitulatif : L'astrophysique de laboratoire sur l'étude de la propagation des jets d'étoiles jeunes peut, entre autres, s'appliquer pour discriminer les effets des différents processus concernant :
- La collimation du plasma par pression du milieu ambiant et par pertes radiatives,
- La fragmentation du choc d'étrave par collision de chocs et croissance d'instabilités plasma,
- La formation des noeuds par pulsation de l'étoile et instabilité de Kelvin-Helmholtz.

[9] La définition du nombre du Mach du jet concerne, dans ce cas précis, la vitesse du jet par rapport à celle du milieu ambiant, soulignant le mouvement du glissement du milieu ambiant le long du jet.

1.3 Les expériences de jets de plasma

Les installations principales utilisées à ce jour pour générer en laboratoire des conditions plasma propices à l'étude des jets astrophysiques sont les suivantes : les canons à plasma, les machines pulsées et les lasers de puissance. Le but de ce paragraphe est de montrer des exemples d'expériences réalisées sur ces trois types d'installations et d'en dégager leurs principaux atouts. Certaines d'entre elles semblent être plus propices que d'autres selon la partie du jet et/ou le mécanisme à étudier [67].

1.3.1 Les canons à plasma

L'installation utilisée (figure 1.11) est composée d'une enceinte sous vide dans laquelle sont placés deux électrodes coaxiales et un aimant capable de générer un champ magnétique axisymétrique [68]. Autour des électrodes, un gaz est injecté dans les lignes de champ magnétique par décharge. La figure 1.12 est une coupe du canon à plasma où apparaissent donc seulement deux injecteurs de gaz au lieu de huit, répartis sur un cercle autour de l'axe de symétrie du système. Le plasma est diagnostiqué par une imagerie de son émission propre dans le domaine visible (figure 1.12). Une analogie est ici possible avec le cas de la génération d'un jet astrophysique par

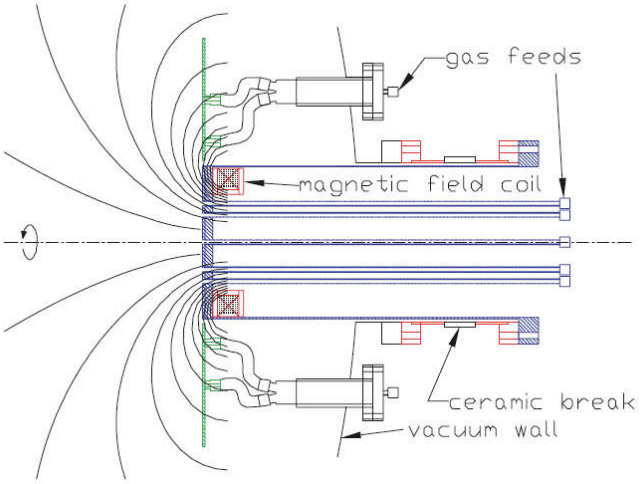


Figure 1.11 Coupe transverse d'un canon à gaz coaxial [68] avec la position des buses de gaz ("gas feeds"), les bobines de génération de champ magnétique ("magnetic field coil") et les lignes de champ résultantes.

le processus de "Magnetic tower", vu précédemment dans le paragraphe 1.1.2. L'expérience révèle la formation d'un jet de plasma collimaté, (figure 1.12) qui développe une instabilité MHD pouvant amener le jet à se briser par torsion ("kink instabilities"). Les mesures des paramètres plasma [10] ($\beta \sim 0.02$ - 0.1, T $\sim$ 5-20eV, B $\sim$ 1kG pour une densité de $10^4 cm^{-3}$) démontrent que cette expérience correspond à l'étude de la région de formation des jets d'étoiles jeunes.

[10] Rapport entre la pression thermique et magnétique : $\beta = P_{th}/P_B$

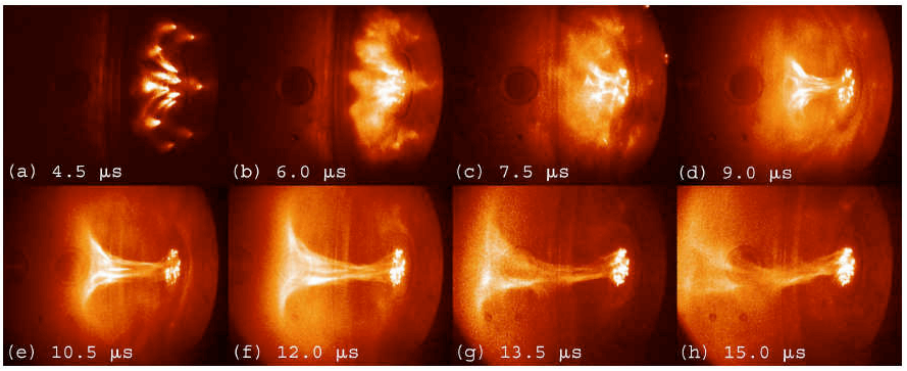


Figure 1.12 Image de la formation du jet prise avec une CCD de résolution temporelle de 20ns. Les images sont prises à 1.5μs d'intervalle [68].

1.3.2 Les machines pulsées

MAGPIE est un générateur pulsé TeraWatt (10^{12} W) utilisé par le groupe de physique des plasmas de l'Imperial College à Londres. Le principe de cette machine pulsée (figure 1.13) est d'appliquer un très fort courant, $\sim$ 20MA, à de fins fils métalliques durant 100 à 200ns. La très grande quantité d'énergie et l'échauffement produit «vaporise» les fils, et les transforme en un plasma. Le champ magnétique que crée le courant comprime violemment les différents fils individuels en un tube de plasma au centre du réseau.

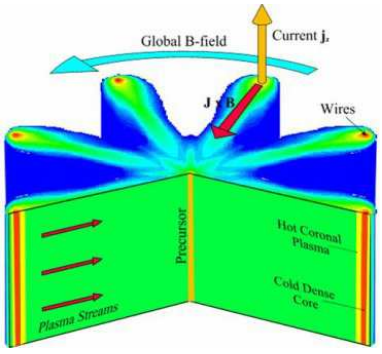


Figure 1.13 Principe d'une Machine à Z.

Le choix de la géométrie des fils et donc de la direction de la force JxB, permet la réalisation de différentes expériences comme celles de jets astrophysiques [69]. Ces machines produisent intrinséquement un champ magnétique, plus ou moins intense selon la géométrie choisie, donnant lieu à l'étude de la génération du jet de plasma et de sa propagation proche de l'étoile. La convergence du flot de plasma, accéléré par pression électromagnétique sur l'axe d'un cône de fils de tungsten (figure 1.14 (a)), a généré un jet de plasma hypersonique. Cette expérience de Lebedev et al. [69] a eu pour but d'explorer la dynamique du jet radiatif, sa collimation et son interaction avec un milieu ("target" dans la figure 1.14 (a)). Les diagnostics utilisés ont été : un interféromètre pour mesurer la distribution de la densité électronique et le Schlieren (diagnostic sensible au gradient de l'indice de réfraction) avec un faisceau sonde de longueur d'onde $\lambda = 532$nm et d'une durée d'impulsion de 0.4ns. Quatre caméras dans les X mous ont sondé l'évolution 2D du profil du jet. Enfin, plusieurs caméras X (intégrées en temps), avec des filtres différents, ont été utilisées pour estimer la température caractéristique du jet. Ce type

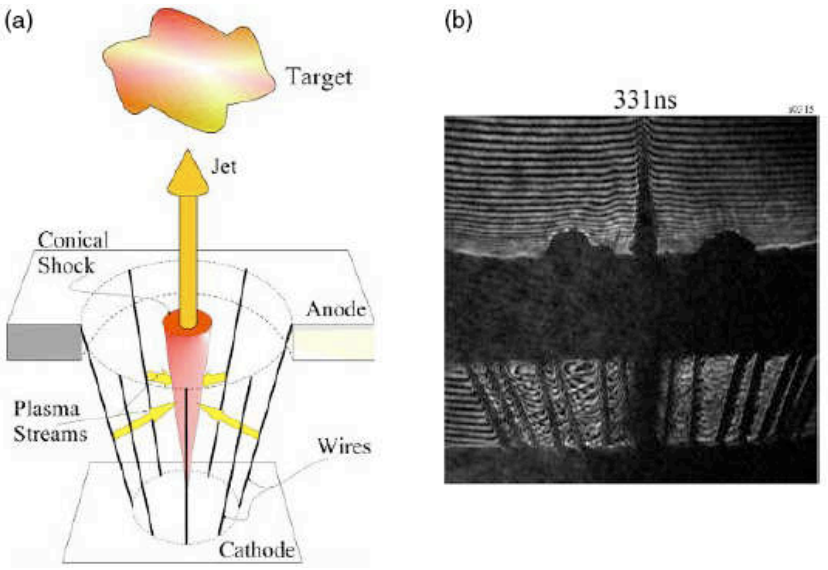


Figure 1.14 (a) Schéma de l'expérience de génération de jet radiatif par un cône de fils de tungsten pour l'étude de la déflexion du jet par interaction avec un milieu (ici sur le schéma "target"). (b) Résultat expérimental de la cible (a) : interférogramme du jet 331ns après la vaporisation des fils.

d'expérience, via la mesure des paramètres plasma, permet d'étudier la zone de propagation des jets astrophysiques proches de l'étoile. Récemment, en ajoutant une torsion sur les fils du cône (figure 1.15), il a été possible d'initier un mouvement de rotation sur le jet et d'en analyser ses effets [70].

Enfin, une dernière géométrie des fils, comme décrit sur la figure 1.16, a rendu possible

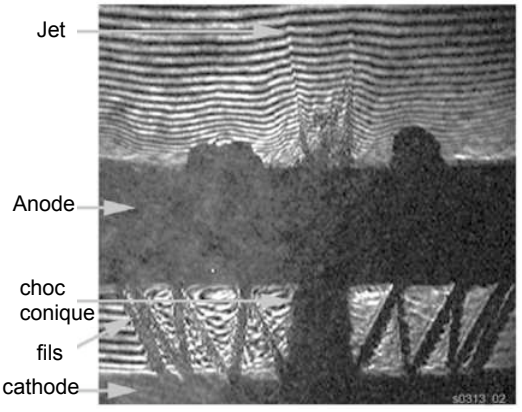


Figure 1.15 Observation par interférométrie visible de l'effet de la torsion des fils (avec un angle de 30°) sur la génération du jet de plasma jet (retard = 337ns)

l'étude du scénario de génération du jet par une tour magnétique "magnetic tower" (section 1.1.2). Ce type d'expérience [71] ainsi que les simulations correspondantes [72, 73] reproduisent avec un très bon accord l'évolution et la topologie des jets astrophysiques. En effet, l'invariance a été vérifiée à l'aide des caractéristiques du plasma et de la connaissance du champ magnétique générateur.

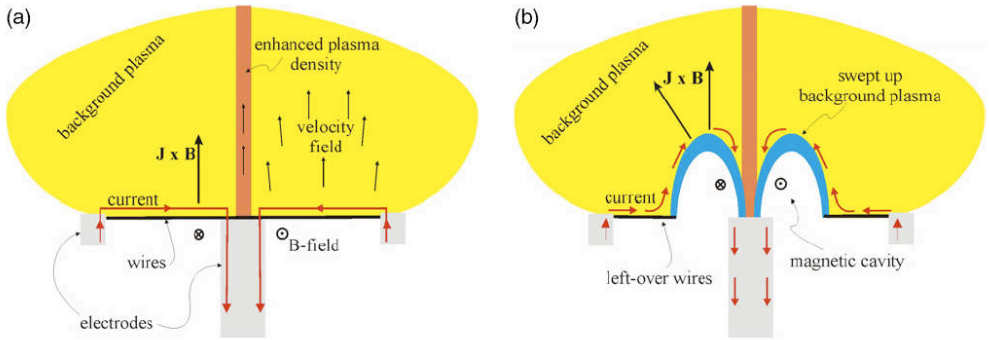


Figure 1.16 Schéma de principe de l'expérience avec une "roue" de fils de tungsten. Les courants se propagent à travers les fils et génèrent le long de l'électrode centrale un champ magnétique toroïdal. (a) La force JxB pousse le plasma vaporisé des fils pour créer une sorte de réservoir plasma (en jaune). A cause de la constante de diffusion, le courant continue de passer le long des fils. Leur ablation totale crée une cavité magnétique qui évolue par la suite (b) comme une "magnetic tower" formant un jet de plasma par pression du champ magnétique toroïdal.

1.3.3 Les lasers de puissance

L'utilisation des lasers de puissance permet facilement de découpler les "ingrédients" (Champ magnétique extérieur, effet radiatif, milieu ambiant) pour en étudier leurs effets sur la propagation des jets de plasma. Les travaux sur les jets astrophysiques par laser sont divisibles en deux branches : l'étude des propriétés radiatives du jet et l'étude de son interaction avec le milieu ambiant.

Les effets des pertes radiatives sur la collimation du jet de plasma ont été abordés à la section 1.2. Sur ce processus, différentes expériences [74, 75, 76] ont utilisé les lasers intenses pour chauffer, ioniser la matière et atteindre des régimes où les pertes radiatives sont importantes (face avant de la cible, du côté de l'interaction laser avec la matière). Lors de l'expérience de Shigemori et *al.* [75], le changement de composition de la cible (plastique, aluminium, fer et or) a clairement montré une augmentation de la collimation (voir figure 1.17). Les pertes radiatives sont plus importantes pour les matériaux de Z élevé ce qui engendre une collimation beaucoup plus efficace. Ces jets ont été diagnostiqués, pour les expériences [74, 75], par radiographie ou émission X ce qui ne permet pas d'acquérir de nombreux paramètres du jet. De plus, comme nous avons vu pour les jets YSO, la présence d'un milieu ambiant est essentiel. Ce type d'expérience devient donc difficile à réaliser car l'interaction du laser intense avec le milieu ambiant avant de générer le jet peut modifier son évolution.

D'autres expériences ont voulu étudier la zone d'interaction du jet avec le milieu ambiant [77, 78]. L'interprétation de ces résultats expérimentaux cible l'analyse de la physique et de l'évolution du choc d'étrave pour tenter d'en expliquer la structure complexe. Sur la figure 1.18, nous présentons un exemple de ce type d'expérience [77]. En focalisant le laser de puissance OMEGA sur une cible solide, composée d'une feuille plane et d'un cylindre creux de titane (figure 1.18 (a)), Foster et *al.* ont formé, par convergence de choc, un jet de plasma dense, supersonique. A la sortie du cylindre, le jet intéragit avec une mousse de plastique de 0.1g.cm^{-3}, de densité proche de celle du jet ($\eta \sim 1$). La radiographie X à 5.2keV (raie Heα du Vanadium), figure 1.18 (b), a révélé la formation d'un cocon, ainsi qu'un jet collimaté. Le diagnostic utilisé a permis d'obtenir par différence de contraste le profil du jet et de la zone d'interaction avec le milieu ambiant à chaque tir.

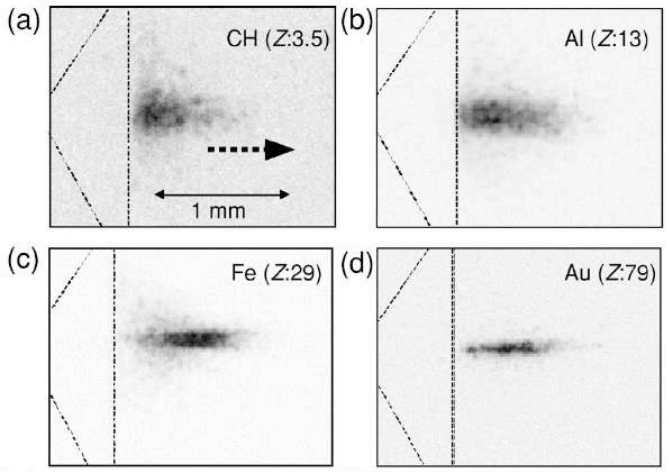


Figure 1.17 Pour l'ensemble des images de l'émission dans les X du jet, le laser vient du côté droit et est focalisé à l'intérieur du cône (traits en pointillés). Le cône permet de diriger le flot de plasma sur l'axe pour former le jet. La composition du cône a varié pour étudier les effets des pertes radiatives sur le rayon du jet. (a) Cône en plastique, (b) cône en aluminium, (c) cône en Fer et (d) cône en or.

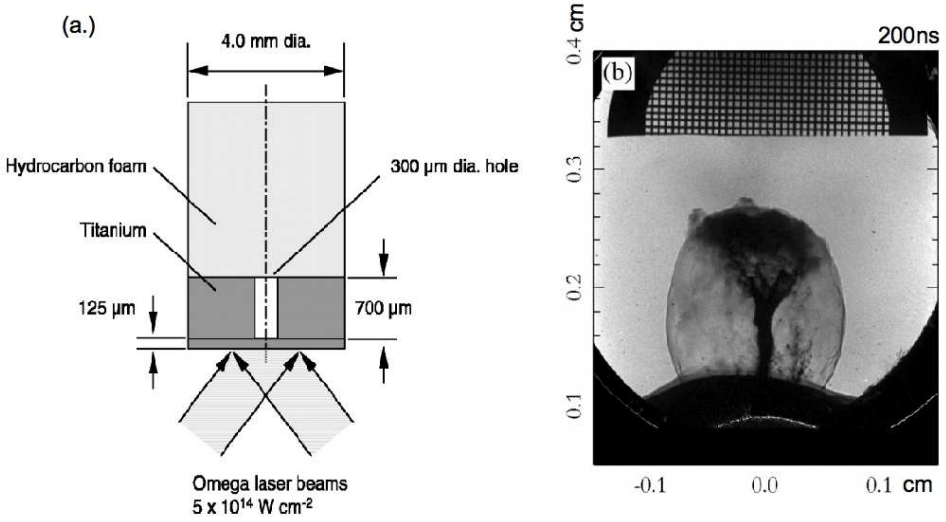


Figure 1.18 (a.) Schéma de la cible. Elle est composée d'un disque de titane de 4 mm de diamètre et 125 μm d'épaisseur en contact avec un cylindre creux de 300μm de diamètre interne et 700μm d'épaisseur. En focalisant le laser Omega (0.6mm de tâche focale), avec une intensité de 5. 10^{14} W.cm^{-2}. (b) L'interaction du jet avec la mousse est diagnostiquée par une radiographie X à 5.2 keV.

Au vu de ces expériences laser, pour lesquelles seule l'imagerie du jet (émission ou radiographie X) a été possible, un des points importants de ce travail de thèse a été de trouver un schéma expérimental (cible et diagnostics) pour mesurer l'ensemble des paramètres du jet de plasma et son évolution sur chaque tir.

Récapitulatif : L'obtention de nombreuses données expérimentales supplémentaires est capitale pour l'astrophysique de laboratoire pour deux raisons principales :

- La similarité avec les jets d'étoiles jeunes nécessite le calcul des nombres sans-dimension pour vérifier qu'elle est effective.
- La validation des modèles numériques et théoriques nécessite la mesure de l'évolution temporelle du jet ainsi que de certains paramètres statiques. Cette connaissance purement expérimentale est indispensable pour contraindre les modèles et codes numériques afin de discriminer les différents processus mis en jeux.

Chapitre 2

Lois d'échelle

En 1977, Connor and Taylor [79] ont montré que les lois qui décrivent l'évolution d'un plasma peuvent être invariantes sous certaines transformations. A partir de ce travail, de nombreuses études ont été réalisées pour dégager les lois d'échelle suivant le type de plasma. Au cours de ce chapitre, nous présentons la démonstration des lois d'échelle pour les plasmas vérifiant les équations de l'hydrodynamique, de la magnétohydrodynamique (MHD) et de l'hydrodynamique radiative. Deux approches pour établir ces lois d'échelle vont être suivies au cours de ce chapitre. L'approche qualifiée "d'intuitive" ou dimensionnelle, proposée par D. Ryutov et *al.* [80, 81] pour l'hydrodynamique et la MHD. Cette démarche a été adoptée au long de cette thèse en tenant compte de l'hydrodynamique du jet et des pertes radiatives. La deuxième méthode [9] présentée en détails dans la thèse de E. Falize [82] [1], suit quant à elle un formalisme plus rigoureux et systématique s'appuyant sur l'algèbre de Lie. Cette démarche permet, d'une part, de retrouver les résultats développés par D. Ryutov et *al.* et, d'autre part, de considérer des systèmes où les effets radiatifs sont inclus de manière moins restrictive.

2.1 Principe des Lois d'échelle

Nous avons vu en introduction les différentes approches expérimentales (comparaison, invariance et ressemblance) possibles pour l'astrophysique de laboratoire. Nous détaillons dans ce chapitre les conditions et les limites pour étudier expérimentalement des systèmes astrophysiques par invariance ou similarité.

La démonstration de l'invariance entre deux systèmes (astrophysique et laboratoire) est abordée en deux temps. Tout d'abord, pour un ensemble d'équations donné, nous allons démontrer l'existence de transformations d'un système à l'autre. Celles-ci démontrent qu'il est possible de traiter le problème physique par invariance mais sous certaines contraintes particulières. En plus de ces contraintes directes, résultant des lois d'échelle, on définit "les critères de validité" qui correspondent aux hypothèses de départ sur les conditions plasma, prises pour considérer l'ensemble des équations du système étudié. Les lois d'échelle sont indissociables d'un système d'équations, pour lequel les processus physiques prépondérants ont été fixés dès leur écriture.

Nous présentons, tout d'abord, les systèmes **idéaux** pour lesquels les lois d'échelle ont été démontrées à partir des équations de l'hydrodynamique, la magnétohydrodynamique (MHD) et l'hydrodynamique radiative. Les deux premiers paragraphes font références aux articles de D.

[1] Thèse réalisée en parallèle à celle-ci développant les aspects théoriques correspondant au travaux expérimentaux présentés ici.

Ryutov et *al.* sur la "similarité d'Euler" [80] (hydrodynamique) et la "similarité d'Euler-Alfvèn" [81] (MHD). Dans le dernier paragraphe nous reprenons la démarche établie par E. Falize et *al.* [9] pour l'hydrodynamique radiative dans le cas de plasmas optiquement minces ou épais.

2.2 Système hydrodynamique

2.2.1 Transformation des équations d'Euler

Le système considéré est un fluide compressible idéal, dont l'évolution suit les équations d'Euler décrites ci-dessous :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \tag{2.1}$$

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} \right) = -\nabla p \tag{2.2}$$

où $\mathbf{v}, \rho, p$ sont respectivement la vitesse, la densité et la pression. Les équations (2.1) et (2.2) sont les équations de conservation de la masse et de l'impulsion. Nous devons ajouter à ce système la conservation de l'énergie. On prend ici comme hypothèse que le fluide est polytropique, c'est-à-dire que l'énergie interne par unité de volume ε est proportionnelle à la pression soit :

$$\varepsilon = C \times p, \tag{2.3}$$

avec C, une constante reliée au coefficient adiabatique γ. Pour satisfaire cette hypothèse, une augmentation de la température ne doit pas lever de nouveau degré de liberté. Cette condition est remplie dans le cas, par exemple, d'un milieu complètement ionisé ou lorsque la pression de radiation domine [2]. De là, l'équation de conservation de l'énergie s'écrit :

$$\frac{\partial p}{\partial t} - \gamma \frac{p}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla p - \gamma \frac{p}{\rho} \mathbf{v} \cdot \nabla \rho = 0, \tag{2.4}$$

où $\gamma = 1 + C^{-1}$ est le coefficient adiabatique qui vaut 5/3 pour un gaz totalement ionisé (équivalent à un gaz parfait monoatomique) et 4/3 dans le cas où la pression de rayonnement domine (gaz de photons). Les trois équations (2.1), (2.2) et (2.4) constituent le système dit "hydrodynamique" pour lequel on démontre l'existence des lois d'échelle entre un système représenté par l'ensemble des variables $(\mathbf{r}, \rho, p, t, \mathbf{v})$ et un système représenté par $(\mathbf{r}_1, \rho_1, p_1, t_1, \mathbf{v_1})$.

Considérons les transformations, $\mathbf{r} = a\mathbf{r}_1, \rho = b\rho_1$ et $p = cp_1$ (où a,b et c sont 3 constantes arbitraires) que l'on applique aux équations précédentes. Pour obtenir des systèmes identiques, les variables doivent vérifier les relations :

$$t = a\sqrt{\frac{b}{c}} t_1; \qquad \mathbf{v} = \sqrt{\frac{c}{b}} \mathbf{v}_1 \tag{2.5}$$

Ces deux expressions sont nommées par D. Ryutov et *al.* : "similarités d'Euler ". Elles assurent l'invariance des deux systèmes étudiés via la transformation précédente. Prenons maintenant les conditions initiales d'un système et écrivons les de la manière suivante :

$$\rho|_{t=0} = \overline{\rho} H(\mathbf{r}/h); \quad p|_{t=0} = \overline{p} G(\mathbf{r}/h); \quad \mathbf{v}|_{t=0} = \overline{v} \mathbf{F}(\mathbf{r}/h); \tag{2.6}$$

[2] Dans le cas contraire (plasma ionisé), l'hypothèse est toujours possible mais ne décrit pas fidèlement l'état de la matière. Il est possible d'utiliser différentes approches mais au cas par cas. On notera néanmoins celle discutée par Mihalas et Mihalas [83] concernant le coefficient polytropique généralisé.

où les fonctions H, G et $\mathbf{F}$ sont des fonctions adimensionnées et $\overline{\rho}, \overline{p}$, $\overline{\mathbf{v}}$ et h des facteurs d'échelle constants. Imaginons un autre système dont les conditions initiales s'écrivent de la même manière que les expressions (2.6) avec des fonctions adimensionnées identiques mais des facteurs d'échelle différents ($\overline{\rho}_1, \overline{p}_1$, $\overline{\mathbf{v}}_\mathbf{1}$ et h_1). Alors les deux systèmes évoluent de manière similaire si ces facteurs d'échelle satisfont la relation (2.5) soit :

$$\overline{v}\sqrt{\frac{\overline{\rho}}{\overline{p}}} = \overline{v}_1\sqrt{\frac{\overline{\rho}_1}{\overline{p}_1}} \equiv \mathbf{Eu} \tag{2.7}$$

Ryutov dénomme cette quantité le *nombre d'Euler* [3], **Eu**, qui définit la similarité de l'évolution des deux systèmes. A cela, s'ajoutent les critères sur les conditions initiales d'être "géométriquement identiques", c'est-à-dire ayant les mêmes fonctions H, G et $\mathbf{F}$ des variables $\mathbf{r}/h$ et $\mathbf{r_1}/h_1$. Le nombre d'Euler s'exprime pour un gaz polytropique en fonction d'un autre nombre sans dimension, *le nombre de Mach* [4], $\mathcal{M}$ et cette relation s'écrit :

$$Eu = \sqrt{\gamma}\mathcal{M}. \tag{2.8}$$

2.2.2 Critères de validité de la description hydrodynamique

Les deux systèmes $(\mathbf{r}, \rho, p, t, \mathbf{v})$ et $(\mathbf{r}_1, \rho_1, p_1, t_1, \mathbf{v_1})$ décrits selon les équations (2.1), (2.2) et (2.4) évoluent de manière similaire s'ils vérifient les relations de similarités d'Euler et s'ils sont au départ géométriquement identiques. Ces lois d'échelle sont démontrées, si dans les systèmes considérés, on écrit les équations d'Euler sous la forme précédente, c'est-à-dire comme un fluide idéal pour lequel on néglige les phénomènes de dissipation. La validité de ce critère implique certaines contraintes à satisfaire, en plus du nombre d'Euler qui doit être conservé, pour pouvoir appliquer les lois d'échelle.

Nous allons maintenant discuter ces hypothèses de départ imposées précédemment et pour lesquelles les équations utilisées sous la forme simplifiée, (2.1), (2.2), (2.4), restent valables. Prenons les équations plus générales de la conservation du moment et de l'énergie dans la limite non-relativiste données par [5] [84] :

$$\rho\left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v}\cdot\nabla\mathbf{v}\right) = -\nabla(p + p_R) + \nabla\cdot\sigma_\nu, \tag{2.9}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho\epsilon + \frac{\rho v^2}{2} + E_r\right) + \nabla\cdot\left[\rho\mathbf{v}\left(\epsilon + \frac{v^2}{2}\right) + p\mathbf{v}\right] = -\nabla\cdot\mathbf{H} + \mathcal{L}. \tag{2.10}$$

avec p_R et E_R la pression et la densité d'énergie de radiation, σ_ν le tenseur de viscosité et $\mathbf{H}$ le flux d'énergie. Le terme $\mathcal{L}$ correspond à une source ou à une perte d'énergie. Pour le cas étudié, nous la considérons comme nulle. L'équation de continuité (2.1) reste inchangée

Le flux d'énergie $\mathcal{H}$ s'exprime en fonction de plusieurs termes :

$$\mathbf{H} = \mathbf{F_R} + (p_R + E_R)\mathbf{v} + \mathbf{Q} - \sigma_\nu.\mathbf{v} \tag{2.11}$$

où $\mathbf{Q}$ est le flux de chaleur et $\mathbf{F_R}$ le flux radiatif. Nous discutons maintenant dans quelle mesure nous pouvons effectivement les négliger et pourquoi. Le but est d'exprimer les nombres sans

[3] On trouve, sous la dénomination du nombre d'Euler, différentes expressions selon les théoriciens. Comme nous suivons ici la démarche de D. Ryutov et *al.* [80] nous gardons ce formalisme

[4] Le nombre de Mach, $\mathcal{M}$, est le rapport entre la vitesse v et la vitesse du son, c_s, du milieu étudié

[5] Nous avons ici négligé volontairement les termes associés à l'interaction de la matière avec un laser intense car nous ne traitons pas ici de l'interaction laser-matière.

dimension qui soulignent l'importance relative des termes apparaissants dans les équations (2.9) et (2.10). Nous passons en revue chacun des termes pour établir les critères sur les paramètres plasma qui permettent d'utiliser les équations simplifiées (2.1), (2.2) et (2.4).

⋆ **La densité d'énergie radiative $\mathbf{E_R}$ et la pression radiative $\mathbf{p_R}$**

Les termes p_R et E_R sont négligeables dans nos conditions car les températures atteintes ne sont pas suffisamment élevées pour que la pression de radiation et la densité d'énergie radiative soient importantes comparées à leurs homologues purement thermiques. En effet, ces paramètres s'écrivent sous la forme :

$$p_R = \frac{E_R}{3} = \frac{4\sigma T^4}{3c} = \frac{1}{3}aT^4, \tag{2.12}$$

où $\sigma(J.S.cm^{-2}.K^{-4})$ est la constante de Stefan-Boltzmann, c la vitesse de la lumière, a la première constante radiative et T la température. En comparant la pression radiative p_R avec son équivalent thermique à la température T , soit $P_{th} = n_i T(Z+1)$ où n_i est la densité ionique du plasma, il faut atteindre une température :

$$[T(eV)]^3 > 2.1 \times 10^{10} \frac{\overline{Z}+1}{\overline{M}} \rho(g/cm^3), \tag{2.13}$$

avec $\overline{M}$ et $\overline{Z}$ la masse moyenne atomique et de charge ionique du plasma, respectivement. Dans les conditions expérimentales, prenons comme matériau le plastique à une densité de l'ordre de 1g/cm^3, il faut alors atteindre une température de l'ordre de 1keV pour que la pression et la densité d'énergie radiative ne soient plus négligeables. A l'heure actuelle, on trouve expérimentalement ces systèmes dominés par E_R et p_R pour de faible densité plasma et des températures très élevées comme nous pouvons le voir sur le schéma 2.1.

⋆ **Le flux de chaleur Q**

Le flux de chaleur, **Q**, est proportionnel au gradient de température du plasma via le coefficient de **conduction thermique, K(T)**, à la température T :

$$\mathbf{Q} = -K(T)\nabla T. \tag{2.14}$$

Pour obtenir une condition sur le flux de chaleur, nous le comparons au flux d'énergie interne de convection soit :

$$Pe = \frac{\text{Flux d'énergie par convection}}{\text{Flux d'énergie par conduction}}, \tag{2.15}$$

où le nombre sans dimension **Pe** est le **nombre de Péclet**. Le flux d'énergie par convection est le produit entre l'énergie interne $\rho C_V T$ avec C_V la capacité volumique (par unité de masse) et v, la vitesse des particules (ou, d'une façon générale, $\rho\varepsilon$, avec ε donné par (2.3)). Le flux d'énergie par conduction est $\mathbf{Q} \propto K(T)T/\mathcal{H}$, $\mathcal{H}$ étant la longueur caractéristique du système. On obtient le nombre de Péclet :

$$Pe = \frac{\rho C_V T v}{K(T)T/\mathcal{H}} = \frac{\rho C_V v \mathcal{H}}{K(T)}. \tag{2.16}$$

Par analyse dimensionnelle, $K(T)/\rho C_V$ est définit comme étant la **diffusivité thermique** : κ. Par conséquent (2.16) devient :

$$Pe = \frac{\mathcal{H}v}{\kappa}, \tag{2.17}$$

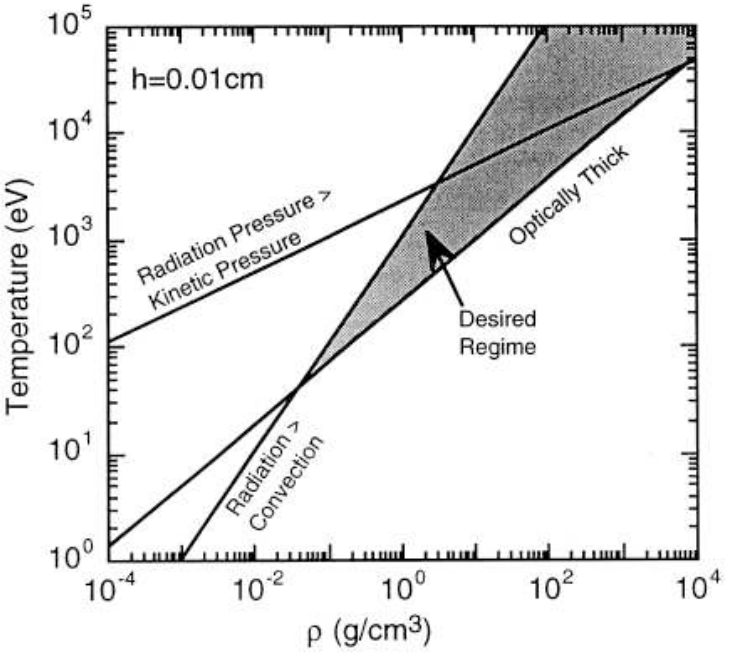


Figure 2.1 Cette figure est basée sur la relation (2.13) pour définir la limite d'un plasma dominé par la pression de radiation et tient compte du libre parcours moyen (voir section 2.2.2) pour repérer en fonction de la dimension moyenne du plasma (0.01cm) son caractère optiquement mince ou épais. La figure extraite de l'article de Ryutov et al. [80] souligne le régime ("desired regime") où le plasma est optiquement mince et pour lequel les effets radiatifs dominent la convection (voir Pe_γ, paragraphe 2.2.2), sans pour autant que E_R et p_R soient dominants.

La diffusivité thermique s'exprime en fonction des paramètres plasma grâce à l'expression de Spitzer [6][85] :

$$\kappa = \frac{3.3 \times 10^{-3} T(eV)^{5/2} \overline{M}}{\overline{Z}(\overline{Z}+1)\rho(g.cm^{-3}) \ln \Lambda}, \tag{2.18}$$

Le logarithme Coulombien, $\ln \Lambda$, vérifie $\ln \Lambda = Max[1, 24 - ln(\sqrt{(}n_e)/T_e(eV)]$ où n_e correspond à la densité électronique [84]. Dans nos conditions expérimentales, on s'approche de la limite inférieure soit $\ln \Lambda \approx 1$. Cette formule est basée sur un plasma dominé par les collisions Coulombienne également détaillé dans le livre de Braginskii [86].
Par conséquent, si **Pe** $\gg$ **1** alors **le flux de chaleur est négligeable**.

⋆ **Le tenseur de contrainte** σ_ν

D'une manière générale, la viscosité définit la capacité d'un fluide à s'écouler. La viscosité provient des collisions qui engendrent des forces opposées au gradient de vitesse du fluide. Les effets de la viscosité à travers le tenseur de contrainte, σ_ν, se retrouvent aussi bien dans l'équation du mouvement (2.9) que dans **H** (2.11) qui apparaît dans l'équation de conservation de l'énergie (2.10).

Pour estimer l'importance relative de la viscosité dans le système, on le compare à l'inertie

[6]Comme nous verrons dans le chapitre 6, les conditions plasma que nous rencontrons sont : une faible densité (pour l'ensemble du jet) et une faible température. Le facteur de couplage plasma $\Gamma \lesssim 0.5$. L'utilisation des expressions de Spitzer sont donc relativement correctes. Pour les parties du jet plus denses au coeur, les expressions de Spitzer semblent beaucoup moins adaptées. Néanmoins nous désirons des estimations sur les paramètres plasma à comparer au cas astrophysique. Un changement sur κ d'un facteur 10 ne modifie pas trop le coefficient de Péclet qui demeure très supérieur à 1.

du système en effectuant le rapport :

$$Re = \frac{\text{Force inertielle}}{\text{Force de viscosité}},$$

où **Re** n'est autre que le **nombre de Reynolds**. Les forces inertielles sont données par $\rho\frac{\partial v}{\partial t}$ et les forces de viscosité par $\nabla\cdot(\sigma_\nu.\mathbf{v})$, où σ_ν est le tenseur proportionnel à la viscosité dynamique. En dimensionnant l'expression on obtient :

$$Re = \frac{\rho\mathcal{H}v}{\sigma_\nu} = \frac{\mathcal{H}v}{\nu}, \tag{2.19}$$

où ν est la **viscosité cinématique** ($\nu = \sigma_\nu/\rho$, avec σ_ν la viscosité dynamique).

La viscosité cinématique, ν, est dominée par les ions (pour $\overline{Z} \leq 6$) et est donnée par [85] :

$$\nu(cm^2.s^{-1}) = 3.2\times10^{-5}\frac{T(eV)^{5/2}\overline{M}^{1/2}}{\overline{Z}^4\rho(g.cm^{-3})\ln\Lambda}. \tag{2.20}$$

lorsque la température du plasma est suffisamment importante, la viscosité des photons s'ajoute à la viscosité des ions donnée ci-dessus (2.20). La viscosité des photons a pour expression [87] :

$$\nu_{rad}(cm^2.s^{-1}) = 3\times10^{-9}\frac{[T(eV)]^4\overline{M}}{\overline{Z}[\rho(g.cm^{-3})]^2}. \tag{2.21}$$

A l'aide de ces expressions, si **Re $\gg$ 1** alors **les processus de dissipation d'énergie par viscosité sont négligeables**.

⋆ **Le flux radiatif $\mathbf{F_R}$**

Les conditions sur le flux radiatif dépendent de la nature optique du plasma, c'est-à-dire s'il est : "optiquement épais ou mince". Typiquement, à une énergie donnée, le milieu est optiquement épais (resp. mince) si les photons ne peuvent pas (resp. peuvent) s'échapper du milieu sans y être absorbés. Pour quantifier cette caractéristique du plasma, on évalue le libre parcours moyen des photons dans le milieu, l, puis on le compare aux dimensions caractéristiques du système, noté ici $\mathcal{H}$. Pour $l << \mathcal{H}$, (resp. $l >> \mathcal{H}$) le plasma est optiquement épais (resp. mince).

L'expression du flux radiatif est :

$$\mathbf{F_R} = -\frac{lc}{3}\nabla\cdot\mathbf{aT^4} = -K_{rad}(T)\nabla\cdot\mathbf{T}, \tag{2.22}$$

avec $\mathbf{K_{rad}(T)}$ la **conduction thermique radiative** qui a pour expression dans l'approximation de diffusion :

$$K_{rad}(T) = -\frac{16}{3}\sigma T^3 l(\rho,T) \tag{2.23}$$

où $\sigma = ac/4$. La dépendance en $l(\rho,T)$, le libre parcours moyen des photons (qui peut dépendre de ρ et de T), apparaît dans la conduction thermique radiative. On remarque par la même occasion que les équations (2.14) et (2.22) ont des structures complètement identiques. Pour quantifier l'importance du flux radiatif par rapport au flux d'énergie, on effectue le rapport :

$$Pe_\gamma = \frac{\text{Flux d'énergie par convection}}{\text{Flux d'énergie radiatif}}.$$

De la même manière que pour le flux thermique (avec le nombre de Péclet, P_e, donné par (2.15)), on obtient ce qu'on appelle le nombre de **Péclet radiatif**, $\mathbf{Pe_\gamma}$:

$$Pe_\gamma = \frac{\rho C_V T v}{K_{rad}(T)T/\mathcal{H}} = \frac{\rho C_V v\mathcal{H}}{K_{rad}(T)},$$

on peut poser en analogie à (2.16) $\kappa_{\mathbf{rad}} = K_{rad}(T)/\rho C_V$, la **diffusivité thermique radiative**. Par conséquent, **le flux radiatif est négligeable si $\mathbf{Pe}_\gamma \gg 1$**. Nous allons maintenant affiner la discussion sur l'influence du rayonnement selon les caractéristiques du plasma.

⋆ Plasma optiquement épais

De manière générale, l'estimation de la diffusivité thermique radiative κ_{rad} est complexe pour des plasmas denses et de quelque eV. Néanmoins, à l'aide de l'hypothèse d'émission du corps noir, on peut obtenir une condition suffisante sur le flux radiatif. Pour cela, on définit le **temps radiatif** pour l'émission du corps noir, τ_{BB}, par :

$$\tau_{BB}(s) = \frac{\text{Energie thermique par unité de longueur}}{\text{Pertes radiatives par unité de longueur}}, \tag{2.24}$$

soit

$$\tau_{BB}(s) = 1.2 \times 10^{-24} \frac{(\overline{Z}+1)n_i(cm^{-3})\mathcal{H}(cm)}{[T(eV)]^3}, \tag{2.25}$$

Pour que les pertes radiatives liées au flux radiatif (pour le corps noir $F_{rad} = \sigma T^4$) puissent être négligées, il faut que le temps radiatif soit plus grand que le temps caractéristique d'évolution hydrodynamique du système, τ_{hydro} par :

$$\frac{\tau_{BB}}{\tau_{hydro}} \gg 1 \qquad \text{avec} \qquad \tau_{hydro} = \mathcal{H}/v, \tag{2.26}$$

dans ce cas, le flux radiatif est négligeable dans la description du plasma étudié.

⋆ Plasma optiquement mince

Lorsque $l > \mathcal{H}$, le plasma est dit "optiquement mince" et les photons quittent le milieu en interagissant très peu avec celui-ci. Dans ce cas, le refroidissement du plasma se fait, par exemple, soit par bremsstrahlung soit par émission de raie. Si l'on connait la fonction de refroidissement, appelée Λ, le temps radiatif pour un plasma optiquement mince s'exprime comme le rapport de la densité d'énergie thermique par l'énergie radiative par unité de volume :

$$\tau_{thin}(s) = 2.4 \times 10^{-12} \frac{(\overline{Z}+1)T(eV)}{\overline{Z}n_i(cm^{-3})\Lambda} \tag{2.27}$$

avec Λ_N en $ergs.cm^3.s.m^{-1}$. De la même manière que pour le cas optiquement épais [voir (2.26)], lorsque $\tau_{thin}/\tau_{hydro} \geq 1$, le rayonnement n'influence pas l'évolution de système.
On utilise également, le facteur de refroidissement, nommé χ, défini par :

$$\chi = \tau_{BB}/\tau_{hydro}, \tag{2.28}$$

$$\text{ou} \tag{2.29}$$

$$\tau_{thin}/\tau_{hydro}, \tag{2.30}$$

selon le type de plasma étudié.

⋆ **Validation de la description fluide**

Enfin pour valider la description fluide faite jusqu'à présent, il faut considérer **le paramètre de localisation**, ζ. Cela revient à comparer le libre parcours moyen, λ_{mfp}, des espèces qui composent le plasma à la longueur hydrodynamique du système. Le paramètre de localisation est donné par :

$$\zeta = \lambda_{mfp}/\mathcal{H}. \tag{2.31}$$

Le libre parcours moyen des ions, λ_{mfp}, est donné par [86] :

$$\lambda_{mfp} = \frac{3 \times 10^{13} T(eV)^2}{\ln \Lambda n_i (cm^{-3})}. \tag{2.32}$$

Le critère ici considéré est $\zeta \ll \mathbf{1}$ qui permet d'assurer la **validité de la description fluide**.

En conclusion, deux systèmes hydrodynamiques sont similaires s'ils vérifient l'ensemble des hypothèses mentionnées ci-dessus afin que les équations de l'hydrodynamique puissent être écrites sous la forme (2.1), (2.2) et (2.4). L'application des lois d'échelle se fait, quant à elle, via le nombre d'Euler [relation (2.8)]. Enfin si les conditions initiales sont géométriquement identiques, alors l'évolution temporelle des systèmes est similaire dans le formalisme présenté dans cette section [80]. A cela s'ajoute une condition sur l'indice polytropique γ qui ne doit pas subir de changement rapide d'un système par rapport à l'autre[7].

Récapitulatif : Lorsqu'un système vérifie :

$Pe \gg 1$: la diffusion de la chaleur est négligeable.

$Re \gg 1$: la viscosité est négligeable.

$\tau_{thin} \gg \tau_{hydro}$ ou $\tau_{BB} \gg \tau_{hydro}$: le flux radiatif est négligeable (ou encore $Pe_\gamma \gg 1$).

$\zeta \ll 1$: la description fluide est correcte.

Il est régi par les équations d'Euler hydrodynamique et les lois d'échelle peuvent s'appliquer. Ainsi, deux systèmes (1et 2) sont dits similaires si : $Eu_1 = Eu_2$ avec Eu $= \overline{v}\sqrt{\frac{\overline{\rho}}{\overline{p}}}$, le nombre d'Euler.

2.3 Système magnétohydrodynamique

2.3.1 Transformation des équations de la magnétohydrodynamique

Le travail présenté dans la section précédente a été étendu pour un système décrit par les équations de la MHD idéale [16]. Pour ce type de système, les équations d'Euler se mettent sous la forme suivante :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla.\rho\mathbf{v} = 0, \tag{2.33}$$

$$\rho\left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v}.\nabla\mathbf{v}\right) = -\nabla p - \frac{1}{4\pi}\mathbf{B} \times (\nabla \times \mathbf{B}), \tag{2.34}$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}), \tag{2.35}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \mathbf{v}.\nabla p = -\gamma p \nabla.\mathbf{v}, \tag{2.36}$$

où $\mathbf{B}$ est le champ magnétique. On reconnaît les équations de conservation de la masse (2.33), de l'impulsion (2.34), et de l'énergie (2.36) qui est identique à l'équation (2.4) en utilisant la conservation de la masse (2.33). A ce système s'ajoute l'équation de Maxwell-Faraday (2.35) pour les phénomènes d'induction. En utilisant le même type de raisonnement que celui décrit

[7] γ est simplifié lors des transformations réalisées précédemment sur les équations (2.1), (2.2) et (2.4) pour la démonstration des lois d'échelle entre les deux systèmes.

précédemment et en y incluant la transformation du champ magnétique sous la forme de $\mathbf{B} = \sqrt{c}\mathbf{B}_1$ on trouve les similarités d'Euler-Alfvèn :

$$Eu = Eu_1, \tag{2.37}$$

$$\frac{\mathbf{B}}{\sqrt{p}} = \frac{\mathbf{B_1}}{\sqrt{p_1}}. \tag{2.38}$$

où (2.37) est l'égalité entre les nombre d'Euler [définis par (2.7)] dans chaque groupe, et l'équation (2.38) traduit l'invariance du champ magnétique dans chaque système. Le paramètre β d'un plasma, généralement utilisé pour sonder l'importance relative des phénomènes thermiques par rapport aux phénomènes électromagnétiques a pour expression :

$$\beta = \frac{p}{p_{magn}} = \frac{n_e k_B T}{B^2/2\mu_0}. \tag{2.39}$$

C'est le rapport entre la pression thermique et la pression magnétique où n_e est la densité électronique et μ_0 la perméabilité magnétique dans le vide. On remarque que l'invariance (2.37) et (2.38) que doivent suivre les systèmes pour être similaires mène à une condition qui s'applique sur β car $B/\sqrt{p} \propto 1/\sqrt{\beta}$. Par conséquent, il existe deux contraintes pour cinq paramètres $(\mathbf{B}, v, p, t, \rho)$ pour simuler expérimentalement un système astrophysique évoluant selon la MHD. Trois paramètres peuvent être choisis arbitrairement comme v, p et ρ. Puis, pour que les deux systèmes évoluent de manière similaire, il faut que les ordres de grandeur du champ magnétique et de la vitesse caractéristique satisfassent les relations (2.37) et (2.38).

2.3.2 Critères de validité de la description magnétohydrodynamique

Afin de pouvoir appliquer à un système les équations de la MHD idéale, certaines doivent être vérifiées (paragraphe 2.2.2 pour le cas hydrodynamique). Il faut considérer en plus les pertes par diffusion magnétique et vérifier qu'elles sont effectivement négligeables. De manière identique au nombre de Reynolds pour les pertes par viscosité, on définit le nombre de Reynolds magnétique, Re_M :

$$Re_M = \frac{\nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B})}{D_M \nabla^2 \mathbf{B}},$$

où D_M est la diffusion magnétique. On obtient alors :

$$Re_M = \frac{\mathcal{H} v}{D_M}, \tag{2.40}$$

qui est similaire à (2.19) mais où la viscosité cinématique ν a été remplacé par D_M. Pour pouvoir **négliger la dissipation par résistivité magnétique** le plasma doit vérifier $\mathbf{Re_M \gg 1}$.

Récapitulatif : Deux systèmes vérifiant les nombres sans dimension (2.37) et (2.38) de la MHD idéale sont dits similaires ou invariants, et s'ils vérifient les hypothèses d'un fluide sans dissipation par viscosité, diffusion de chaleur et résistivité magnétique.

2.4 Système de l'hydrodynamique radiative

L'approche de Falize et al. [9] exposée dans cette section, utilise les transformations d'invariance développées par Sophus Lie pour étudier la symétrie des équations aux dérivées partielles (EDP). Nous exposons le principe de cette démarche théorique, son application et les avancées

par rapport à l'analyse développée par Ryutov [8].

Pour comprendre la méthode, nous l'appliquons d'abord à une seule équation aux dérivées partielles, celle du transport de la chaleur. Ensuite, nous présentons le cas général appliqué à l'hydrodynamique radiative en considérant un plasma étant soit optiquement mince, soit optiquement épais.

2.4.1 Invariants par la théorie des groupes de Lie

Afin de comprendre le principe de la démarche générale, fondée sur la théorie des groupes de Lie, nous prenons tout d'abord un exemple simple, l'équation non linéaire du transport de la chaleur. Cette équation s'écrit sous la forme :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\left[K(T)\frac{\partial T}{\partial x}\right], \tag{2.41}$$

où T est la température et $K(T)$ est la conductivité thermique. Pour un plasma ionisé et chaud, on trouve :

$$K(T) = \kappa_0 T^n \tag{2.42}$$

avec n=5/2 si le plasma est idéal (modèle de Spitzer [85]). Les solutions, T, à l'équation (2.41) sont alors les fonctions de l'espace, x et du temps, t. Si on effectue un changement de variable dans le cadre des groupes d'homothétie (GH) [88, 89] :

$$x \rightarrow \overline{x} = a^{\delta_x} x, \qquad t \rightarrow \overline{t} = a^{\delta_t} t, \qquad \text{et} \qquad T \rightarrow \overline{T} = a^{\delta_T} T, \tag{2.43}$$

où a est une constante et s'appelle le paramètre de groupe [9] et δ_i des exposants arbitraires qui sont contraints par les considérations d'invariance présentées ci-dessous [relation (2.45)].

Contrairement à la méthode dimensionnelle présentée dans la section 2.2.1, qui permet d'aboutir aux relations (2.5), la transformation entre les différents systèmes suit une forme dictée par le GH. Cette forme inclut et est beaucoup plus générale que l'analyse dimensionnelle (AD). En effet, l'AD conduit en général à plusieurs quantités sans dimension mais elle ne définit pas lesquelles sont pertinentes. Comme nous l'avons dit, le GH contient l'AD mais, en même temps, va plus loin en exhibant directement et de manière systématique et rigoureuse, les nombres sans dimension grâce à la détermination des invariants (voir plus loin). Ces propriétés proviennent simultanément de la structure mathématique des équations choisies pour la modélisation et des lois de transformations [par exemple, les équations (2.43)] imposées par le groupe [88, 89]. Signalons, enfin, que le GH conduit à des solutions analytiques des équations du modèle étudié (elle va donc beaucoup plus loin que l'AD), mais cela sort du cadre de cette thèse. Je dirige le lecteur cers la thèse de E. Falize [82] pour plus de détail sur cette application particulière de l'algèbre de Lie.

A partir des relations (2.43), l'équation (2.41) s'écrit :

$$\frac{\partial \overline{T}}{\partial \overline{t}} = A\frac{\partial}{\partial \overline{x}}\left[\kappa_0 \overline{T}^n \frac{\partial \overline{T}}{\partial \overline{x}}\right], \tag{2.44}$$

où nous avons utilisé (2.42) et où $A = a^{\delta_t + n\delta_T - 2\delta_x}$. Les deux équations (2.41) et (2.44), dans les systèmes représentés par les variables (x, t, T) et $(\overline{x}, \overline{t}, \overline{T})$, sont strictement identique si $A = 1$.

[8] Pour plus de détails, je dirige le lecteur vers la thèse de E. Falize [82].

[9] le paramètre de groupe, a, est introduit par le formalisme des transformations homothétiques [88, 89] et ne nécessite pas d'être explicité comme nous le verrons par la suite.

Dans ces conditions, cette équation est dite **invariante** par les transformations homothétiques. La condition $A = 1$ conduit à l'égalité $\delta_t + n\delta_T - 2\delta_x = 0$. Les exposants δ_i sont donc reliés ensemble par l'expression :

$$\delta_T = \frac{2\delta_x - \delta_t}{n}. \tag{2.45}$$

où δ_x et δ_t restent arbitraires à ce niveau. Nous avons 3 paramètres inconnus, $\delta_t, \delta_x, \delta_T$ reliés par la relation (2.45). Nous avons donc deux paramètres libres (par exemple δ_t et δ_x), le troisième est alors déduit de l'équation (2.45) [10].

Pour l'équation de la chaleur, nous venons de démontrer que l'invariance par transformation du groupe d'homothétie est possible. Par conséquent les lois d'échelle existent pour cette équation sous la contrainte de l'identité du facteur A. De la même manière que la démarche dimensionnelle, l'évolution des solutions dans chaque système d'équation sont identiques selon ses variables propres représentées par (x, t, T) ou par $(\overline{x}, \overline{t}, \overline{T})$ si l'invariance est vérifiée.

Il est important de discuter plus précisément de quelle manière l'égalité $A = 1$ apporte une richesse supplémentaire par rapport à la démarche de Ryutov et al., en plus de la discussion réalisée à la suite de l'équation (2.43). En effet, on peut démontrer la relation suivante :

$$\frac{t}{x^2}T^n = \frac{\overline{t}}{\overline{x}^2}\overline{T}^n \equiv \mathcal{I} \tag{2.46}$$

La quantité $\mathcal{I}$ est un **invariant** du groupe d'homothétie, fixant une relation entre les quantités physiques des systèmes. Pour obtenir cette relation, on utilise l'équation (2.45) qui définit la relation :

$$a^{\delta_T} = a^{\frac{2\delta_x - \delta_t}{n}} = (a^{\delta_x})^{2/n}(a^{-\delta_t})^{1/n}, \tag{2.47}$$

ou encore

$$(a^{\delta_T})^n = (a^{\delta_x})^2 \times (a^{\delta_t})^{-1}. \tag{2.48}$$

Or, en utilisant (2.43), on a $a^{\delta_x} = \overline{x}/x$, $a^{\delta_t} = \overline{t}/t$, $a^{\delta_T} = \overline{T}/T$ et en introduisant ces expressions dans (2.48), on aboutit à :

$$\left(\frac{\overline{T}}{T}\right)^n = \left(\frac{\overline{x}}{x}\right)^2 \times \left(\frac{t}{\overline{t}}\right). \tag{2.49}$$

En conséquence, nous avons l'égalité :

$$\frac{\overline{T}^n\overline{t}}{\overline{x}^2} = \frac{T^n t}{x^2} \tag{2.50}$$

et la quantité (température)^n $\times$ temps/(espace)^2, prend la même valeur dans chacun des systèmes. C'est donc un invariant du GH et c'est ce qu'exprime l'équation (2.46). Le paramètre a n'a été qu'un "intermédiaire" et à aucun moment nous n'avons besoin de sa valeur mais nous pouvons aussi l'expliciter sous la forme de :

$$a = \left(\frac{\overline{t}}{t}\right)^{1/\delta_t} \qquad \text{et} \qquad a = \left(\frac{\overline{x}}{x}\right)^{1/\delta_x}. \tag{2.51}$$

ainsi en identifiant les deux expressions du paramètre a, on trouve $(\overline{t}/t)^{1/\delta_t} = (\overline{x}/x)^{1/\delta_x}$, qui peut aussi s'écrire :

$$\overline{t} = t\left(\frac{\overline{x}}{x}\right)^{\delta_t/\delta_x}. \tag{2.52}$$

[10] Si nous allions plus loin dans l'analyse de ce cas particulier, nous devrions tenir compte de la conservation de l'énergie totale thermique. Cela mènerait alors à une deuxième relation entre les trois quantités δ_x, δ_t et δ_T

Par conséquent, connaissant les dimensions, x et $\overline{x}$ dans chaque système et le temps t dans l'un des deux, on déduit la valeur nécessaire de $\overline{t}$ pour obtenir l'invariance ou, ce qu'on appelle aussi la loi d'échelle. Cette loi exprime aussi, de manière appropriée, l'invariance des solutions qui assure la correspondance entre la solution $\overline{T}(\overline{x},\overline{t})$ connue en $\overline{x}$ et $\overline{t}$, avec $T(x,t)$ à n'importe quel temps t ou position x satisfaisant l'invariance $\mathcal{I}$ [expression 2.46] et on peut donc déduire la correspondance entre T et $\overline{T}$.

2.4.2 Cas optiquement mince

Appliquons cette démarche à l'étude des plasmas optiquement minces. Dans ce cas les équations générales sont données par :

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}+\vec{\nabla}.[\rho\vec{v}]=0,\quad \rho\frac{d\vec{v}}{dt}=-\vec{\nabla}P_{th},\quad \frac{dP_{th}}{dt}-\gamma\frac{P_{th}}{\rho}\frac{d\rho}{dt}=-(\gamma-1)\mathcal{L}(\rho,T),\quad dM=\rho.dV, \tag{2.53}$$

qui sont identiques aux équations (2.1), (2.2) et (2.4) sauf que l'équation d'énergie contient maintenant la fonction de pertes radiatives $\mathcal{L}(\rho,T)$. Les relations entre les différentes grandeurs astrophysiques et celles du laboratoire (variables barrées) sont :

$$r=a^{\delta_1}\overline{r}, t=a^{\delta_2}\overline{t}, \vec{v}=a^{\delta_3}\overline{\vec{v}}, M=a^{\delta_4}\overline{M}, \rho=a^{\delta_5}\overline{\rho}, P_{th}=a^{\delta_6}\overline{P}_{th}, \mathcal{L}=a^{\delta_7}\overline{L}, T=a^{\delta_8}\overline{T}, \gamma=a^{\delta_9}\overline{\gamma}$$

écrites de manière analogue à (2.43). Avant d'appliquer les transformations d'homothétie aux équations précédentes, nous devons spécifier la fonction des pertes radiatives : $\mathcal{L}(\rho,T)$. Ordinairement une loi de puissance en ρ et en T pour $\mathcal{L}(\rho,T)$ est représentative de processus physiques réalistes (comme l'émission par Bremsstrahlung). D'un autre côté, comme l'équation d'état du milieu donne une relation entre ρ, T et P_{th} (la pression thermique), on peut éliminer T dans son expression et les pertes radiatives s'expriment de la forme de $\mathcal{L}(\rho,P_{th})$ (voir section sur l'AD pour le même système d'équation 2.4.3). Enfin, quelques auteurs [84] ajoutent une dépendance explicite en fonction de la coordonnée radiale r. Dans ces conditions, on écrit :

$$\mathcal{L}=\mathcal{L}_0\rho^m P_{th}^n r^l, \tag{2.54}$$

où $\mathcal{L}_0$ est une constante.

Les pertes radiatives sous cette forme permettent de retrouver l'expression standard pour les processus d'émission continue comme l'émission du corps noir $\kappa_P\sigma T^4$ (κ_P est l'opacité moyenne de Planck) ou l'émission par Bremsstrahlung $\propto \rho^2T^{1/2}$. L'invariance des équations par le groupe des homothéties [88, 89] donne un ensemble de nombres sans dimension que l'on appelle "invariants" du système considéré :

$$\begin{aligned}
I_1 &= vt/r = St \text{ (nombre de Strouhal)}, && (2.55)\\
I_2 &= \gamma \text{ (coefficient polytropique)}, && (2.56)\\
I_3 &= P_{th}t/\rho vr = Eu\times St = St/[\gamma\mathcal{M}^2] \text{ (Eu : nombre d'Euler)}, && (2.57)\\
I_4 &= \mathcal{L}t/P_{th}\propto t/t_{\mathcal{L}}, && (2.58)\\
I_5 &= M/[\rho r^{1+d}] \text{ (conservation de la masse)}, && (2.59)
\end{aligned}$$

où $t_{\mathcal{L}}$ est le temps caractéristique des pertes radiatives $\mathcal{L}$ et d représente la dimension de la géométrie du système : 0 = plane, 1 = cylindrique, 2 = sphérique.

Les invariants I_{1-6} [comme $\mathcal{I}$ dans le paragraphe 2.4.1 équation (2.46)]fixent les contraintes à vérifier pour appliquer les lois d'échelle concernant l'hydrodynamique radiative en milieu opiquement mince (voir la thèse d'E. Falize [82]). En plus des invariants, qui délimitent le cadre

d'application des lois d'échelle, nous pouvons également extraire de cette méthode les relations entre les exposants δ_i. L'ensemble de ces relations est présenté dans le tableau 2.1. En fixant les exposants arbitraires a ainsi que δ_5 et δ_6 (tableau 2.1) d'après les conditions initiales de (P_{th}) et $(\overline{P_{th}})$ ainsi que (ρ) et $(\overline{\rho})$ [voir (2.46) pour les lois de transformation de P_{th} et ρ], on déduit l'ensemble des autres paramètres plasma nécessaires pour obtenir la similarité.

Grandeurs physiques	Paramètre d'échelle
$r/\overline{r}$	$a^{\delta_6-2\delta_5}$
$\rho/\overline{\rho}$	a^{δ_5}
$P_{th}/\overline{P_{th}}$	a^{δ_6}
$t/\overline{t}$	$a^{(\delta_6-3\delta_5)/2}$
$v/\overline{v}$	$a^{(\delta_6-\delta_5)/2}$
$T/\overline{T}$	$a^{\delta_6-\delta_5}$
$\mathcal{L}_0/\overline{\mathcal{L}}_0$	1

Tableau 2.1 Paramètres d'échelle pour un plasma optiquement mince. Le refroidissement considéré ici est l'émission par Bremsstrahlung avec une fonction de la forme $\Lambda \propto \rho^2 T^{1/2}$ [90] .

2.4.3 Démarche dimensionnelle pour un plasma optiquement mince

Afin de bien marquer la différence entre la méthode des invariants (algèbre de Lie) et la démarche dimensionnelle (paragraphe 2.2.1), nous allons ici résumer l'étude des plasmas optiquement minces présentée dans l'article de Ryutov et al. [16]. Nous savons que la méthode du paragraphe 2.4.2 est plus générale et rigoureuse, c'est pourquoi nous souhaitons de façon explicite, sur le même système, montrer les lacunes de l'approche dimensionnelle.

Comme nous avons vu dans l'équation d'énergie du système (2.53), on inclut dans le cas d'un plasma optiquement mince, le terme des pertes radiatives dans l'équation de conservation de l'énergie. En détaillant, l'équation s'écrit :

$$\frac{\partial P_{th}}{\partial t} + \mathbf{v}.\nabla P_{th} - \gamma P_{th}\nabla.\mathbf{v} = -(\gamma-1)\mathcal{L}(P_{th},\rho). \tag{2.60}$$

D'après la discussion relative à l'expression (2.54), nous écrivons :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_0 \rho^m P_{th}^n, \tag{2.61}$$

où nous ne tenons pas compte d'une dépendance spatiale (r). Comme nous avons vu précédemment cette forme est raisonnable compte-tenu des plasmas astrophysiques observés. En utilisant les transformations sur les variables (pression, densité, etc...) de la même manière que pour celles réalisées dans la section 2.2.1 [$\rho = b\rho_1$ et $P_{th} = cP_{th1}$ et les relations (2.5)] et avec l'équation (2.60), on obtient l'expression :

$$\frac{\partial P_{th1}}{\partial t_1} + \mathbf{v_1}.\nabla P_{th1} - \gamma P_{th1}\nabla.\mathbf{v_1} = -(\gamma-1)\mathcal{L}_0 a c^{(n-3/2)} b^{(m+1/2)} \rho_1^m P_{th1}^n \tag{2.62}$$

Par conséquent les deux système sont dits similaires s'ils vérifient la contrainte supplémentaire :

$$\mathcal{L}_0 a c^{(n-3/2)} b^{(m+1/2)} = invariant. \tag{2.63}$$

Le taux des pertes radiatives, $\mathcal{L}_0$, peut différer d'un système à l'autre mais les indices, m et n, doivent d'être égaux.

Nous constatons que les relations entre les variables, telles que la température, la densité ou le temps, ne sont pas établies dans cette analyse rendant hasardeuse la recherche des paramètres expérimentaux adéquats pour atteindre la similarité entre le système du laboratoire et l'astrophysique. De plus, cette approche n'est plus possible dès lors que les pertes radiatives dépendent de l'espace (de la variable r) contrairement à la méthode de démonstration fondée sur l'algèbre de Lie, présentée dans le paragraphe 2.4.2.

2.4.4 Cas optiquement épais

Dans le cas présenté dans ce paragraphe, on considère un plasma optiquement épais sans aucune hypothèse particulière sur les termes radiatifs : la densité d'énergie, E_R, la pression, P_R et le flux radiatif, $\vec{F_R}$. Leurs expressions en fonction des variables du problème sont considérées de la forme : $E_R = a_R T^4$ (Loi de Stefan pour un plasma à l'équilibre thermodynamique local), $P_R = E_R/3$ et $\vec{F_R} = -\kappa_R \vec{\nabla} T$ où κ_R est la conductivité radiative supposée obéir à la forme particulière : $\kappa_R = \kappa_0 \rho^m T^n$.

Contrairement au cas optiquement mince, il faut appliquer les transformations homothétiques à l'ensemble de ces termes radiatifs :

$$\vec{F_R} = a^{\delta_{10}} \overline{\vec{F}}_R; \kappa_R = a^{\delta_{11}} \overline{\kappa_R}; \kappa_0 = a^{\delta_{12}} \overline{\kappa}_0; E_R = a^{\delta_{13}} \overline{E}_R; P_R = a^{\delta_{14}} \overline{P}_R.$$

En appliquant le raisonnement présenté dans le paragraphe 2.4.1, on montre que les lois d'échelle sont possibles [90, 82] avec comme nouveaux invariants, en plus de ceux du cas optiquement mince :

$$I_7 = P_R t/(\rho v r) = Eu_R \times St \quad ; Eu_R \text{ est le nombre d'Euler radiatif,} \tag{2.64}$$
$$I_8 = E_R/P_{th} \propto 1/\mathcal{R} \quad ; \mathcal{R} \text{ est le nombre de Mihalas,} \tag{2.65}$$
$$I_9 = t F_R/(P_{th} r) = 1/Bo \quad ; Bo \text{ est le nombre de Boltzmann.} \tag{2.66}$$

Le tableau des paramètres d'échelle pour le cas optiquement épais existe également. Si besoin est le lecteur peut se référer à l'article [9].

Récapitulatif : Le formalisme mathématique de l'algèbre de Lie, utilisé pour démontrer l'existence des lois d'échelle [9] a permis :
- D'obtenir les relations directes entre les paramètres physiques satisfaisant l'invariance,
- De démontrer l'existence des lois d'échelle pour les plasmas optiquement minces avec une fonction étendue des pertes radiatives et optiquement épais en tenant compte de l'ensemble des termes radiatifs.

2.5 Application aux jets d'étoiles jeunes

2.5.1 Lois d'échelle pour les jets par analyse dimensionnelle

L'objectif principal de cette thèse est de réaliser des jets en laboratoire représentatifs de ceux que l'on rencontre en astrophysique. Cela revient à étudier des jets d'une longueur $\sim 3.10^{16}$ cm évoluant sur des temps de $\sim 3.10^9$ s (description des jets YSO dans le chapitre 1, section 1.1.1) à l'aide d'une cible de ~ 1 mm d'extension spatiale, irradiée par un laser de puissance

sur des temps de quelques ns.

Pour prétendre réaliser une étude par invariance des jets YSO il faut, en premier lieu, vérifier l'existence des lois d'échelle pour le système d'équation les régissant. Par conséquent, nous devons connaître les nombres sans dimension associés aux jets d'étoiles jeunes pour définir, d'une part, les ingrédients physiques à inclure dans les équations de modèle et, d'autre part, pour déterminer les caractéristiques de la cible et du plasma généré par laser. Ces valeurs sont résumées dans le tableau 2.2 et concernent les caractéristiques des jets astrophysiques loin de l'étoile [11].

Nombre sans dimension	jet YSO
Re	10^7
Pe	10^6
ζ	10^{-7}
χ	0.1 - 10

Tableau 2.2 Valeurs typiques des nombres sans-dimension pour des jets d'étoiles jeunes [24] d'après les paramètres mesurés et présentés dans le tableau 1.1. Le facteur de refroidissement χ a été présenté et discuté dans le chapitre 1, section 1.2 [concernant l'équation (1.5)].

L'hypothèse d'un fluide, sans dissipation par viscosité ou par diffusion, est bien adaptée pour la description des jets YSO car le facteur de refroidissement χ est faible [voir les équations (2.30) et (2.29)] ce qui souligne l'importance des effets radiatifs dans l'évolution hydrodynamique du jet. Dans notre description des modèles astrophysiques [chapitre 1, section 1.2 et équation (1.5)], on avait déjà montré la part prédominante des pertes radiatives (refroidissement par recombinaison du gaz [52]) du jet dans sa collimation et dans son interaction avec le milieu. Le formalisme approprié pour l'étude de ces objets est **l'hydrodynamique radiative pour un plasma optiquement mince**. Les lois d'échelle existent et ont été démontrées ci-dessus dans les paragraphes 2.4.2 et 2.4.3.

Pour obtenir l'invariance entre le laboratoire et la situation astrophysique, il faut obtenir des valeurs similaires pour les nombres de Mach [relation (2.8)] dans les deux systèmes. Pour les jets YSO [19] :

$$\mathcal{M} = \frac{v}{c_s} = 10 - 25, \tag{2.67}$$

où la vitesse du son interne est donnée par

$$c_s = \sqrt{\frac{\gamma P_{th}}{\rho}}.$$

De plus, les jets d'étoiles jeunes ne se propagent pas dans le vide mais dans le milieu interstellaire. On considère donc, comme "condition aux limites" du système, η, le rapport entre la densité du jet et la densité du milieu ambiant. On estime la valeur de ce rapport à :

$$\eta = \frac{\rho_{jet}}{\rho_{ISM}} = 1 - 10. \tag{2.68}$$

[11] comme nous l'avons décrit dans le chapitre 1, on considère ici uniquement la propagation du jet sans champ magnétique.

Récapitulatif : L'évolution des jets d'étoiles jeunes est régie par le système de l'hydrodynamique radiative avec $\chi \sim 0.1$ -10. La similarité des jets astrophysiques est possible si les nombres sans dimension sont identiques dans les deux systèmes avec :

Nombre de Mach : $\mathcal{M} \sim 10 - 25$

Rapport de densité du jet avec le milieu ambiant : $\eta \sim 1$ -10.

2.6 Lois d'échelle par la méthode du groupe d'homothétie

La démonstration des invariants dans leur forme explicite, relations (2.56) à (2.59), permet de définir l'ordre de grandeur des paramètres plasma en laboratoire pour satisfaire la similarité avec le cas expérimental et l'astrophysique. Prenons le nombre de Strouhal [$\mathcal{I}_1$, équation (2.56)] et évaluons le temps caractéristique expérimental, qu'il faut vérifier en laboratoire, grâce aux conditions initiales dans chaque système (tableau 2.3).

Astrophysique	Laboratoire
$\mathrm{v}_{jet} = 300$ km/s	$v_{lab} = 100$ km/s
$\mathrm{r}_{jet} = 3.10^{18}$ mm	$r_{lab} = 1$mm
$\mathrm{t}_{hydro} = 1\ 000$ ans $\sim 3.10^{10}$ s	$t_{lab} = 30$ ns

Tableau 2.3 Ordre de grandeur des variables à considérer en astrophysique et en laboratoire.

En supposant une vitesse plasma en laboratoire de l'ordre de 100km/s et une dimension d'environ 1mm, on estime le nombre de Strouhal qui vaut 3 pour les jets astrophysiques (expression de $\mathcal{I}_1$ à partir des valeurs de la 1^{re}colonne du tableau 2.3). De là, on obtient donc un ordre de grandeur du temps hydrodynamique en laboratoire de $t_{lab} = 30$ns.

Pour les jets astrophysiques, en considérant le tableau 2.3 et un temps de refroidissement du jet de 100 ans ($= 3.10^9$s voir section 1.2 [24]), on estime $\mathcal{I}_4$ qui est de 10. Pour vérifier ce nombre sans-dimension expérimentalement, connaissant le temps hydrodynamique t_{lab}=30ns (de Str), on obtient le temps de refroidissement en laboratoire nécessaire pour assurer la similarité soit : $\tau_{rad}^{lab} = 3$ns. Il faut noter que $\mathcal{I}_4$ correspond à l'inverse de χ.

Il est intéressant de voir maintenant, dans des conditions expérimentales proches de ce que nous présentons dans la suite de ce manuscrit (chapitre 6), à quoi correspond un temps radiatif de 3 ns. Dans l'approximation du corps noir [voir la relation (2.25)], un temps radiatif expérimental de 3ns équivaut à une température de 100 eV pour un plasma composé de plastique à condition que sa densité soit de l'ordre de 0.5 g/cc et qu'il soit complètement ionisé.

Une fois que le nombre de Strouhal est conservé et en prenant un γ identique dans chaque système, on obtient, d'après l'invariant I_3 [voir l'équation (2.58)], que le nombre de Mach doit être également conservé dans chaque système, de la même manière que pour la démarche d'invariance par analyse dimensionnelle.

Nous voyons ici, sur un cas concret, l'avantage de cette méthode théorique pour les expériences. Nous pouvons, à l'aide des invariants, dimensionner les cibles pour que les paramètres

du plasma assurent la similarité avec le cas astrophysique.

Récapitulatif : Pour atteindre la similarité avec le cas astrophysique des jets YSO, les paramètres plasma des jets expérimentaux doivent posséder des invariants qui vérifient :

Le nombre Strouhal : St = vt/r ~ 3,

Le coefficient adiabatique : $\gamma \sim$ identique,

Le nombre d'Euler : $P_{th}t/\rho vr = Eu\times$ St $\sim 1.8\times10^{-2}$,

Le facteur de refroidissement : $\mathcal{L}t/P_{th} \propto t/t_{\mathcal{L}} \sim 0.1$ (avec $\chi = t_{\mathcal{L}}/t = 10$)

Chapitre 3

Interaction laser-matière

3.1 Lasers de puissance régime ns : génération de choc

3.1.1 Création d'une onde de choc en laboratoire

Nous abordons dans ce chapitre la méthode utilisée dans nos expériences pour générer des chocs forts par l'utilisation d'un laser intense dans le régime ns. L'interaction laser avec la matière se fait en deux temps : un plasma se forme sur la surface de la cible, puis l'onde électromagnétique du laser se propage dans ce plasma. Les premiers électrons, à l'origine de la formation du plasma, sont produits par effet thermoélectronique sur les inclusions et impuretés dans le cas d'impulsions nanosecondes. Ils sont ensuite accélérés par le champ électrique de l'onde laser. Ils ionisent alors par collisions d'autres atomes, générant ainsi de nouveaux électrons qui, une fois accélérés, peuvent à leur tour ioniser d'autres atomes. Par conséquent, il y a une augmentation importante de la densité électronique. Le faisceau laser est absorbé dès l'apparition de cette densité électronique. Le plasma est chauffé, ionisé et se détend rapidement dans le vide. Cette expansion subite induit par effet fusée (conservation de la quantité de mouvement) une onde de choc dans la cible. Nous allons maintenant nous intéresser, plus en détail, à ces mécanismes mis en jeu lors de cette interaction entre le laser et le plasma.

L'étude de la propagation d'une onde électromagnétique dans un plasma montre que l'onde laser (de pulsation ω) ne se propage que pour des fréquences supérieures à la pulsation plasma, ω_p [1]. On définit alors la densité électronique critique n_c, pour l'onde laser considérée, correspondant à l'égalité $\omega = \omega_p$ soit :

$$n_c = \frac{m_e \epsilon_0 \omega^2}{e^2} \tag{3.1}$$

où m_e est la masse de l'électron et e sa charge. Le laser rencontre une densité croissante d'électrons jusqu'à la cible. Il va se propager jusqu'à atteindre n_c où il sera alors totalement réfléchi. Tous les phénomènes d'interaction laser-plasma se produisent donc dans les régions où $n_e < n_c$.

$$n_c \simeq 10^{21} \left(\frac{1.06\mu m}{\lambda(\mu m)} \right)^2 \tag{3.2}$$

avec λ correspondant à la longueur d'onde du laser. Nous avons principalement utilisé une longueur d'onde de 0.527 μm dans nos conditions expérimentales, et donc n_c=4.10^{21} électrons/cm^3. Cette densité va faire apparaître deux zones principales (voir figure 3.1) en fonction de la densité électronique du plasma (n_e) :

[1] La pulsation plasma est définie par : $\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}}$

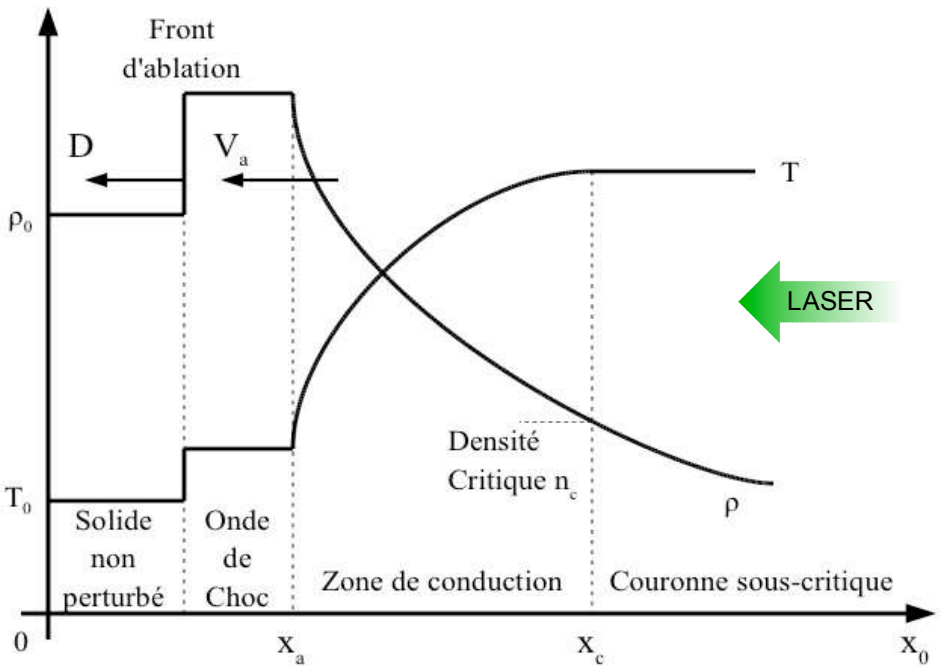


Figure 3.1 Evolution de la température et de la densité lors de l'interaction laser/matière.la position du front d'ablation est noté par x_a, la vitesse du front d'ablation v_a, D la vitesse du choc et x_c, la position de la surface critique.

- $n_e < n_c$: cette zone est appelée couronne ou zone d'interaction. L'énergie laser est déposée grâce à des mécanismes d'absorption et d'interaction qui sont décrits ci-dessous.

- $n_e > n_c$: cette zone dense est la zone de conduction. L'énergie est transportée de la couronne vers le solide, et la matière est ablatée ou chauffée dans la zone d'interaction où la température est la plus importante.

3.1.1.1 Zone d'interaction

Dans la zone d'interaction laser-matière en régime ns, deux mécanismes principaux interviennent : l'absorption collisionnelle et l'absorption résonante.

⋆ **Absorption collisionnelle** :
L'absorption collisionnelle, aussi nommée Bremsstrahlung inverse, est un processus à 3 corps. Un électron, accéléré par le champ laser, entre en collision avec un ion et absorbe un photon, d'où le nom de Bremsstrahlung inverse. En d'autres termes, l'énergie incidente transportée par les électrons en mouvement est soumise à la résistance des ions, via les collisions, et "chauffe" le plasma.
Pour comprendre ce processus, on utilise la relation de dispersion de la propagation d'une onde électromagnétique dans un plasma puis on la développe au premier ordre pour $\nu_{ei} \ll \omega$. On obtient :

$$\left(\frac{kc}{\omega}\right)^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} + i\frac{\nu_{ei}}{\omega}\frac{\omega_p^2}{\omega^2} \tag{3.3}$$

Soit :

$$k \simeq \frac{\omega}{c}\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega}\right)^{\frac{1}{2}}\left[1 + i\left(\frac{\nu_{ei}}{2\omega}\right)\left(\frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)\frac{1}{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}\right]$$

Le coefficient d'absorption, a, est déterminé par la partie imaginaire de k, soit :

$$a = 2Im(k) \simeq \frac{\nu_{ei}}{c}\left(\frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)\left(1-\frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)^{-\frac{1}{2}}$$

En remplaçant ν_{ei}, la fréquence de collision électron-ion, par une expression explicite [91, 92, 93, 94], le coefficient d'absorption, a, est proportionnel à :

$$a \propto \frac{Zn_e^2 ln\Lambda}{\omega^2(kT)^{3/2}\left(1-\frac{n_e}{n_c}\right)^{1/2}} \tag{3.4}$$

où $ln\Lambda = ln\left[12\pi\frac{(\varepsilon_0 kT)^{3/2}}{n_i^{1/2}Z^2e}\right]$
D'après (3.4), l'absorption diminue avec la température et elle sera maximale plus la densité électronique, n_e, se rapproche de la densité critique n_c. Le gradient de densité joue donc un rôle important quant à l'absorption de l'énergie. Un gradient raide va diminuer la zone d'absorption et donc son efficacité.

⋆ **Absorption résonante**
Lorsque le laser rencontre un plasma spatialement inhomogène, un champ électrique intense est généré au voisinage de ce point et se poursuit par une onde évanescente vers la cible. Ce champ électrique fait apparaître une densité de charge donnée par :

$$\rho \propto \frac{\overrightarrow{E}\overrightarrow{\nabla n_e}}{1-\frac{n_e}{n_c}} \tag{3.5}$$

Si l'incidence laser est oblique sur le gradient de densité du plasma, $\overrightarrow{E}\overrightarrow{\nabla n_e} \neq 0$, il apparaît d'après (3.5) une densité de charges importantes au voisinage de n_c. Ces charges vont osciller à la fréquence ω et entrer en résonnance à la fréquence ω_p. L'absorption résonante reste négligeable devant l'absorption collisionnelle pour des intensités laser de l'ordre de :

$$I(W/cm^2) < \frac{10^{14}}{\lambda^2(\mu m)} \tag{3.6}$$

ce qui est le cas dans nos expériences.

3.1.1.2 Zone de conduction

Toute l'énergie absorbée dans la zone d'interaction est transportée vers la cible. L'essentiel de ce transport de chaleur vient des électrons. La matière chauffée se détend et exerce par effet fusée une pression très importante dans le solide entraînant l'apparition d'une onde de choc qui se dirige vers l'intérieur du solide. P. Mora [95] relie à l'aide d'un modèle hydrodynamique, la pression générée dans le solide en fonction de l'intensité du laser.

$$P_a(Mbar) \simeq 11.6\left(\frac{I(W.cm^{-2})}{10^{14}}\right)^{3/4}\lambda^{-1/4}(\mu m)\left(\frac{A}{2Z}\right)^{7/16}\left(\frac{Z^*\tau(ns)}{3.5}\right)^{-1/8} \tag{3.7}$$

où Z* est le degré moyen d'ionisation, τ est la durée de l'impulsion laser et A le nombre de masse atomique. Cette expression a été déterminée pour une expansion plane et est valable lorsque l'absorption collisionnelle est très importante. Cela équivaut à avoir une intensité inférieure à une intensité limite (I_C), $I < I_C$, étant donnée par :

$$I_C[\mathrm{W/cm^2}] \approx 2\times 10^{13}\lambda^{-5}[\mu\mathrm{m}]\left(\frac{Z^*}{3.5}\right)^{3/2}\left(\frac{A}{2Z}\right)^{5/4}\tau^{3/2}[\mathrm{ns}] \tag{3.8}$$

Au LULI, nous avons utilisé au cours de nos expériences $\lambda = 0.527\mu$m et $\tau \approx 1$ ns. Le matériau ablateur utilisé est majoritairement du plastique ($Z^* = 3.5$), ce qui nous donne à l'aide de l'équation (3.8) :

$$I_c \approx 4.4 \times 10^{14} \mathrm{W/cm^2}.$$

Avec le laser LULI2000, nous avons eu au maximum I $\sim 10^{14}$W/cm^2 ce qui donne d'après l'équation (3.7), une pression d'ablation théorique :

$$P_{ablation}[\mathrm{Mbar}] \approx 13.1$$

Récapitulatif : Le laser fournit à la cible une quantité importante d'énergie dans un temps très bref. La matière est alors très rapidement chauffée et expulsée vers l'avant dans la direction du laser. Par effet fusée, une **onde de choc** est générée et se propage dans la cible.

3.1.2 Choc plan : relations de Rankine-Hugoniot et équation d'état

Une onde de choc est la propagation d'une "discontinuité" des grandeurs caractéristiques (densité, pression, température et énergie) de l'état thermodynamique et mécanique d'un milieu. Cette discontinuité est la conséquence de la non-linéarité des équations de propagation des ondes sonores dans un milieu. Pour plus de détails sur le thème relatif aux ondes sonores et ondes de choc le lecteur se reportera au livre de Zeldovich [96]. Nous développons ci-dessous les relations décrivant la propagation d'une onde de choc plane dans un matériau comme représenté sur la figure 3.2 [97].
Les grandeurs thermodynamiques, ou grandeurs d'état, qui interviennent dans les relations de choc sont la pression P, la densité ρ et l'énergie interne et cinétique E. Devant le choc, le milieu est à l'état initial supposé au repos (P_0, ρ_0, E_0), et derrière le choc, il est amené à l'état (P, ρ, E). L'onde de choc est caractérisée par deux grandeurs cinétiques : sa vitesse U_S relative au milieu initial et la mise en vitesse des particules à la traversée du choc, U_p. On applique à la transformation par choc les principes fondamentaux de la mécanique : conservation de la masse, de l'impulsion et de l'énergie. On obtient ainsi, entre les grandeurs d'état et les grandeurs cinétiques, trois relations qui constituent les relations de choc, appelées aussi **relations de Rankine-Hugoniot**.

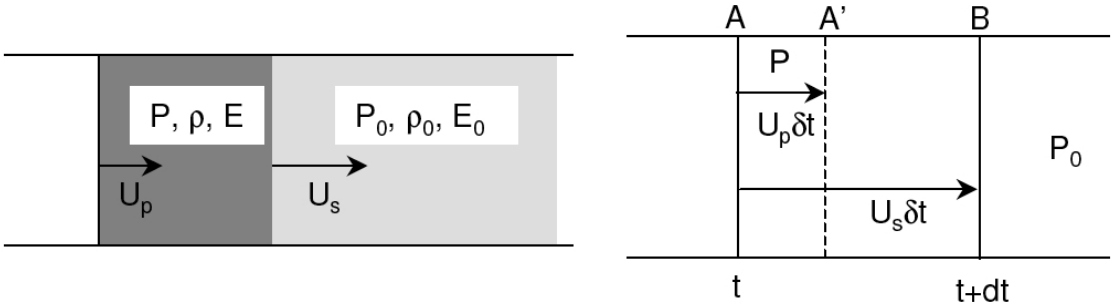


Figure 3.2 Passage d'une onde de choc dans un milieu initialement au repos (P_0, ρ_0, E_0) où U_s est la vitesse de choc et U_p la vitesse des particules. (P, ρ, E) désigne les caractéristiques de la matière choquée.

⋆ **Conservation de la masse**

Les points A et B délimitent la position de l'onde de choc respectivement aux temps t et $t + \delta t$ qui se propage vers la droite de la figure 3.2. La quantité de matière m comprise entre A et B est :

$$m = \rho_0 ABS = \rho_0 S U_S \delta t$$

où S est la section considérée. Au temps t+δt, le point A s'est déplacé, par le passage de l'onde, en A', l'onde se situe en B. La matière comprise entre A' et B a été comprimée.

$$m = \rho \overline{A'B} S = \rho(U_S - U_p) S \delta t$$

On trouve alors l'équation de la conservation de la masse :

$$\rho(U_S - U_p) = \rho_0 U_S \tag{3.9}$$

⋆ **Conservation de l'impulsion**

La pression exerce, de chaque côté de AB, une force $(P - P_0)S$. La masse m a donc acquis une impulsion dp égale à :

$$dp = mU_p = (P - P_0) S \delta t$$

$$S \delta t \rho_0 U_S U_p = (P - P_0) S \delta t$$

ce qui donne l'équation de la conservation de l'impulsion :

$$\rho_0 U_S U_p = P - P_0 \tag{3.10}$$

⋆ **Conservation de l'énergie**

Pour conclure sur le système d'équations, la conservation de l'énergie est à considérer. L'énergie reçue par AB pendant δt est égale au travail des forces extérieures. Le travail qui intervient provient de la face A qui se déplace en A', soit $PSU_p \delta t$. Ce travail est égal à la variation d'énergie interne et cinétique du milieu.

$$\rho_0 S U_S \delta t (E - E_0 + \frac{1}{2} U_p^2) = PSU_p \delta t$$

$$\rho_0 U_S (E - E_0 + \frac{1}{2} U_p^2) = PU_p$$

En utilisant (3.9) et (3.10), on trouve l'équation de conservation de l'énergie :

$$E - E_0 = \frac{1}{2}(P + P_0)(V_0 - V) \tag{3.11}$$

où V est le volume définit par $V = \frac{1}{\rho}$ ($V_0 = \frac{1}{\rho_0}$). Cette dernière relation s'appelle la *relation d'Hugoniot* proprement dite.

⋆ **Equation d'état du milieu**

Les relations d'Hugoniot ont été déduites sans faire intervenir d'hypothèse sur l'état thermodynamique du milieu considéré. En fait, les trois grandeurs introduites, (P, ρ et E), ne sont pas indépendantes mais sont reliées par une relation appelée *équation d'état du milieu* :

$$f(P, \rho, E) = 0 \tag{3.12}$$

Si l'équation d'état est connue, on a un système de 4 équations à 5 inconnues (P, ρ, E, U_S et U_p) et on peut donc exprimer chacune des grandeurs en fonction d'une seule d'entre elles ou établir des relations deux à deux. Ces relations sont représentées par des courbes, dans le diagramme approprié, qui sont le lieu des états de choc qu'un matériau donné peut atteindre à partir d'un état initial.

Adiabatique dynamique ou courbe d'Hugoniot

La courbe d'Hugoniot concerne les grandeurs d'états : **P** et **V**. Son équation découle des relations d'Hugoniot (3.9), (3.10) et (3.11) et se dénomme *adiabatique dynamique*. Lorsque le pôle

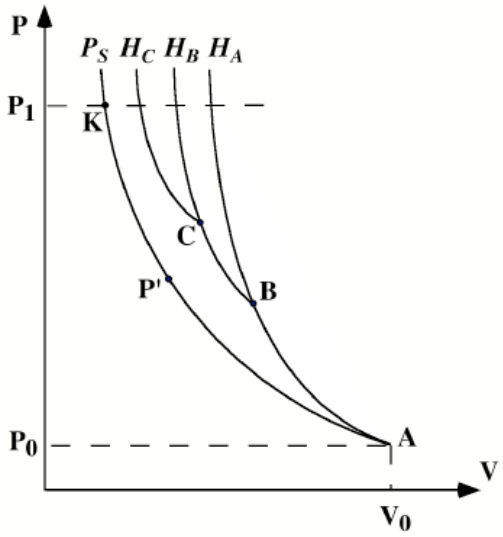


Figure 3.3 Les courbes H_A, H_B et H_C représentent les courbes d'Hugoniot avec respectivement les états initiaux A, B et C. La courbe P_S est l'isentrope avec état initial en A.

(état initial) de l'adiabatique dynamique est dans les conditions ordinaires de température et pression (P_0 = 1 bar) on la nomme l'*hugoniot*. Ces courbes, figure 3.3, représentent les lieux des états accessibles par choc. Elles se distinguent des transformations usuelles (isentropique Ps sur la figure 3.3, isobare...) parce qu'elles appartiennent à une famille de courbe à deux paramètres (P_0,V_0) qui se caractérisent par l'état initial de la transformation. Il faut souligner que, vue l'irréversibilité d'un choc, le chemin suivi n'est pas situé sur la surface d'état définie par l'équation 3.12.

Polaire de choc

La seconde courbe, caractéristique d'un choc, concerne les grandeurs : **P** et $\mathbf{U_p}$ et s'appelle la "polaire de choc". Si l'équation d'état est connue, on peut relier ces deux grandeurs. La courbe qui décrit cette relation est la *polaire de choc*. La polaire de choc relie une grandeur d'état P à une grandeur cinétique U_p, tandis que la courbe d'Hugoniot mentionnée précédemment, met en relation deux grandeurs d'état. Le concept de polaire de choc nous sera très utile par la suite. Une polaire de choc a, en général, la forme représentée sur la figure 3.4, c'est-à-dire que sa concavité est dirigée vers le haut. Elle peut être approchée, pour la plupart des solides, par un arc de parabole. D'après l'équation (3.10), si M est l'état final atteint par un choc fort, la droite OM a pour pente $Z = \rho_0 U_S$ qui est *l'impédance de choc*. L'impédance de choc d'un matériau, nous permettra de classer (voir ci-dessous) les événements lors de la propagation d'une onde de choc entre différents milieux.

Relation expérimentale

La détermination expérimentale de l'Hugoniot des milieux condensés se fait en mesurant deux paramètres qui sont, en général, la vitesse de choc U_S et la vitesse fluide des particules U_p. En laboratoire, les moyens expérimentaux (lasers, machines à Z, canon à gaz) balayent un large éventail en pression pour le choc généré. Les résultats de ces mesures montrent qu'il existe, pour les solides et les liquides, une relation de linéarité entre U_S et U_p :

$$U_S = A + BU_p. \tag{3.13}$$

La valeur A correspond à la vitesse du son, c_0, dans le milieu et B une constante caractéristique du milieu. Cette linéarité s'étend à partir des pressions de quelques kbars jusqu'à plusieurs

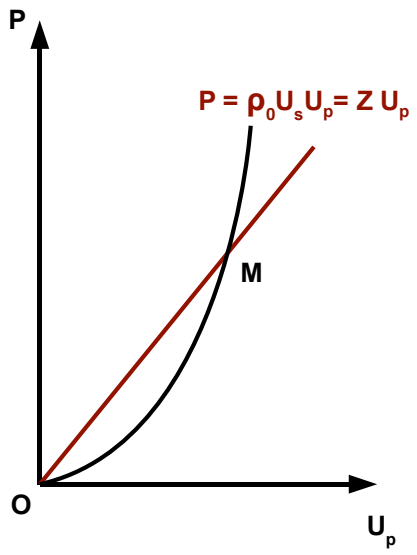


Figure 3.4 Polaire de choc avec état initial O. En supposant un choc avec état final M, la pente de la droite OM représente l'impédance du choc, Z = ρ_0U$_S$.

Mbars. Pour des pressions encore plus élevées, il peut devenir nécessaire d'ajouter un terme en $-CU_p^2$. Compte-tenu de cette relation, on peut réécrire les équations de la polaire de choc et de l'adiabatique dynamique, respectivement :

$$P - P_0 = \rho_0 U_p (A + BU_p) \tag{3.14}$$

$$P - P_0 = A^2 \frac{V_0 - V}{[V_0 - B(V_0 - V)]^2} \tag{3.15}$$

La relation (3.15) correspond à (3.10) dans laquelle on a introduit la relation (3.13). Cette linéarité de la vitesse du choc par rapport à U_p sera très utile par la suite, pour notre analyse des chocs obliques.

3.1.2.1 Propagation d'un choc plan à l'interface de deux milieux

Nous présentons dans ce paragraphe l'évolution du choc plan lors de son passage à l'interface de deux milieux (A) et (B). L'interface est définie comme étant la surface d'équilibre entre ces deux milieux ce qui implique de part et d'autre l'égalité des vitesses fluides et l'égalité des pressions.
Selon le rapport entre les impédances, Z$_A$ et Z$_B$, des deux milieux, deux possibilités sont à considérer :

- Si $Z_A < Z_B$: un choc de pression supérieure est transmis dans le matériau (B) et un choc (de pression égale à celui transmis dans (B)) est réfléchi dans le matériau (A).
- Si $Z_A > Z_B$: un choc de pression moindre est transmis dans le matériau (B) et une onde de détente se propage dans le matériau (A).

⋆ $Z_A < Z_B$ (figure 3.5)
Le choc qui se propage dans le matériau (A) amène la matière au point A dans le plan pression-vitesse fluide, (P, U_p) comme représenté figure 3.5. De ce point part une onde de choc réfléchie dans le milieu (A) décrite par la courbe (H'_{Ac}). Cette courbe est la symétrique de la polaire (H_{Ac}) appelée polaire chaude car elle a pour conditions initiales le point A situé sur la polaire (H_A). La pression du choc réfléchi dans (A) et donc celle transmise dans (B) est donnée par l'intersection de (H'_{Ac}) avec la polaire de (B), (H_B). On observe, sur la figure 3.5, que le choc

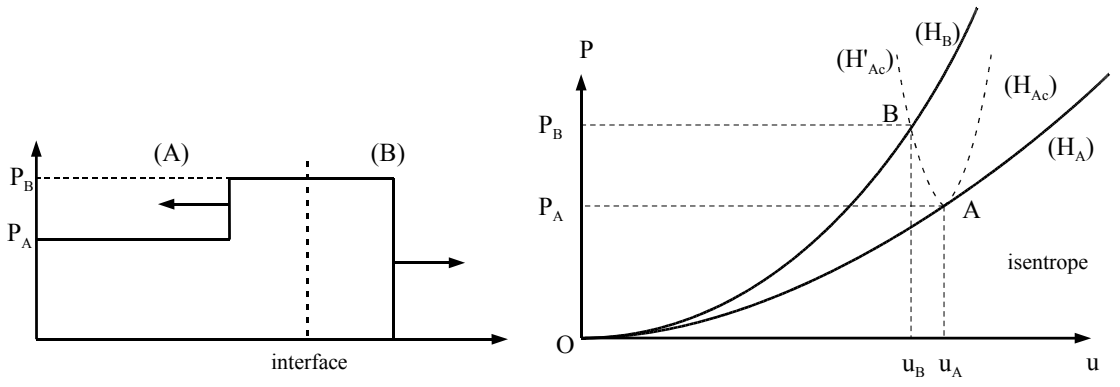


Figure 3.5 A gauche : profil de pression après passage d'un choc plan entre les deux matériaux avec $Z_A < Z_B$. A droite : représentation dans le plan (P, U_p).

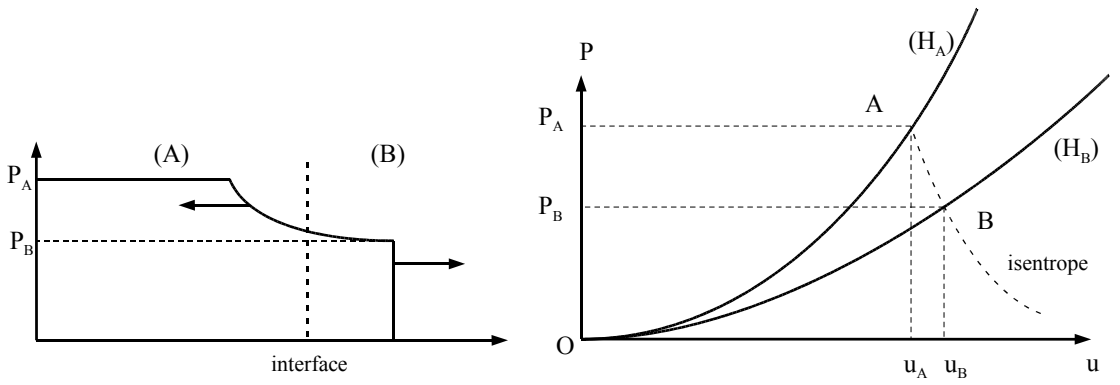


Figure 3.6 Profil de pression après passage du choc d'un matériau d'impédance de choc Z_A vers un matériau d'impédance Z_B plus faible et représentation dans le plan (P, U_p).

transmis dans un milieu d'impédance plus élevé ralentit.

⋆ $Z_A > Z_B$ (figure 3.6)
Une onde de choc de pression plus faible est transmis dans (B) et une onde de détente est réfléchie dans le matériau (A). Dans le plan (P, U_p), la pression de A en détente partielle dans B est donnée par l'intersection de l'isentrope, issue de la polaire H_A, avec la polaire H_B de B. Sur la figure 3.6, on constate une accélération lors d'un passage du choc vers un matériel d'impédance moins élevée. Cette méthode est utilisée en laboratoire pour produire des chocs de plus en plus rapides [98] et elle est également utilisée dans le dimensionnement de nos cibles (voir chapitre 4).

Récapitulatif : Les équations de conservation de la masse (3.9), de l'impulsion (3.10) et de l'énergie (3.11), constituent les équations de Rankine-Hugoniot et sont la base des relations pour un choc plan se propageant dans un milieu. Les propriétés de l'onde de choc plane lors de sa propagation à l'interface de deux milieux dépend de leur impédance.

3.1.3 Choc oblique

Nous allons voir dans cette section les paramètres et les notions essentielles de la propagation d'un choc oblique. Nous avons décidé de les étudier car cela correspond à ce que l'on observe pour nos cibles de jets de plasma (voir chapitre 4). Pour collimater le plasma, on utilise

un cône de mousse à travers lequel se propage un choc plan, généré par l'interaction laser ns. La structure de choc oblique apparaît lors de la collision du choc plan avec les parois du cône. Nous avons initié au cours de la rédaction de cette thèse une étude théorique des chocs obliques pour pouvoir interpréter la génération du jet à l'intérieur du cône de mousse [2].

Cette étude n'a malheureusement pas pu être complètement achevée mais, malgré tout, il nous semble instructif de la mener et de la présenter. En effet, comme nous le verrons dans le chapitre 6, ces considérations théoriques dressent les pistes pour des études ultérieurs éventuelles concernant l'interaction de plasma de mousse avec les parois du cône et la génération du jet de plasma. D'après nous cette approche permettrait de mieux comprendre les simulations numériques bidimensionnelles et d'optimiser le schéma de cible pour produire des jets plus rapides, plus chauds et plus "radiatifs".

Contrairement au cas du choc plan, à cause de l'angle d'incidence σ du choc oblique (figure 3.7), il est nécessaire d'employer deux directions de l'espace pour en déterminer les relations caractéristiques [99, 100]. Malgré tout, nous verrons que de nombreux résultats du choc plan sont applicables directement. Nous discuterons d'abord de l'effet "bidimensionnel" de la propagation du choc dans un seul milieu (même développant que celui réalisé pour le choc plan). Nous verrons que σ et U_S sont les paramètres clef qui déterminent une stabilité de l'évolution du choc. Celle ci est démontrée par les relations, que nous développons par la suite en mettant en évidence des angles d'incidence critiques en-deçà desquels l'interaction est stable ou régulière, et au-delà desquels elle devient instationnaire ou irrégulière [99, 100]. Enfin, comme ça a été le cas pour le choc plan, nous appliquons ces résultats à la propagation d'une onde de choc oblique entre deux matériaux.

3.1.3.1 Paramètres du choc oblique

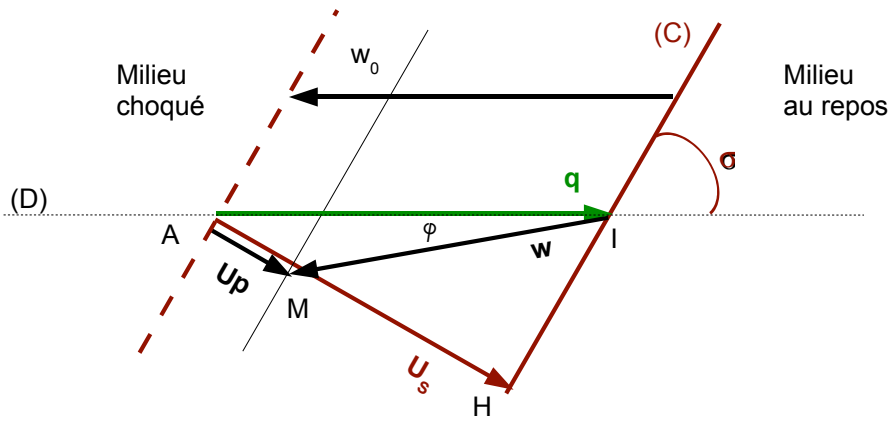


Figure 3.7 Représentation du choc oblique (C), d'angle σ par rapport à la droite caractéristique (D) (référentiel absolu) et de ses paramètres.

La propagation d'un choc plan dans un matériaux, d'après la figure 3.7, se ferait normalement à la droite caractéristique (D) que l'on considère fixe (référentiel absolue). Nous verrons par la suite, lors de la description de la propagation d'un choc oblique entre deux milieux que la droite (D) correspond à l'interface entre deux matériaux différents. Dans le cas présent de la description du choc oblique, celui-ci se propage avec un angle σ par rapport à (D), avec une vitesse U_S dans un matériaux d'état initial (P_0, U_p=0). Le choc, initialement en A, s'est déplacé jusqu'au

[2] Le processus de réflexion de choc (voir ci-dessous) semble être à l'origine de la collimation du plasma d'après des simulations numériques bidimensionnelles (chapitre 6).

point I, accélérant ainsi les particules à la vitesse U_P (figure 3.7). Un des premiers paramètres à introduire dans l'étude des chocs obliques est la vitesse absolue du point I sur (D) ou *vitesse apparente* du choc (C) sur (D) : $\vec{q}$. D'après la figure 3.7, on en déduit que :

$$q = \frac{U_S}{sin(\sigma)} \tag{3.16}$$

On remarque que pour σ=90°, on retrouve la vitesse du choc plan U_S se propageant perpendiculairement à (D).

Un second paramètre utile, dans l'étude de la stabilité du processus, est la *vitesse d'écoulement* ou vitesse matérielle du point I : $\vec{w}$:

$$\vec{w} = \vec{U_p} - \vec{q} = \vec{IM} \tag{3.17}$$

L'introduction de $\vec{w}$ revient à repérer les mouvements dans un système se déplaçant le long de (D) à la vitesse $\vec{q}$: on se place donc dans le **système lié au front de choc**. La matière du milieu amont (milieu au repos) pénètre le front de choc à la vitesse $\vec{w_0} = -\vec{q}$ et en sort à la vitesse $\vec{w}$.
Les composantes tangentielles de ces deux vitesses sont conservées de part et d'autre du front de choc. Les composantes normales diffèrent du saut de vitesse, U_p, ce qui entraîne une déviation des vitesses fluides d'un angle $\varphi = (\vec{w_0}, \vec{w})$. Cet *angle de déviation* est le troisième paramètre des chocs obliques et il est de même sens que σ. Il définit la rotation de la ligne matérielle qui se trouvait en IA avant le passage du choc et qui se trouve en IM après. A partir de l'expression (3.16) et, en appliquant les relations de trigonométrie dans le triangle IMH (figure 3.7), on en déduit les relations de choc oblique :

$$w^2 = q^2 - U_S^2 + (U_S - U_p)^2 = U_S^2 cotg^2(\sigma) + (U_S - U_p)^2, \tag{3.18}$$

$$tg(\varphi) = U_p \frac{\sqrt{q^2 - U_S^2}}{q^2 - U_S U_p} = \frac{U_p cos(\sigma)}{q - U_p sin(\sigma)} \tag{3.19}$$

On obtient donc les trois grandeurs (q, w, φ) pour caractériser les chocs obliques en fonction des conditions initiales, U_S et σ ou q. Comme dans le cas du choc plan, l'état d'équilibre hydrodynamique est obtenu le long de polaires de choc. Celles-ci sont construites et définies pour une valeur de **q fixe** et le paramètre variable devient soit U_S soit σ.

⋆ La polaire (π) dans le plan de l'hodographe (figure 3.8)

L'hodographe est le diagramme des vecteurs-vitesses et il permet de remonter aux relations entre les grandeurs caractéristiques du choc pour tracer les polaires de choc oblique. La figure 3.8 est l'hodographe de la situation décrite sur le schéma 3.7. Le point A est l'origine des vitesses absolues ($\vec{U_S}$, $\vec{U_p}$ et $\vec{q}$), I est l'origine des vitesses relatives liées au front ($\vec{w_0}$ et $\vec{w}$) et M celui des vitesses relatives au milieu. On considère tout d'abord tous les chocs ayant même la vitesse apparente q et on fait varier U_S. Sa vitesse minimum est c_0, vitesse du son dans le milieu initial (représentée par AH_0). Sa vitesse maximale est q, soit AI sur la figure 3.8. Lorsque U_S varie sur la courbe noire (figure 3.8), le point M, extrémité de $\vec{U_p}$ décrit (π), la polaire dans le plan de l'hodographe. Sur la figure 3.8 lorsque M décrit (π), l'angle φ passe par un maximum. En annulant la dérivé de tg(φ) par rapport à U_p et à q constant (équation (3.19)), on obtient une expression :

$$U_S^2 + U_p(U_S - U_p)\frac{dU_S}{dU_p} = q^2 \tag{3.20}$$

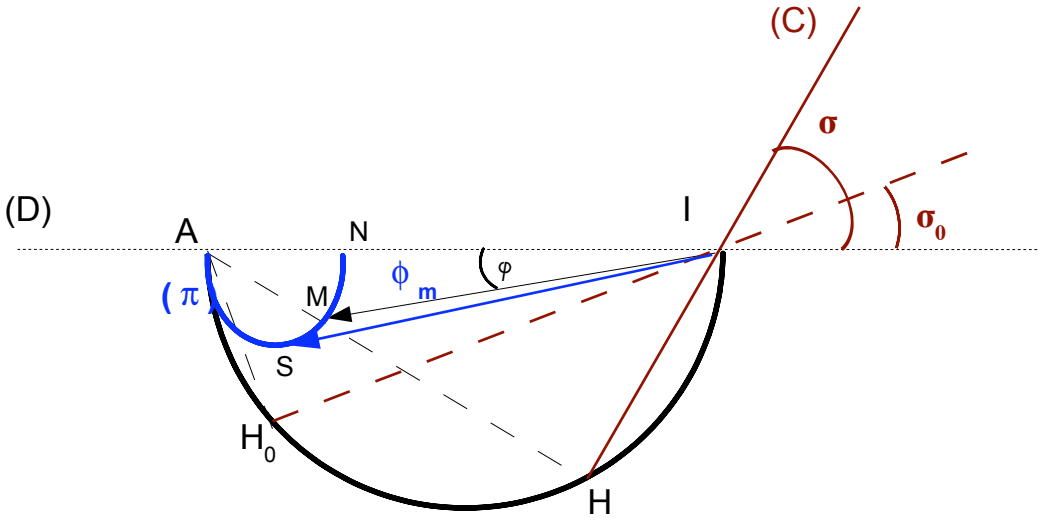


Figure 3.8 Polaire (π) dans le plan de l'hodographe (diagramme des vecteurs-vitesses).

dont le maximum est donné par la racine : U_{pm}. Afin d'obtenir une expression plus malléable de cette condition, on préfère réécrire cette relation sur l'angle d'incidence au lieu de U_p. Pour cela, on élimine q dans (3.20) à l'aide de (3.16) :

$$cotg^2(\sigma_m) = (1 - \frac{U_p}{U_S})\frac{U_p}{U_S}\frac{dU_S}{dU_p} \tag{3.21}$$

Cette dernière relation définit la fonction $\sigma_m(U_S)$, qui explicite les angles d'incidences σ_m en fonction de U_S pour lequel la déviation est maximale soit φ_m.

⋆ La polaire dans le plan d'incidence (U_S, σ)
Avant de décrire cette courbe, il est important de définir le *point sonique*. En suivant (π), sur la figure 3.8, lorsque le point M passe de A à N, w = IM décroît de q à $(U_S\text{-}U_p)_N$ (au point N). La vitesse du son c de la matière après le passage du choc varie quant à elle de c_0 en A à $c_N > (U_S\text{-}U_p)_N$. Par conséquent, il existe un point où les deux vitesses (du son c et la vitesse fluide w dans le référentiel du choc) sont égales, le **point sonique** :

$$w = c. \tag{3.22}$$

En injectant cette égalité dans (3.18) on obtient :

$$c^2 + U_S^2 - (U_S - U_p)^2 = q^2 \tag{3.23}$$

La racine de cette dernière équation est $u^\star(q)$ et détermine un *angle sonique* pour lequel son expression en fonction de U_S est (à l'aide de la deuxième forme de l'équation (3.18)) :

$$\sigma^\star(q) < \sigma_m(q) \qquad \text{et,}$$
$$cotg^2(\sigma^\star) = \frac{c^2 - (U_S - U_p)^2}{U_S^2},$$

Les angles $\sigma^\star(U_S)$ et $\sigma_m(U_S)$ sont des paramètres du choc oblique. Pour une même vitesse de choc U_S, on détermine à l'aide de $\sigma^\star(U_S)$, deux régions dans le plan en fonction de la vitesse du son dans la matière choquée, c :

– w > c soit $\sigma < \sigma^\star(q)$:
l'écoulement derrière le choc oblique est supersonique et reste permanent ou stationnaire. L'état est représenté sur la polaire (U_S, σ) de la figure 3.9 à gauche de la polaire $\sigma^\star(U_S)$.

– w < c soit $\sigma > \sigma^\star(q)$:
l'écoulement est subsonique derrière le choc. D'éventuelles perturbations à l'arrière du front de choc peuvent modifier le front de choc et, selon leur amplitude, le déformer. L'écoulement devient instationnaire.

Pour les figures 3.9 et 3.10, sont représentées les courbes correspondant à la propagation d'une onde oblique d'angle $\sigma = 53°$, de vitesse $U_S = 30\text{km.s}^{-1}$ dans de l'aluminium. Pour l'aluminium, on a prit l'expression linéaire de U_S correspondant à l'équation (3.13) avec A= 5,38 km/s et B=1,337.

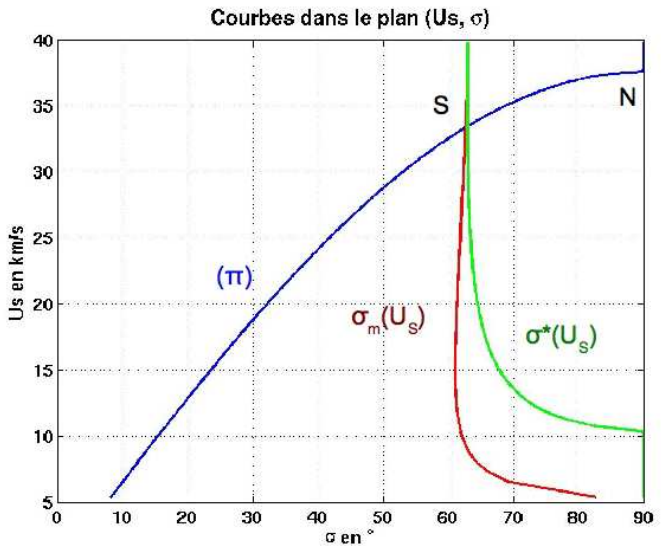


Figure 3.9 Courbes dans le plan d'incidence (U_S, σ), pour un choc de 30km/s dans de l'aluminium avec une incidence de 53°. Le domaine de stabilité des chocs pour q fixé se trouve à gauche de la polaire $\sigma^\star(U_S)$.

⋆ La polaire de choc (ϕ) dans le plan (P, φ)
Cette courbe [notée (ϕ)] est représentative de la relation entre la pression du choc P et l'angle de déviation φ à q fixée. La relation entre ces deux grandeurs n'est pas directe et passe par un troisième paramètre, U_p (ou U_S) par les relations de choc ci-dessous :

$$P - P_0 = \rho_0 U_S U_p \tag{3.24}$$

$$tg(\varphi) = \frac{U_p\sqrt{q^2 - U_S^2}}{q^2 - U_S U_p} \tag{3.25}$$

où la première est la polaire de choc (H). La seconde associe à chaque point de (H) un point dans le plan (P,φ) dépendant de la valeur q.

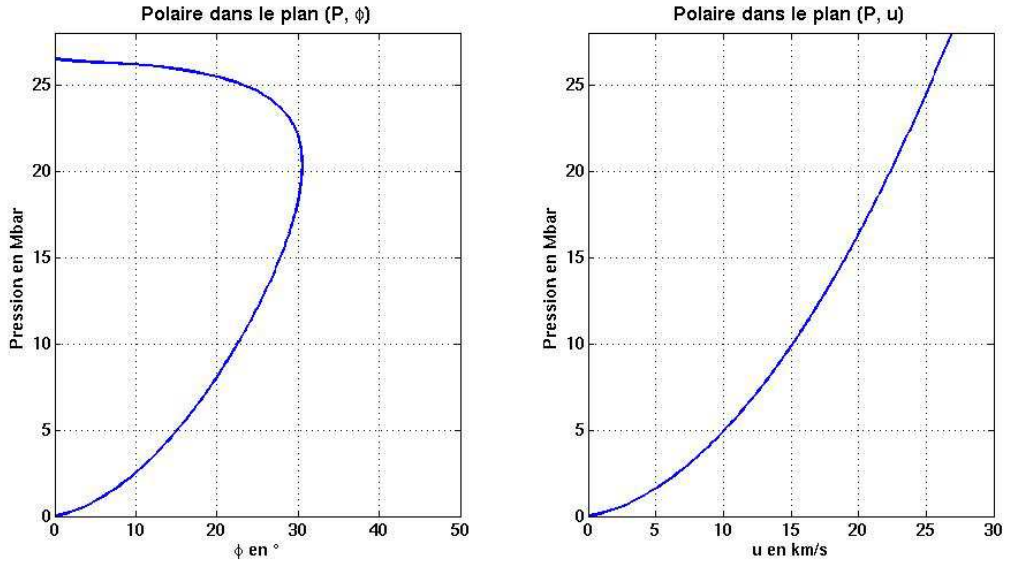


Figure 3.10 Pour tracer ces deux courbes nous avons utilisé les mêmes caractéristiques que celles du choc de la courbe 3.9. A droite de la figure se trouve la polaire de choc (H). A gauche le résultat dans le plan (P,φ).

3.1.3.2 Propagation d'un choc oblique à l'interface de deux milieux

Les relations décrites précédemment nous autorisent à traiter le cas de la transmission d'un choc plan sur une interface oblique entre deux matériaux A et B (figure 3.11). Cette configuration se produit en partie dans les cibles utilisées pour générer le jet de plasma (voir en détail au chapitre 4). On a, comme pour le paragraphe 3.1.2.1, les mêmes conditions d'équilibre à l'interface. De plus on doit, pour satisfaire à l'équilibre hydrodynamique, égaliser les angles de déviation φ propres à chaque état. Pour le vérifier (voir la figure 3.11), on observe une onde transmise dans le milieu (B).

L'existence d'une onde réfléchie et sa nature, de détente ou de choc, dépend de l'angle d'incidence σ et de l'intensité du choc. A titre d'exemple, pour le schéma 3.11, on observe la génération d'un choc réfléchi (C_R) et d'un choc transmis (C_T). Cela constitue une situation régulière, où le choc réfléchi est de même nature que le choc incident. Pour avoir la stabilité du choc, il faut que **la condition w>c soit nécessairement satisfaite, tant pour l'onde réfléchie, que pour l'onde transmise et incidente** comme décrit sur la figure 3.9. La vérification de cette condition dépend de σ et de la nature des matériaux. Cette stabilité s'exprime par la vérification des trois inégalités suivantes, exprimées en fonction de la vitesse du son après le choc principal (C) (voir figure 3.11), c, après le choc réfléchi (C_R) , c_R et le choc transmis (C_T), c_T :

$$w \geq c, \qquad w_R \geq c_R \qquad \text{et} \qquad w_T \geq c_T. \tag{3.26}$$

Autrement dit, les écoulement derrières les trois ondes doivent être tous les trois supersoniques ou soniques.

Pour traiter ce problème de stabilité, il faut définir les courbes limites dans le plan (U_S, σ) comme sur la figure 3.9. Lorsque les différents états (incident, réfléchi et transmis) sont à gauche des courbes soniques, la transmission est dite régulière. Les trois ondes se propagent sans déformation le long de l'interface à la vitesse $\vec{q}$, et les écoulements sont stationnaires ou permanents. Lorsque l'état incident du choc (déterminé par U_S et σ) est à droite du point sonique alors un des écoulements (transmis ou réfléchi) devient subsonique, et la transmission

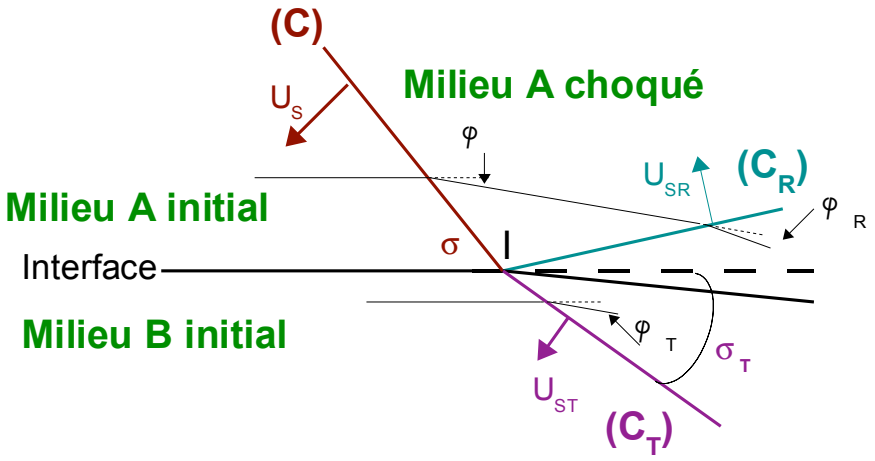


Figure 3.11 Schéma de la propagation d'un choc (C) à travers une interface oblique et des chocs, réfléchi (C_R) et transmis (C_T), résultants.

est irrégulière. L'onde incidente est déformée sur une longueur croissante du front, et les écoulements deviennent instationnaires.

Selon la stabilité du processus et les caractéristiques des milieux, le résultat est de différente nature. On classe ainsi les chocs possibles en deux groupes contenant deux couples de conditions. Cette classification se fait selon les caractéristiques du milieu : son impédance, Z et la vitesse du son c_s dans chaque milieu après le passage du choc.

- **Groupe I** : Impédance Z et valeur de c_s alternées : $Z_A < Z_B$ et $c_s^A > c_s^B$ [3] ou $Z_A > Z_B$ et $c_s^A < c_s^B$
  Comme pour le choc plan (section 3.1.2.1), on retrouve les mêmes conditions sur la nature de l'onde réfléchie, de détente ou de choc, selon l'impédance des milieux. La particularité du choc oblique est qu'il est possible, selon l'angle d'incidence, d'avoir une détente du milieu léger dans le lourd et que le milieu lourd reçoive un choc faible (Couple I.a : $Z_A<Z_B$ et couple I.b : $Z_A>Z_B$).

- **Groupe II** : Impédance Z et valeur de c_s de même sens : $Z_A < Z_B$ et $c_s^A < c_s^B$ ou $Z_A > Z_B$ et $c_s^A > c_s^B$
  L'onde réfléchie suit les mêmes principes que pour le cas plan voir 3.1.2.1.(Couple II.a : $Z_A<Z_B$ et couple II.b : $Z_A>Z_B$).

Pour assurer l'existence d'une onde réfléchie, selon les conditions initiales (U_S, φ) du choc incident, il faut avoir le pôle initial (P, φ) en dessous du point sonique S le long de la polaire (Φ) du choc initial. Lorsque cette condition est remplie, la polaire de l'onde réfléchie (Φ_R) est constituée de deux branches, l'une pour le choc réfléchi, l'autre pour la détente. L'état d'équilibre à l'interface est obtenu en prenant l'intersection entre la polaire de l'onde transmise (Φ_T) et (Φ_R). Si ce point d'intersection existe, on examine sa position par rapport aux points soniques, S_T et S_R. S'il se trouve en-dessous de ces points, les relations (3.26) sont vérifiées et l'écoulement derrière les trois ondes est permanent.

La formation du choc réfléchi résulte de l'émission simultanée au point I d'un train d'onde de compression d'amplitude finie. L'onde de choc réfléchie est la résultante de ces ondes. Sa formation ne peut être stable et permanente que si toutes les ondes de faisceau générateur restent

[3] Ces deux inégalités définissent ce qu'on appelle le "couple" de matériaux.

centrées au point I au cours de la propagation. Ces conditions sont vérifiées si $w_R \geq c_R$.

Dans le cas contraire, par exemple si on considère un cas irrégulier pour le couple I.a, une

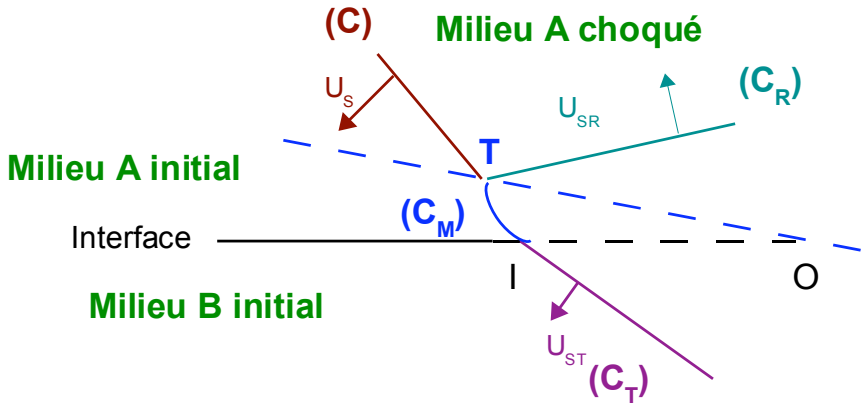


Figure 3.12 Formation de l'onde de Mach dans le cas irrégulier.

fraction du faisceau générateur ne passe plus par le point I et donc l'onde résultante également ; On peut dire que cette fraction d'onde résultante "pousse" (C_R) hors de l'interface. Le processus au point I n'étant plus stable, le choc réfléchi se forme en un point T (figure 3.12) du front de choc incident, hors de l'axe. Entre T et l'interface, le choc (C) est remplacé par le choc (C_M) que l'on appelle : **Onde de Mach**. Le processus est instationnaire car il commence au point O, origine de l'interface entre les deux milieux et suit une droite jusqu'au point T qui s'écarte de l'interface (voir figure 3.12) [4].

Nous venons de voir le cas irrégulier pour l'onde réfléchie, mais le raisonnement est le même si la condition $w_T \geq c_T$ n'est pas vérifiée pour l'onde transmise. Dans ce cas, l'irrégularité se traduit pas une modification du front de choc incident (C) qui est **l'affaiblissement du front de choc**. L'ensemble des cas possibles selon les couples de matériaux considérés et selon la stationnarité des chocs est présenté dans le tableau 3.1.

Couple de matériau	Régulier	Irrégulier	Impédance	Vitesse du son
I.a	Choc ou détente selon σ	Onde de Mach	$Z_A<Z_B$	$c_s^A > c_s^B$
I.b	Choc ou détente selon σ	Choc affaibli	$Z_A>Z_B$	$c_s^A < c_s^B$
II.a	Choc	Choc affaibli	$Z_A<Z_B$	$c_s^A < c_s^B$
II.b	Détentes	Détentes	$Z_A>Z_B$	$c_s^A > c_s^B$

Tableau 3.1 Nature des cas en fonction de la régularité et des conditions des matériaux A et B.

[4]Les premiers calculs théoriques nécessaires à la vérification de la stationnarité du choc oblique dans notre cible semblent montrer la formation d'une onde de Mach. Cette étude correspond à la détermination des polaires et de la position du choc généré dans nos conditions expérimentales (choc incident (C)) par rapport aux points soniques des matériaux (pour les matériaux composant notre cible).

Récapitulatif : L'ensemble des courbes, dans les plans d'incidence (P, φ) et (U_S, σ) permettent, pour un choc incident donné de vitesse U_S et avec un angle d'incidence σ, de vérifier la stabilité de la propagation de l'onde de choc. A l'aide des relations 3.16, 3.18 et 3.19, nous pouvons déterminer analytiquement l'angle de déviation ϕ de la vitesse des particules dans le milieu . Les paramètres initiaux du choc oblique (U_S et σ) ainsi que la vitesse du son à l'arrière du choc c_s et l'impédance Z, sont les variables nécessaires pour étudier la stabilité de la propagation du choc oblique à l'interface de deux milieux et pour en déduire ses grandeurs caractéristiques, ϕ et w.

3.2 Interaction à très haute intensité

Une des caractéristiques les plus importantes de l'interaction laser-matière en régime d'impulsion courte (10fs - 10ps) et ultra-intense (10^{16} - 10^{20}W.cm^{-2}) est l'accélération vers l'intérieur de la cible d'électrons très énergétiques, de quelques dizaines de keV jusqu'à plusieurs dizaines de MeV. L'absorption de l'énergie laser dans ce nouveau régime est un phénomène complexe (comme l'ionisation multiphotonique (flux de photons > 10^{32} photons.cm^{-2}.s^{-1}), où plusieurs processus interviennent en même temps et qui sont fortement dominés par le champ laser.

La zone d'interaction présente une structure spatiale et une évolution temporelle très différentes du cas des impulsions longues. En particulier, la longueur du gradient détermine le type d'absorption qui prédomine. Les phénomènes non-linéaires et relativistes doivent être pris en compte pour décrire l'interaction du champ électromagnétique du faisceau laser avec les électrons du milieu. Les ions n'interviennent pas pendant la durée de l'interaction en raison de leur inertie.

Dans ce chapitre, nous décrivons les processus responsables de l'accélération des électrons suprathermiques qui sont à l'origine de la génération du faisceau de protons utilisé pour diagnostiquer le jet de plasma. La génération des protons est décrite ici permettant de souligner l'avantage de ces particules énergétiques pour sonder la matière dense.

3.2.1 Caractéristiques de la région d'interaction avec une cible solide

L'interaction laser aux intensités I$\sim 10^{16-20}$W/cm^2 se différencie du régime ns par un champ électromagnétique très élevé, associé à l'onde laser et par une durée d'impulsion très brève. A cause de ces intensités, l'interaction entre le champ électromagnétique et la matière est sujette à des effets non-linéaires et relativistes. Le champ électrique lié à l'intensité laser s'exprime par la relation :

$$E = 2.7.10^{12} \left(\frac{I(W.cm^{-2})}{10^{18}} \right)^{1/2} V.m^{-1}$$

Pour des intensités comprises entre 10^{16} - 10^{20}W.cm^{-2}, ce champ prend des valeurs de 3x10^{11} à 3x10^{13}V.m^{-1}, qu'il faut comparer au champ électrique dans l'atome d'hydrogène ($E_H \sim 5 \times 10^{11} V.m^{-1}$). L'électron est donc arraché très rapidement par des phénomènes non-linéaires comme l'ionisation multiphotonique et l'effet tunnel [101]. Dans un champ si intense, les électrons acquièrent des vitesses proches de la vitesse de la lumière. Des effets spécifiques se manifestent dans ce régime relativiste comme, notament, l'augmentation de la masse de l'électron. En conséquence, la densité critique $n_{c,rel}$ et l'indice de réfraction $n_{ref,rel}$ du plasma augmentent

également :

$$\begin{aligned} n_{c,rel} &= n_c\gamma, \\ n_{ref,rel} &= \left(1 - \frac{1}{\gamma\left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2}\right)^{1/2}, \end{aligned}$$

où γ est le facteur relativiste avec $\gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$. Comme première remarque, la pénétration du laser devient possible dans des régions de densité jusque-là inaccessibles dans le régime classique (transparence induite [102]). De plus la modulation transverse de l'éclairement laser et donc de $n_{ref,rel}(r)$, plus élevé au centre (r = 0) qu'aux bords, agit sur le faisceau laser comme une lentille convergente et permet d'en compenser la diffraction (autofocalisation relativiste[103]). Enfin, un effet important dû à la brièveté de l'impulsion laser est une expansion du plasma extrêmement faible (10nm - 1μm) durant l'interaction. En effet, par comparaison au régime ns, le plasma de couronne n'a pas le temps de se former et il n'y a donc pas de choc. Le dépôt d'énergie se fait dans des conditions très différentes du régime classique, c'est-à-dire dans un gradient de densité raide. Dans ces conditions les propriétés cinétiques du plasma dominent l'aspect fluide et celui-ci ne se trouve plus à l'équilibre thermique. A cause du champ laser, les électrons acquièrent une énergie importante, et la thermalisation électrons-ions, beaucoup trop longue ($\sim$ 10ps), ne chauffe pas suffisamment les ions. Une part importante de l'énergie laser est transférée, de manière non-collisionelle, aux électrons qui sont de fait fortement accélérés. Aux intensités considérées ici, des électrons dits "supra-thermiques" ou chauds sont générés et peuvent se propager à travers la cible sur des longueurs de l'ordre de quelques centaines de microns.

La plupart du temps l'impulsion ultra-intense s'accompagne d'un piédestal, à un éclairement plus faible, qui précède la partie courte de quelques nanosecondes. Ce piédestal, lié à l'ASE (émission spontanée amplifiée de l'anglais "Amplified spontaneous emission", ASE) de la chaîne laser, ne peut être totalement supprimé. Il interagit avec la cible de manière à créer un pré-plasma qui a le temps de se détendre dans le vide avant l'arrivé du pic principal. Le rapport de l'intensité du pic et celle du piédestal (rapport de contraste) et la durée du piédestal déterminent la longueur du gradient de plasma ($L_n = n_e(dz/dn_e)$) et donc les conditions d'interaction rencontrées par l'impulsion courte. Le contraste peut varier typiquement entre 10^4 et 10^8. Même en présence d'un pré-plasma, le couplage entre le champ laser intense et les électrons ainsi que la migration de charge et les effets cinétiques qui s'en suivent, dominent par rapport au comportement fluide du plasma. En particulier, une situation de déséquilibre se crée entre les ions et les électrons comme nous l'avons déjà vu. La région d'interaction est schématisée de la façon suivante, en distinguant trois zones (figure 3.13) :

⋆ **Zone d'expansion** :
Le plasma se détend par pression thermique, la longueur du gradient L_n est déterminée par la vitesse d'ablation V_a et le temps d'expansion τ_{exp} ($L_n = V_a\tau_{exp}$). Lorsque le piédestal du laser est non négligeable, le temps τ_{exp} coïncide avec la durée du piédestal.

⋆ **Epaisseur de peau** :
Elle correspond à la profondeur de pénétration de l'onde évanescente du laser, amortie par les électrons du plasma ($L_{peau} = c/\omega_p$) au delà de la densité critique. L'absorption de l'énergie laser se produit principalement dans cette zone (quelques dizaines de nanomètres). Dans le cas d'un gradient raide, l'épaisseur de peau coïncide avec des densités très élevées proches de la densité du solide.

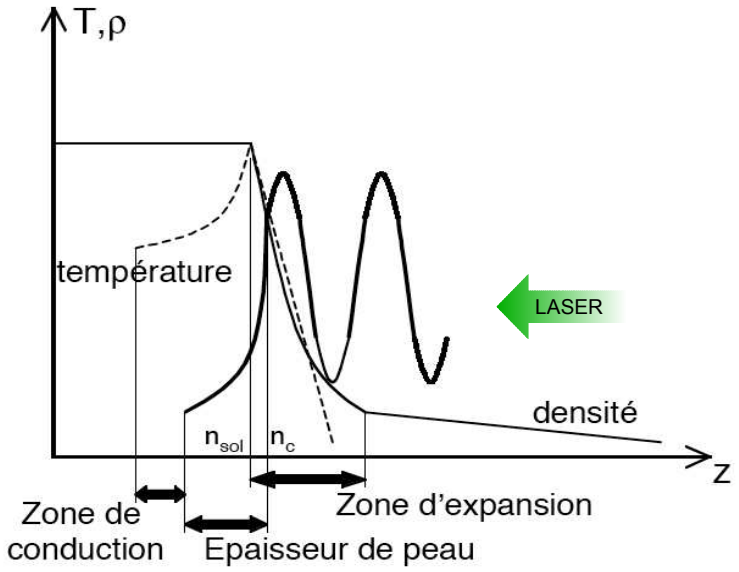


Figure 3.13 Schéma de la zone d'interaction en régime d'impulsion ultra-intense avec un solide

⋆ **Zone de conduction** :
Elle est caractérisée par la propagation d'une onde thermique électronique qui transporte une fraction de l'énergie laser absorbée vers les régions très denses de l'intérieur de la cible. Dans la limite classique, la conduction thermique est décrite par le modèle de Spitzer, qui considère un libre parcours moyen des électrons inférieur à la longueur typique du gradient thermique. A très haute intensité, cette théorie n'est plus applicable. Le transport devient non-local[5] car le flux de chaleur en un point ne dépend pas de la température électronique locale mais des conditions dans tout le domaine.

Récapitulatif : L'interaction laser à très haute intensité génère des électrons très énergétiques pouvant se propager et interagir à des densités proches du solide.

3.2.2 Accélération d'électrons suprathermiques

Il existe divers mécanismes d'absorption de l'énergie laser qui jouent un rôle dans l'accélération des électrons. Ces mécanismes sont non-collisionnels contrairement au cas de l'interaction laser-matière en régime ns. En effet, l'aspect "collisionnel" est directement proportionnel à la fréquence de collision électrons-ions et inversement proportionnel à la température des électrons comme on peut le voir dans l'expression (3.4). Dans le cas présent, les températures ainsi que la densité critique peuvent prendre des valeurs extrêmement importantes rendant l'absorption collisionnelle négligeable.

3.2.2.1 Absorption résonnante

Nous avons décrit ce mécanisme dans la section précédente (équation (3.5)) et démontré qu'elle est négligeable par rapport à l'absorption collisionnelle dans le régime ns. Ce n'est plus

[5] C'est également le cas dans le régime ns si on a une intensité proche de 10^{15}W.cm^{-2}

le cas ici. Le processus transfert une partie de l'énergie laser en oscillation électrostatique des électrons à la fréquence plasma. Cette absorption atteint son maximum quand la distance entre la zone de réflexion et la densité critique $n_{c,ref}$, donnée par $L_{grad} sin(\theta)^2$, est égale à la longueur de pénétration du laser. La croissance de l'onde plasma est limitée par la convection thermique et surtout, par le déferlement. Le déferlement de l'onde se produit lorsque la vitesse d'oscillation des électrons dans l'onde plasma avoisine la vitesse de phase de l'onde. Les trajectoires des électrons perdent leur périodicité, et une fraction d'entre eux est accélérée à des énergies élevées. L'instabilité résonante tombe en défaut dans le cas de gradients très raides.

3.2.2.2 Chauffage d'écrantage (vacuum heating)

Ce processus, proposé par F. Brunel [104], est une alternative de l'absorption raisonnante pour une cible de gradient raide. La cible est toujours irradiée par une impulsion laser oblique de polarisation p. Ce processus est en deux étapes. Les électrons sont d'abord extraits dans le vide par le champ électromagnétique, venant de la superposition des ondes incidente et réfléchie pour écranter le champ en surface du plasma. Ensuite, pendant la même période laser, ils sont injectés de nouveau dans la cible où ils sont absorbés. Des simulations numériques [105] ont montré que, pour un gradient de $L_n/\lambda < 0.1$ et I $\sim 10^{14-18}$ W.cm^{-2}, ce processus est prédominant par rapport à l'absorption résonnante.

3.2.2.3 Force pondéromotrice et chauffage J × B

Pour des intensités vérifiant, I$\lambda^2 \geq 10^{18}$ W.cm$^{-2}\mu$m^2, les effets non linéaires liés aux gradients spatiaux de l'impulsion laser dominent l'interaction. Le chauffage $J \times B$, ou pondéromoteur, fait intervenir la force subie par un électron plongé dans un champ non uniforme qui s'exprime classiquement par [106] :

$$\vec{F_p} = -\nabla \frac{e^2|\vec{E}|^2}{1m\omega^2}. \tag{3.27}$$

La force $\vec{F_p}$ chasse les particules, ions et électrons, hors des régions de champ fort, mais par inertie elle n'a que peu d'effet sur les ions. La valeur moyenne de cette force est la force pondéromotrice proprement dite. $\vec{F_p}$ comprend également une partie qui oscille à 2ω et qui, combiné à la force de rappel électrostatique, est à l'origine du chauffage. Les électrons de l'épaisseur de peau sont d'abord poussés dans un sens constant mais avec une amplitude variable. Puis la charge d'espace les ramène vers le vide. Le chauffage provient du déphasage de ce mouvement à 2ω provoqué par les inhomogénéités des champs dans l'épaisseur de peau. Les simulations de Wilks et *al.* ont montré que ces électrons présentent une distribution maxwellienne en énergie dont la température T_H est associée au potentiel pondéromoteur (approché par la composante transverse) [107] :

$$T_H \sim 511keV(\sqrt{1 + I\lambda^2/1.37} - 1),$$

où λ est la longueur d'onde du laser en microns. Cette loi donne des résultats satisfaisants pour $L_n \sim \lambda$ aussi bien par simulations [108] que d'un point de vue expérimental [109].

3.2.2.4 Absorption par effet de peau anormal

Lors de ce processus, le champ laser interagit avec le plasma sur une distance supérieure à l'épaisseur de peau. Cela se traduit par une augmentation de l'absorption. L'effet est lié à l'augmentation de la vitesse thermique des électrons pour une température de quelques keV (I > 10^{17} W.cm^{-2}). Dans ces conditions, le libre parcours moyen des électrons et la distance parcourue pendant une période laser dépassent l'épaisseur de peau. Les électrons sont accélérés dans un

cycle laser et ils pénètrent alors bien plus profondément dans la matière avant de se thermaliser dans un temps approximativement supérieur à la durée de l'impulsion. L'absorption de l'énergie laser est déterminée par ce mécanisme de transport thermique non-local vers l'intérieur.

Pour plus de détails sur l'ensemble de ces processus et sur l'interaction laser-matière à haute intensité le lecteur peut se rapporter aux thèses de L. Gremillet [110] et E. Martinolli [111].

Récapitulatif : Les divers processus de génération des électrons énergétiques sont : absorption résonnante, chauffage d'écrantage, chauffage J × B et absorption par effet de peau anormal. L'efficacité de production des électrons dépend de la longueur du gradient L_n face avant de la cible solide.

3.2.3 Génération des protons

La production d'ions par irradiation d'une cible solide à l'aide d'un laser ultra-intense a été observée et démontrée depuis 1960 [112]. La génération des faisceaux de proton est directement liée à la propagation des électrons rapides dans la cible solide lors de son irradiation avec un laser ultra intense (figure 3.14). D'une manière générale, la génération et l'accélération des protons vient du champ électrostatique créé par la séparation de charge en face arrière de la cible à cause de la propagation des électrons rapides. Les protons ainsi accélérés se propagent perpendiculairement à la cible et possèdent de nombreuses qualités : source de petite dimension, collimatée et de courte durée qui sont discuté dans le chapitre 5 en relation avec l'utilisation que nous en faisons pour radiographier la matière.

Les articles de A. Pukhov [114] ("Hole-boring effect" ou "mécanisme de séparation de charge") et P. Mora [115] (Expansion plasma) proposent deux mécanismes possibles d'accélération des protons. Ils décrivent les processus à l'origine de la propagation du faisceau de protons émis de la face avant de la cible (côté de focalisation du laser) et en face arrière. Malgré une controverse sur l'efficacité des protons émis en face avant en comparaison de ceux de la face arrière (expériences [116, 117]), il semble actuellement admis que l'accélération face arrière d'une cible de protons est le scénario le plus efficace [118] pour générer un faisceau de proton. C'est la configuration que nous avons utilisé (voir chapitre 4). Nous allons maintenant succinctement décrire les deux mécanismes introduits précédemment.

⋆ Mécanisme de séparation de charge

L'accélération des protons est ici décrite par la séparation de charge introduite par la force pondéromotrice du faisceaux laser. Nous avons déjà vu, dans les processus d'accélération des électrons, qu'elle est à l'origine de leur propagation dans la cible solide. Cette force se trouve être contrebalancé par le champ électrostatique généré par séparation de charge. Ce champ E_s a une amplitude de l'ordre de [114] :

$$E_S \sim \frac{m_e c \omega_{laser}}{2e} \frac{a_0^2}{\sqrt{1 + a_0^2/2}}.$$

L'énergie maximale pour l'accélération des protons en face avant est donc $\sim 0.511 \times 2\sqrt{2}a_0^2$ MeV. En considérant une intensité laser $\sim 10^{19}$W.cm^{-2} on obtient une estimation du champ électrostatique maximal, soit $\sim$ 4.5MeV[114]. Cette estimation ne tient pas en compte des caractéristiques particulières des cibles (épaisseur et matériaux) en comparaison des résultats expérimentaux.

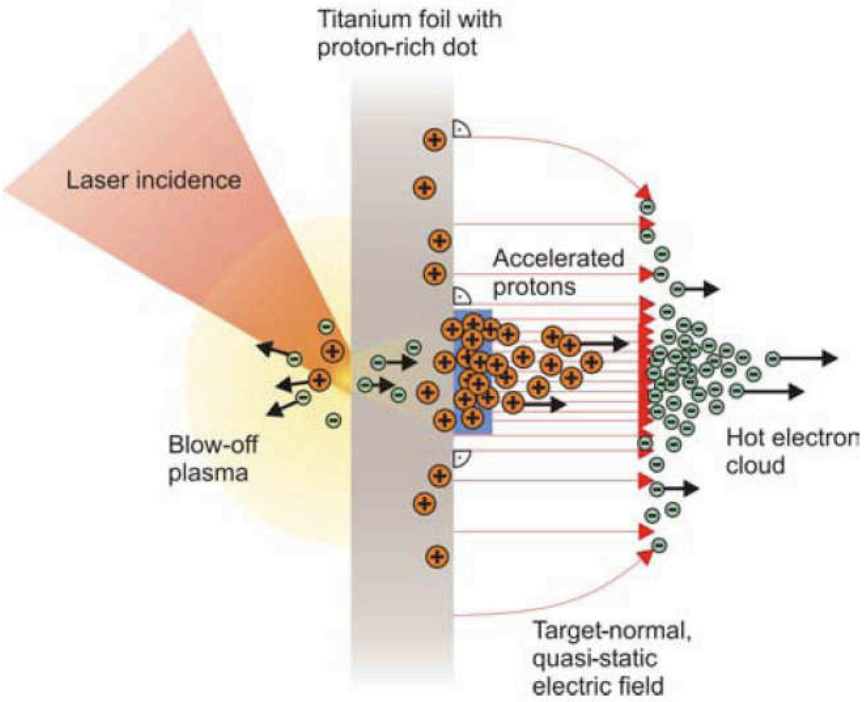


Figure 3.14 Représentation de l'accélération des protons tirée de l'article [113]. Un laser ultra-intense est focalisé sur la face avant d'une cible solide, générant un plasma et accélérant les électrons. Ces électrons pénètrent la cible, ionisent l'hydrogène (contaminant) et les autres atomes se trouvant sur la face arrière de la cible créant un nuage d'électrons en détente ("Debye sheath"). La distribution inhomogène des électrons génère un champ longitudinal accélérateur pour les protons ("target normal sheath acceleration" :TNSA).

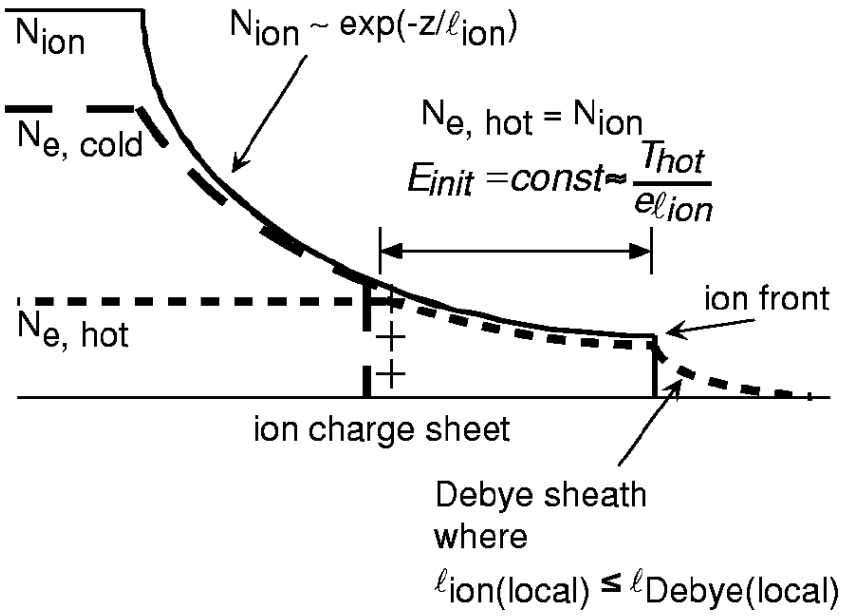


Figure 3.15 Vue schématique [117] de l'accélération des protons en face arrière du plasma en expansion dans le vide.

⋆ Expansion plasma

Lors de la propagation des électrons à travers la cible, une petit partie de ces électrons s'échappe de la face arrière et une autre génère une épaisseur de plasma en face arrière dite "épaisseur de Debye", schématisée [117] sur la figure 3.15. L'épaisseur de cette zone de Debye est $\sim$ 1-5μm et par voie de conséquence le champ électrostatique généré par séparation de charge y atteint des intensités du Teravolt par mètre. Ce champ intense interagit avec des contaminants (hydrocarbure) de la cible, ionise la surface et accélère les ions ainsi créés (schématisé sur la figure 3.14) jusqu'à des énergies >9MeV[119] et au maximum, 58MeV[120]. Néanmoins, comme il est beaucoup plus aisé d'accélérer les protons que le ions (beaucoup plus lourds), ils deviennent les composants majoritaires du faisceaux de particule émis.

Deuxième partie

Formation et mesure des paramètres du jet de plasma

Description des conditions expérimentales

Description des diagnostics

Chapitre 4

Description des conditions expérimentales

Au cours de mes années de doctorat, une solide collaboration autour de l'étude expérimentale des jets de plasma s'est créée entre le groupe PHYHDEL du LULI, le Département de Physique Théorique et Appliqué (CEA/DAM), l'observatoire de Paris (LUTH[1]), le groupe de l'université de York en Angleterre et "l'Institut for Laser Engeneering" (ILE) d'Osaka au Japon. Au sein de cette collaboration, de nombreuses expériences ont été réalisées sur diverses installations laser comme LULI2000, VULCAN et GEKKOXII. Pour chaque campagne expérimentale, chacune des équipes proposait et testait un schéma de cible particulier pour tenter de générer des jets de plasma satisfaisant la similarité avec les jets astrophysiques (chapitre 2). Nous présentons ici ce travail réalisé en amont, consistant au dimensionnement des cibles et à la définition des diagnostics, nécessaires pour préparer une expérience d'astrophysique de laboratoire.

Nous verrons tout d'abord, à travers une brève revue bibliographique des expériences laser sur les jets, les contraintes expérimentales sur le choix des cibles (section 4.1). Puis nous exposons le schéma de la cible que nous avons mis au point afin de générer le jet de plasma : un cône de mousse. Nous décrivons, dans la section 4.3, les différentes expériences effectuées sur le laser LULI2000 en indiquant brièvement les schémas des diagnostics autour de l'enceinte MILKA de ce laser. L'implantation des diagnostics a pour objectif de mesurer les paramètres du jet : vitesse, densité et température. Pour clore ce chapitre, nous décrivons comment le dimensionnement des cibles a été réalisé avec le code numérique 1D (MULTI).

4.1 Contraintes et réalisation expérimentales

Le terme "contraintes" englobe ici l'ensemble des caractéristiques indispensables pour étudier en laboratoire des jets astrophysiques. Cela concerne à la fois la définition des cibles pour se situer dans le cadre de l'invariance et le choix des diagnostics appropriés.

⋆ Contraintes théoriques

Par théorique, nous faisons référence aux nombres sans dimension présentés au chapitre 2 ainsi qu'à l'aspect géométrique des jets astrophysiques. Nous avons vu (chapitre 1) que nous considérons, comme base de nos études, un jet collimaté pour en étudier la propagation et l'interaction avec un milieu ambiant. Une des conditions premières de mon travail de thèse est donc d'être capable de former un jet de plasma à l'aide d'un laser de puissance.

[1]Laboratoire de l'Univers et ses Théories

Des considérations géométriques sur la cible ont, jusqu'à présent, permis de confiner le plasma produit par l'irradiation laser. Ainsi l'utilisation d'un cylindre [77] pour l'expérience présentée dans la section 1.3, ou par collision de plasma en irradiant des cibles positionnées en V (dites "V-foil") [121] ont permis de restreindre l'expansion radiale du plasma. D'autres schémas utilisent le plasma de couronne, pour lequel les pertes radiatives prédominent, en tirant à l'intérieur [75, 122] ou à l'extérieur [123] d'un cône métallique. Certaines expériences, pour des conditions laser particulières, observent également la formation d'un jet collimaté sur la face d'une cible plane métallique interagissant avec l'impulsion laser [76, 124]. Nous avons décidé d'utiliser un cône pour guider le plasma et le collimater par "étranglement" [125]. Pour satisfaire l'ensemble des nombres sans dimensions, il faut générer les conditions plasma telles que son évolution suit les équations de l'hydrodynamique radiative pour un milieu optiquement mince et vérifie les invariants $(\mathcal{M}, \eta, \chi)$.

⋆ Contraintes expérimentales

Pour ce qui concerne la définition des cibles, nous avons choisi délibérément la flexibilité afin de pouvoir nous adapter aux différentes installations et intensités laser disponibles. Par exemple, le schéma de cible utilisé par Foster et *al.* (présenté au chapitre 1) requiert une énergie très importante pour amener le plasma de titane aux vitesses nécessaires de l'ordre de 100 km/s et plus. L'utilisation de cibles similaires n'étaient pas envisageable sur les installations utilisées au cours de cette thèse.

De plus, contrairement aux expériences de Shigemori et *al.* [75], nous pensons qu'il est souhaitable de faire propager les jets en face arrière de la cible, pour découpler l'évolution du plasma de l'interaction laser. En effet, comme cela a déjà été observé précédemment, le laser perturbe la propagation et induit des phénomènes "parasites" [126] difficiles à quantifier. Par ailleurs, comme la propagation du jet se fait du côté du faisceau incident, le milieu ambiant gazeux peut être perturbé ou voir ses propriétés être modifiées par le laser (ionisation par exemple). La focalisation du laser sur la cible solide avec un gaz comme milieu ambiant correspond aux conditions expérimentales de l'étude des ondes de détonation [127]. La présence de cette onde en amont du jet perturbe l'étude de son interaction avec le gaz. Dans ces conditions, on doit alors traiter non seulement la physique d'un jet se propageant dans un milieu mais également le couplage avec le faisceau laser. Ainsi nous pensons qu'il est préférable de favoriser des cibles dont la propagation du plasma est complètement découplé du laser, au prix de perte radiatives plus faibles. C'est sur ce dernier point que se situe le challenge pour choisir un schéma de cible approprié pour générer un jet de plasma similaire au cas astrophysique.

4.2 Description de la cible : Cône de mousse

Au cours de ce travail de thèse, nous avons exploré plusieurs géométries de cible pour confiner et générer un jet plasma que se soit sur les installations laser LULI2000, GEKKO XII, VULCAN et ASTRA. Nous détaillons ici plus particulièrement le schéma de cible sur lequel porte ce travail de thèse : le cône de mousse développé par le groupe PHYHDEL. Pour les autres types de cibles testées, nous dirigeons le lecteur vers les articles associés à l'expérience sur VULCAN au RAL [128], celle réalisée sur ASTRA[2] [122], et enfin celle utilisant le schéma de cible de l'équipe Japonaise utilisées à ILE [129] .

Le principe de génération du jet de plasma à l'aide des cibles "cône de mousse" est décrit sur la figure 4.1 qui présente les étapes de l'évolution du plasma dans la cône de sa formation (choc)

[2]Laser à haut taux de répétition se situant au Rutherford Appleton Laboratory en Angleterre

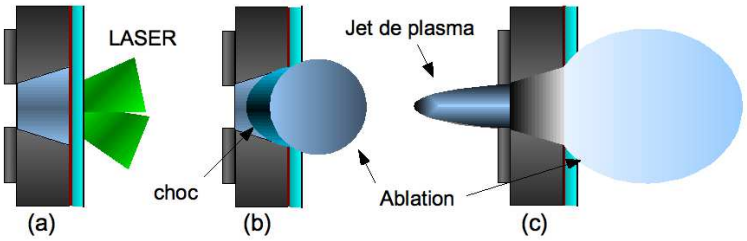


Figure 4.1 Principe de formation du jet de plasma

à sa collimation. Lors du processus d'ablation (décrit au chapitre 3.1.1), un choc est créé et se propage dans la cible solide puis dans la mousse qu'il va comprimer et chauffer. Le plasma est ensuite guidé sur l'axe du cône et dans un cylindre (ou rondelle) en sortie du cône de mousse pour former le jet. Le processus exact de génération du jet dans le cône est complexe et les détails ne sont pas complètement établis. En effet, nous n'avons pas pu accéder à des mesures expérimentales de la propagation du choc dans le cône rendant difficile toute interprétation. De plus, même si des simulations 2D ont été réalisées (chapitre 6), il reste délicat de les utiliser comme moyen d'interprétation car elles sont extrêmement sensibles au maillage choisi, ainsi qu'aux conditions aux limites sur les parois du cône.

La flexibilité de la cible est assurée par la possibilité d'en faire varier les caractéristiques telles que les épaisseurs du bicouche solide, l'angle du cône, la densité et la composition de la mousse ainsi que les conditions lasers (lame de phase, intensité) dont les détails sont présentés ci-dessous. Une grande partie de ces caractéristiques ont été explorées et modifiées lors de nos expériences. Les changements induits sur la dynamique du jet sont décrits en détail dans le chapitre 6 consacré aux données expérimentales ainsi qu'à leur analyse.

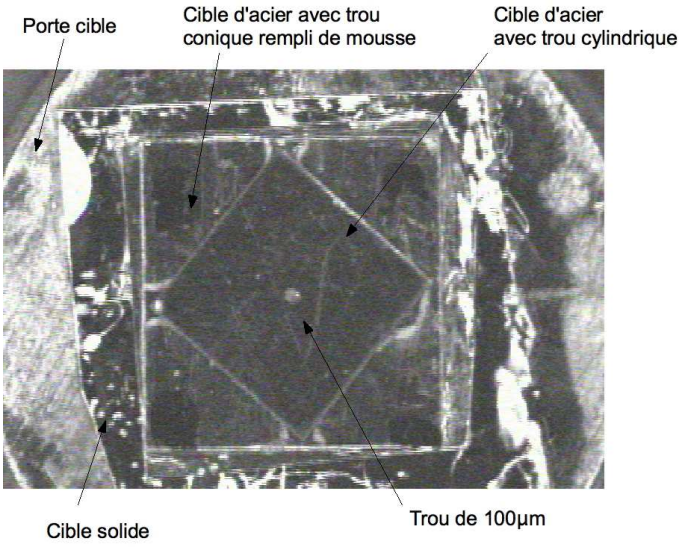


Figure 4.2 Photographie de la cible face arrière entièrement montée avant d'être utilisée au centre de l'enceinte en expérience.

Sur la figure 4.2, nous présentons une photographie en face arrière d'une cible complètement montée (l'assemblage général de la cible effectué au LULI) et composée de la façon suivante :

⋆ **Une cible solide côté laser**

La première partie de notre cible est très classique dans le sens où elle est conçue pour générer un choc fort tout en minimisant les effets de préchauffage. Cela consiste donc en une cible solide, bicouche, qui fait fonction d'ablateur et de pousseur. Ses caractéristiques ont été choisies (tableau 4.3) en accord avec l'intensité laser à disposition lors de la dernière expérience (voir ci-dessous campagne de février 2008) pour se placer dans des conditions identiques aux premiers tirs (tirs de novembre 2005). Ce dimensionnement est réalisé à l'aide de simulations numériques présentées dans le chapitre 4.4 ci-dessous. La composition du bicouche permet une accélération du choc dans la mousse comme nous l'avons vu dans le chapitre 3.1.2.1. La cible solide est constituée :

- d'un ablateur de plastique (CH) qui est un matériau de Z faible pour éviter une génération importante de rayonnement X,
- d'un bouclier de titane (Ti) pour bloquer le rayonnement restant et préserver la mousse d'un préchauffage important [130]. Par ailleurs une mince couche d'aluminium côté laser a été utilisée pour éviter toute irradiation laser directe possible au tout début de l'impulsion, ce qu'on appelle le "shinethrough" en anglais.

La cible solide permet de générer un choc fort dont les caractéristiques (vitesse, pression) peuvent être parfaitement estimées grâce aux simulations numériques avant l'entrée dans le cône de mousse. Pour les premiers tirs sur les cônes de mousse nous avons utilisé des bicouches déjà fabriqués pour les expériences de choc radiatif précédant ce travail de thèse (thèse de T. Vinci). La première campagne expérimentale s'est déroulée dans une phase de mise en route de l'installation LULI2000 dont les caractéristiques (énergie sur cible et forme de l'impulsion) ont évolué au cours de mon travail de thèse. Bien que le bicouche initial n'était pas le plus favorable à notre schéma de cible, nous avons décidé d'en maintenir les caractéristiques (matériaux et épaisseurs). La connaissance du choc incident à la sortie de la cible solide, facilite la compréhension de la propagation du choc dans le cône et son étude analytique.

⋆ **Un trou conique rempli de mousse**

Le bicouche est collé à l'entrée d'un trou conique formé par électro-érosion dans une plaque

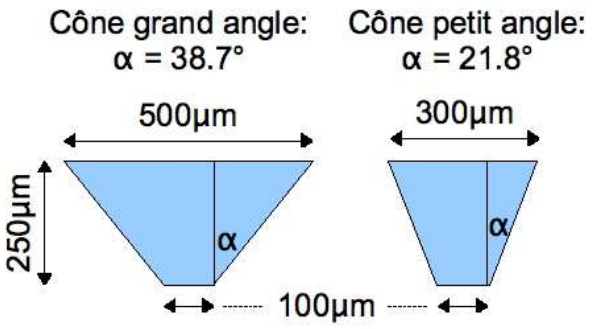


Figure 4.3 Schéma des cônes. (a) on y voit la composition de la cible (cible solide + cône de mousse). (b) génération du choc. (c) formation de jet de plasma.

d'acier inoxydable de 250μm d'épaisseur. Deux angles du cône ont été utilisés en adéquation avec la dimension de la tâche focale du faisceau laser : un grand angle ($\alpha = 38{,}7°$) pour la tâche focale de 500μm et un petit angle ($\alpha = 21{,}8°$) pour celle de 200μm comme cela est schématisé sur la figure 4.3.

Les cônes sont remplis d'une mousse de TriMethylolPropane TriAcrylate (TMPTA) de différentes densités [131, 132], allant de 20 mg.cm^{-3} jusqu'à 200 mg.cm^{-3} (incertitude sur la densité de la mousse $\sim$ 10%). L'avantage de la mousse est de pouvoir atteindre, en fonction des éner-

gies laser disponibles durant les expériences, une vitesse de choc importante (nécessaire pour atteindre la similarité), plus facilement que pour une cible solide à densité nominale.

Pour les besoins du diagnostic de radiographie X (chapitre 5.1.3), la mousse a été dopée en brome (Br) afin d'obtenir un contraste suffisant. De plus, la variation de pourcentage en masse du dopant a été utilisée pour observer si la dynamique du jet est modifiée par l'augmentation possible des pertes radiatives. Nous avons donc utilisé des mousses contenant plus ou moins de brome, de 5 à 30% en masse.

Les formules empiriques ainsi que les caractéristiques des mousses dopées utilisées sont présentées dans le tableau 4.1. La masse molaire moyenne moléculaire, $\overline{M}$, et le numéro atomique moyen, $\overline{Z}$ sont définis par :

$$\overline{M} = \frac{\sum_i n_i Mi}{\sum_i n_i} \tag{4.1}$$

$$\overline{Z} = \frac{\sum_i n_i Zi}{\sum_i n_i} \tag{4.2}$$

Pour une espèce i de la molécule, M_i est la masse molaire atomique, Z_i le numéro atomique et n_i le nombre d'atomes de l'espèce i.

Dopant en Br (%)	Formule empirique	$\overline{M}$ (g/mol)	$\overline{Z}$
0	$C_{15}H_{20}O_6$	7.22	3.85
5	$C_{51}H_{38}O_{19}Br_{0,6}$	9.2	4.7
20	$C_{43}H_{32}O_{16}Br_{2,5}$	10.7	5.4
30	$C_{37}H_{28}O_{14}Br_{3,7}$	12	5.9

Tableau 4.1 Formule empirique, masse molaire et numéro atomique moyen de la mousse dopée en Br.

⋆ **Un cylindre "collimateur" en sortie du cône**

Afin de forcer la collimation, un cylindre (en anglais "washer") a été ajouté pour la majorité

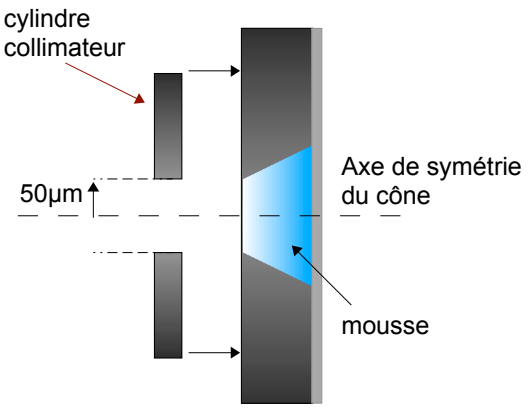


Figure 4.4 Cylindre collimateur en sortie du cône de mousse.

des tirs et, pour certains, nous avons pu comparer l'influence de ce trou de guidage sur l'évolution

du jet de plasma en sortie du cône (figure 4.4). Celui-ci, également fabriqué par électro-érosion dans une plaque d'acier, a un diamètre et une longueur de 100μm. Le collage de ce cylindre à la sortie du cône était une partie critique de la fabrication de la cible. On comprend bien que le positionnement précis de ce cylindre (centré sur l'axe du cône) était absolument nécessaire pour éviter toute perturbation sur la génération du jet de plasma ou déviation de sa propagation.

4.3 Expériences sur LULI2000

Durant cette thèse, j'ai réalisé plusieurs expériences sur les installations du LULI, du RAL et de l'ILE. Pour des raisons de clarté du manuscrit et de concision, certaines de ces expériences ne sont pas décrites ici. C'est notamment le cas pour les campagnes avec les cibles de type V feuilles (effectuée au RAL avec le laser VULCAN) pour lesquelles les lecteurs pourront satisfaire leur curiosité grâce à l'article [128] ou la thèse de C. D. Gregory [121]. Il en est de même pour l'expérience sur la génération de jet avec une impulsion brève et à haut taux de répétition [122] qui a été réalisé sur le laser ASTRA (RAL). Enfin, certains tirs ont été réalisés au Japon avec le laser GEKKO XII (ILE) [133].

Dans ce paragraphe, nous allons décrire les paramètres lasers, l'ensemble des diagnostics et les conditions initiales sur les cibles cône de mousse des expériences réalisées au LULI. Par la suite, nous ne ferons plus référence aux expériences proprement dites mais uniquement aux résultats sous forme de synthèse par diagnostics ou selon les types de cible. Enfin, la description précise des diagnostics est faite quant à elle dans le chapitre 5.

Les premiers tirs "tests" sur ces cibles (en préparation des campagnes suivantes) ont été réalisés au cours d'une expérience dédiée à l'étude de la collision de choc (campagne "double choc" chapitre 7) en novembre 2005. Deux campagnes expérimentales attribuées à l'étude des jets de plasma ont été effectuées sur l'installation laser LULI2000 : celles de mai 2006 et de février 2008. Par ailleurs, lors d'une campagne consacrée aux chocs radiatifs (janvier 2006), nous avons bénéficié du diagnostic principal mis en place (radiographie X à 2,382 Å soit $\sim$ 5.2keV) permettant d'obtenir la densité du jet de plasma. L'objectif de la campagne de février 2008 a été d'étudier l'interaction du jet avec un milieu ambiant, et cela à l'aide des nouvelles caractéristiques de LULI2000, le laser Pico2000. Nous avons donc pu utiliser un nouveau diagnostic : la radiographie protonique.

LULI2000					
Expériences	$< E_{tot} >(\omega)$	Durée	Lame de phase	Tâche focale	Intensité effective
Novembre 2005	1400 J	1.5ns	PZP	500μm	7.5×10^{13} W.cm^{-2}
Janvier 2006	500 J	1ns	PZP	500μm	3.5×10^{13} W.cm^{-2}
Mai 2006	1400 J	1.5ns	RPP	200μm	3×10^{14} W.cm^{-2}
Février 2008	1000 J	1.5ns	HPP	400μm	8×10^{13} W.cm^{-2}

Tableau 4.2 Conditions Laser du LULI2000 pour les expériences de jet de plasma. L'intensité effective correspond à l'estimation de l'intensité laser sur cible à 2ω tenant compte de la conversion ($\sim$40%), pertes sur les optiques et 80% d'énergie dans la tâche focale.

Les diverses conditions laser rencontrées au cours des expériences sont résumées dans le tableau 4.2. Tout d'abord, il est nécessaire de préciser que l'énergie laser maximale mise à disposition dépend de la durée d'impulsion. Ainsi, pour la campagne de novembre 2005 (resp.

janvier 2006) pour $\tau = 1.5$ns (resp. $\tau = 1$ns) l'énergie est limitée à 1 kJ (resp. 700J) à ω. Lors de ces campagnes, il a été difficile d'obtenir de la part de l'équipe laser une précision de plus de 30% de l'énergie à ω en raison notamment de calorimètres absolus défaillants. A cela s'ajoute l'erreur sur le facteur de conversion des KDP, les pertes sur les différents optiques et celles liées à la focalisation avec des lames de phase (80%). Le seul moyen d'obtenir une valeur d'intensité sur cible valable est la mesure des vitesses de choc sur des cibles solides qui sont alors comparées avec des simulations mono-domensionnelles MULTI. L'obtention par simulation de la même vitesse de choc permet ainsi de remonter à l'intensité sur cible effective. C'est la méthode que nous avons tentée d'appliquer aussi souvent que possible comme cela est décrit dans le paragraphe 5.2.3. Les intensités présentées dans le tableau 4.2 tiennent compte de l'ensemble des pertes estimées à l'aide de cette méthode (dans la mesure du possible).

Signalons que lorsqu'un diagnostic de radiographie était mis en oeuvre nous n'avons eu à disposition qu'un seul faisceau laser pour générer le jet de plasma, l'autre étant utilisé pour créer soit une source X soit une source protonique (janvier 2006 et février 2008).

Pour l'ensemble des campagnes du LULI, nous avons utilisé des lames de phase soit RPP pour "Random Phase Plate", soit PZP pour "Phase Zone Plate" et soit HPP pour "Hybrid Phase Plate" afin d'uniformiser la tâche focale du faisceau. La raison est qu'il existe, lors de la focalisation du faisceau, des points de surintensité dus à l'interférence du faisceau avec lui même. Ces "points chauds", comme on dit communément, entraînent des effets non linéaires indésirables et des instabilités hydrodynamiques dues à un éclairement non uniforme de la cible. L'ensemble de ces processus sont à proscrire pour former un choc uniforme, nécessaire dans notre cas. Pour éviter ce problème, Y. Kato et al. [134] développa en 1984 le principe des lames de phase aléatoires RPP (Random Phase Plate). Ces lames de phase sont constituées de petits carrés qui déphasent le faisceau de 0 ou π de manière aléatoire. Chaque petit carré agit comme une pupille de diffraction qui divise le faisceau en plein de petits faisceaux. Ces petits faisceaux sont superposés par la suite grâce à la lentille de focalisation du laser. Le profil d'intensité pour les RPP est une enveloppe en sinus cardinal. Pour obtenir un profil plan, nous avons utilisé des lames PZP (Phase Zone Plate) [135]. Les carrés sont remplacés par des lentilles de Fresnel qui permettent d'obtenir un profil supergaussien. Nous avons utilisé au cours de la dernière campagne, une nouvelle génération de lames de phase : HPP pour "Hybrid Phase Plate" (développée par D. A. Pepler au RAL) qui permet d'obtenir un profil supergaussien sans point chaud central (présent pour les PZP) et qui évite la défocalisation de la lentille et donc les aberrations qui en découlent.

4.3.1 Premiers tirs sur les cônes de mousse

Les premiers tirs effectués en novembre 2005, pendant la campagne "double choc" (chapitre 7) ont permis de tester le principe du cône rempli de mousse tout en mesurant un grand nombre de paramètres du jet de plasma lors de sa propagation dans le vide. Pour satisfaire les contraintes présentées auparavant (4.1), nous avons mis en place des diagnostics dit "face arrière" (dans l'axe du jet de plasma) et "transverse" (perpendiculairement à sa propagation) comme décrit sur la figure 4.5 où sont spécifiées leurs dispositions autour de l'enceinte MILKA du LULI2000 (schématisée en violet). Les couleurs prises pour les diagnostics correspondent aux domaines spectraux utilisés pour chaque diagnostic : rouge pour les VISAR à $\lambda = 1{,}06\mu$m, bleu à $\lambda = 0.450\mu$m pour l'émissivité face arrière et enfin vert pour les diagnostics transverses à $\lambda = 0.532\mu$m. Lors de cette expérience nous avons testé deux densités de mousse, 50 et 100 mg/cc ainsi qu'avec et sans cylindre de collimation à la sortie du cône.

En janvier 2006, dans le cadre de l'expérience sur le choc radiatif, nous avons bénéficié du

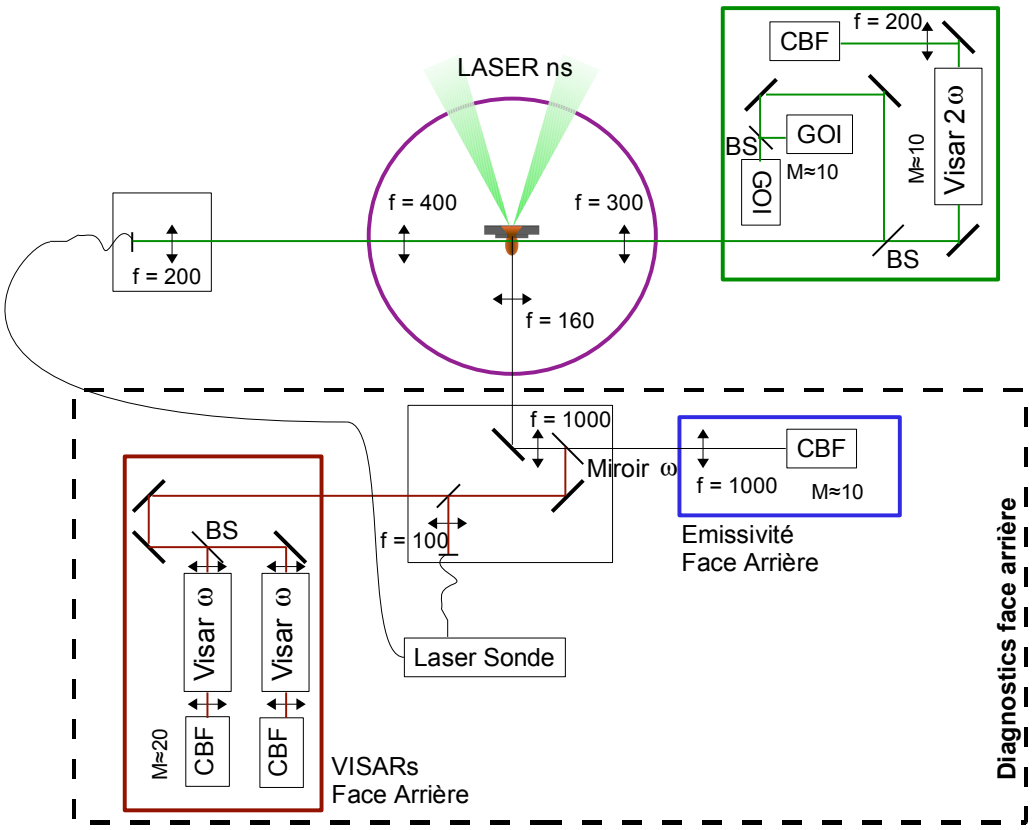


Figure 4.5 Expérience de novembre 2005. (BS = "Beam Splitter" pour lame séparatrice)

diagnostic de radiographie X pour obtenir, par mesure d'absorption la densité du jet de plasma. Le système d'imagerie X est basé sur un cristal sphérique 2D [136, 137] qui permet d'atteindre une bonne résolution ($\leqslant 10\mu$m) ainsi qu'une image monochromatique. Le schéma simplifié de cette campagne expérimentale est présenté sur la figure 4.6. Un seul faisceau génère le choc dans le bicouche solide alors que le second génère la source X.

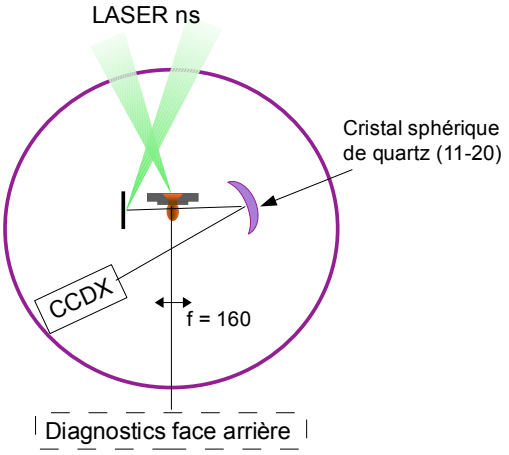


Figure 4.6 Expérience de Janvier 2006.

4.3.2 Campagne européenne (mai 2006)

La campagne expérimentale de Mai 2006, proposée au LULI par N. Woolsey et son équipe, avait pour objectif l'étude de la génération et de la propagation dans le vide de jet de plasma à l'aide de cible dite "feuilles en V". Ces cibles sont composées de deux feuilles métalliques d'épaisseur (**e**), qui sont placés en "V" avec un angle θ par rapport à l'axe central (figure 4.7). Les faisceaux laser sont focalisés sur la partie extérieure du V à une distance d, l'un de l'autre. Le plasma, face arrière de la cible, se détend perpendiculairement aux feuilles et stagne sur l'axe des feuilles en V. La composante axiale du moment étant quant à elle conservée, on observe un jet de plasma s'éloignant du point de stagnation. Au cours de l'expérience, nous avons testé deux angles différents, $\theta = 45°$ et $70°$ ainsi que deux feuilles de matériaux différents : aluminium et or. Pour plus de détails sur les résultats obtenus avec ce type de cibles, nous dirigons le lecteur vers la thèse de C. D. Gregory [121] ainsi que l'article [128]. Il est nécessaire pour l'utilisation de ces cibles d'avoir une intensité laser relativement importante afin d'obtenir une expansion du plasma en face arrière la plus rapide possible. Pour cela, nous avons utilisé une tâche focale plus petite, de 200μm de diamètre avec RPP.

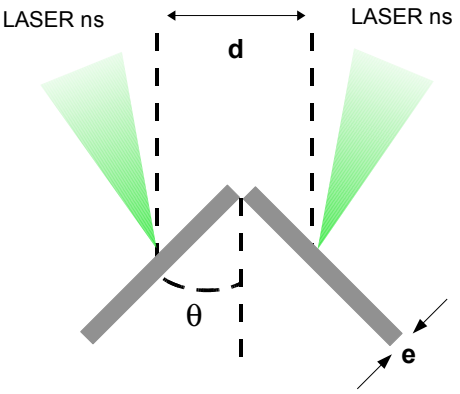


Figure 4.7 Schéma des cibles en V.

Au cours de cette campagne, nous avons également réalisé un certain nombre de tirs sur nos cibles, modifiées en raison de conditions laser différentes des précédentes campagnes. Nous avons pu ainsi tester un autre angle du cône, 21.8° (figure 4.3), mieux adapté à la dimension de la tâche focale. Les densités de mousse lors de cette campagne ont varié de 20mg/cc à 200mg/cc, soit avec 30% de brome soit sans dopant. Nous avons également ajouté un nouveau diagnostic d'émissivité transverse (figure 4.8) afin de sonder en émission l'évolution de la propagation du jet.

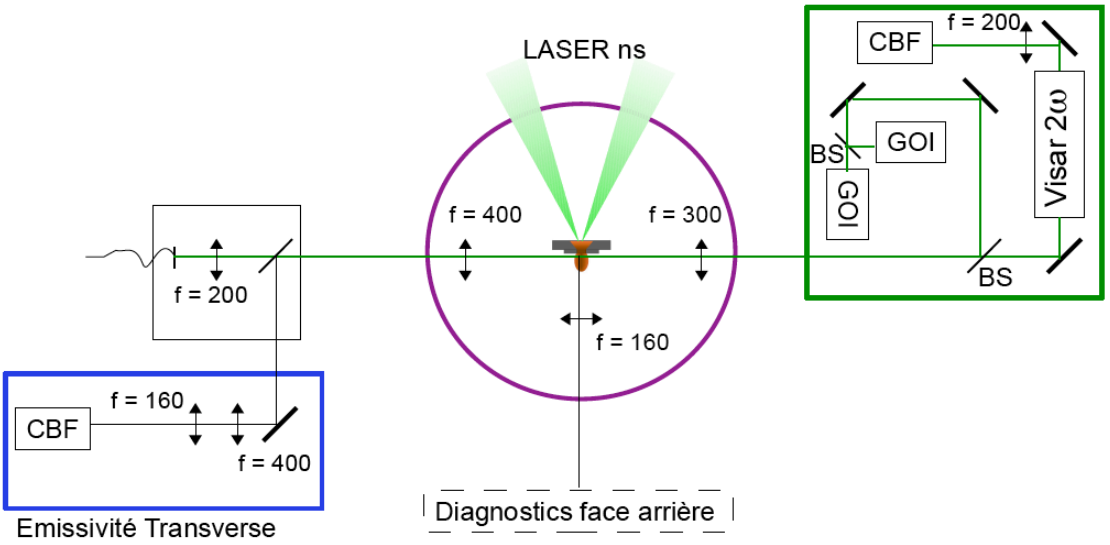


Figure 4.8 Expérience de Mai 2006.

4.3.3 Expérience avec milieu ambiant (février 2008)

La dernière campagne expérimentale effectuée sur LULI2000 est dédiée à l'étude de la propagation du jet de plasma dans un milieu ambiant extérieur (un jet de gaz d'Argon) afin d'être plus représentatif des situations astrophysiques. Pour ce faire, nous avons utilisé une buse supersonique de 1mm de diamètre. Le choix de la buse supersonique par rapport à une buse sonique est d'obtenir un profil plat le long de la propagation du jet [138]. La pression initiale pour la buse a variée de 5 à 80 bars ce qui correspond à une densité de neutres allant de 6×10^{17} à 10^{19} cm^{-3}.

Au cours de cette campagne, nous avons bénéficié du nouveau faisceau laser PICO2000 qui a permis l'implantation de diagnostics novateurs comme la radiographie Kα et protonique (voir chapitre 5). PICO 2000 est une impulsion laser d'une durée de 1ps, 100J d'énergie à ω que l'on focalise avec une parabole f/4 dont $\sim$25% de l'énergie se trouve dans une tâche focale de $\sim$8μm. Pour la radiographie, deux cibles de matériaux différents ont été utilisées : de l'aluminium pour les protons ou du scandium pour l'émission X Kα à $\sim$ 4keV. Sur le schéma 4.9 est représenté l'ensemble des diagnostics ainsi que la radiographie protonique. La radiographie Kα, prévue avec un cristal sphérique 2D (voir chapitre 5), n'est pas représentée car le niveau d'émission X était bien trop faible pour permettre son utilisation avec succès. La conversion en rayonnement Kα due à la propagation des électrons relativistes dans la cible de scandium a été inefficace en raison d'un niveau d'ASE du faisceau picoseconde beaucoup trop important vraisemblablement.

Grâce à la symétrie cylindrique du système étudié, nous avons pu utiliser simultanément à la radiographie protonique, un diagnostic d'interférométrie et d'émissivité transverse (chapitre 5). Pour cela nous avons incliné l'axe optique de 20° par rapport au plan laser. Sur la figure 4.10 est représentée sur une vue d'ensemble, l'implantation de la buse de gaz, de la cible et du faisceau sonde transverse. La cible est centrée sur la buse et placée à $\sim$ 4mm en hauteur de son bord pour éviter le plus possible les perturbations lors de la déclenche du gaz quelques μs avant le tir du faisceau principal (voir chapitre 7 pour les détails sur la buse de gaz).

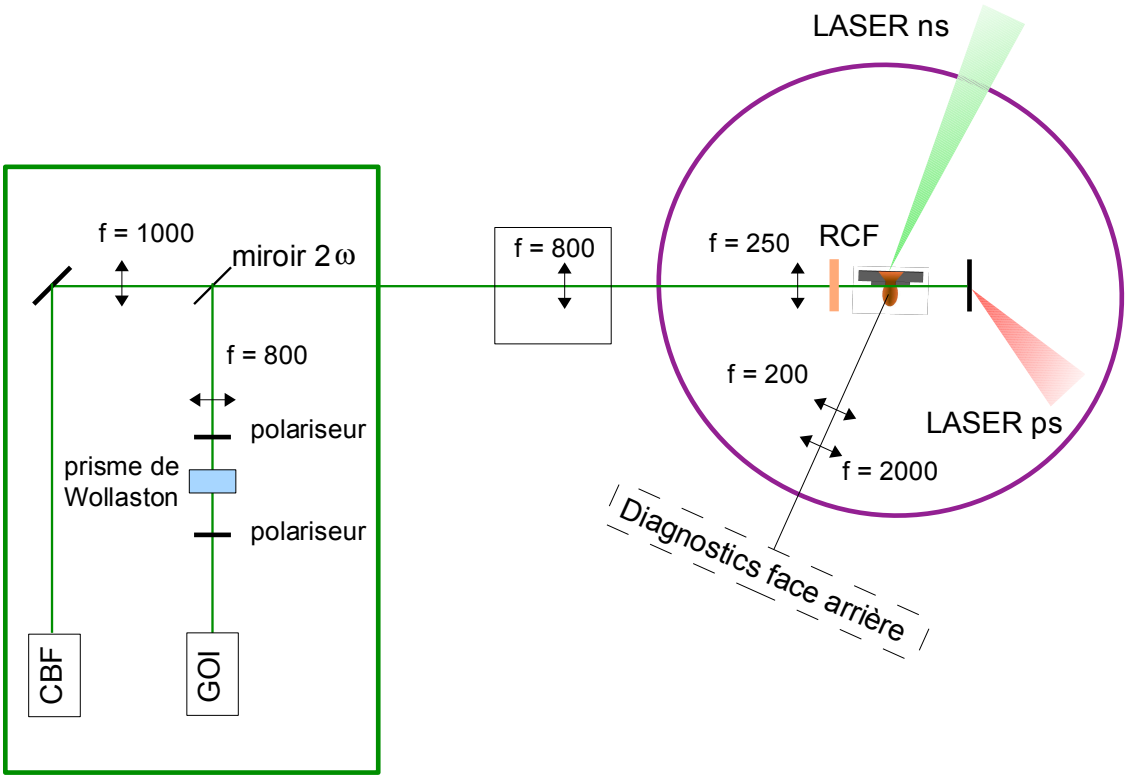


Figure 4.9 Schéma de l'expérience de Février 2008.

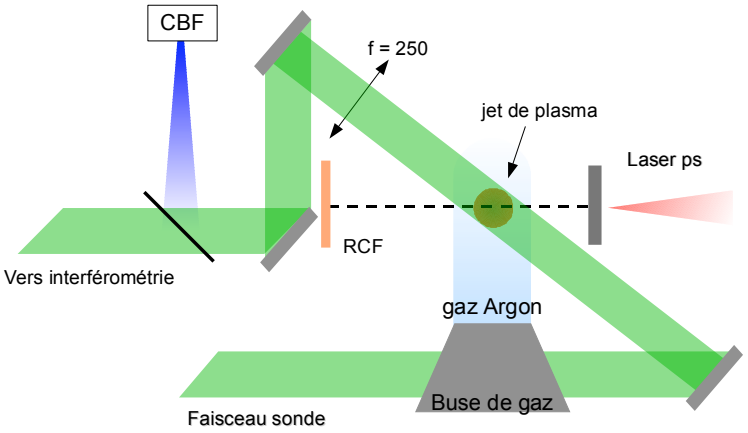


Figure 4.10 Vue dans le plan vertical de l'expérience de Février 2008.

Récapitulatif : Les premières expériences nous ont permis de mesurer l'ensemble des paramètres du jet lors de sa propagation dans le vide. Nous avons également testé de nombreuses conditions initiales :

- sur le laser : diverses intensités laser, dimensions de tâche focale et lames de phase (RPP et PZP),
- sur la cible : densité de mousse (20 mg/cc, 50mg/cc, 100mg/cc et 200mg/cc), dopant en brome (0%, 5%, 20% et 30% en masse), avec et sans cylindre de sortie.

Enfin l'expérience de 2008, fort des connaissances acquises précédemment, a permis d'étudier la propagation du jet de plasma dans un milieu gazeux.

4.4 Code monodimensionnel : MULTI

Les simulations hydrodynamiques représentent un apport majeur dans les expériences d'astrophysique de laboratoire. Elles permettent en tout premier lieu de dimensionner correctement les cibles avant les campagnes expérimentales. Nous exposons cet aspect particulier dans la suite de ce chapitre pour les expériences de novembre 2005 et février 2008. De plus, les simulations sont également un outil indispensable à l'interprétation des données expérimentales ainsi qu'à la détermination de l'évolution temporelle du système. Afin de remplir ces deux objectifs, nous avons utilisé deux codes d'hydrodynamique radiative qui ont été développés pour traiter l'interaction laser-matière en régime ns :

- MULTI [139] pour les aspects monodimensionnels [3].
- DUED [140, 141, 142, 143] pour tout ce qui concerne les effets bidimensionnels [4].

Concernant les simulations DUED, la complexité de la cible n'a pas permis de les utiliser comme outil pour le dimensionnement mais permet d'interpréter le processus de formation du jet.

Nous avons décrit dans le paragraphe 4.2 les raisons de la composition du bicouche, l'utilisation du plastique comme ablateur et du titane comme bouclier. Nous allons ici, à l'aide de MULTI, décrire comment les épaisseurs ont été choisies en fonction de l'intensité laser mise à disposition pour deux campagnes particulières : novembre 2005 et Février 2008.

Pour les premiers tirs de novembre 2005, nous avons décidé d'utiliser les bicouches disponibles, c'est-à-dire : 0.16 μm Al / 20 μm CH / 3 μm Ti [5]. Afin de maintenir une cohérence entre l'ensemble des tirs, nous avons décidé de garder ces conditions pour pouvoir comparer les résultats au cours des diverses campagnes. Pour la dernière campagne de février 2008, nous avions prévus une intensité laser $\sim 5\times10^{13}$ W.cm^{-2} < I < 8.10^{13} W.cm^{-2}. Pour cela, nous avons tenu compte de l'énergie moyenne disponible sur un faisceau en mai 2006 soit : $\sim$ 700J à ω. Nous avons vérifié pour cette gamme d'intensité, les épaisseurs adaptées pour le bicouche afin d'obtenir des conditions de choc identiques aux cas précédents.

Le choix des épaisseurs des différentes couches de la cible solide est guidé par le désir de maximiser la vitesse du choc dans la mousse tout en la préservant d'un préchauffage laser néfaste pour la propagation du choc. Sur la figure 4.11 est représentée en densité massique le résultat de la simulation de la propagation du choc (de droite à gauche), dans un bicouche de 20μm de CH et 3μm de Ti avec une intensité laser de 7.5$\times$ 10^{13} W.cm^{-2}. Le laser induit une pression d'ablation ($P_{ab} \sim 12$ Mbar) formant le choc fort qui se propage ensuite avec une vitesse moindre dans le titane, en raison du processus de désadaptation d'impédance (paragraphe 3.1.2.1). Celui-ci est transmis à la mousse de plastique de 50mg/cc [6] et se propage à une vitesse de $\sim$ 45 km/s (soit 0.87 Mbar) comme nous pouvons le voir sur la figure 4.11. La température simulée dans la mousse avant le débouché du choc du titane est de l'ordre de $\sim$ 0.03 eV. Nous considérons donc que la mousse a été préservée du préchauffage laser.

Pour une intensité laser prévue défavorablement de 5×10^{13} W.cm^{-2}, la pression d'ablation décroît à $\sim$ 8.8 Mbar entraînant, pour la même épaisseur de bicouche qu'auparavant (20μm de

[3] Le terme MULTI vient de MULTIgroup radiation transport in MULTIlayer foil est un code hydrodynamique lagrangien implicite monodimensionnel avec rayonnement développé au Max Planck Institut für Quantenoptik à Garching par Ramis et al. La version que nous utilisons a été améliorée depuis plusieurs années au LULI [15].

[4] code bidimensionnel lagrangien développé par S. Atzeni à l'ENEA (frascati, Italie)

[5] L'impact hydrodynamique de la très fine couche d'aluminium (0.16μm) est négligeable, nous n'en avons donc pas tenu compte pour la suite des simulations.

[6] Nous avons utilisé les tables Sésame [144] du polystyrène pour la mousse de TMPTA. La mousse de TMPTA a été étudiée précédemment dans la thèse de F. Philippe [145] où l'utilisation de ces tables a été validée dans des conditions proches de nos expériences.

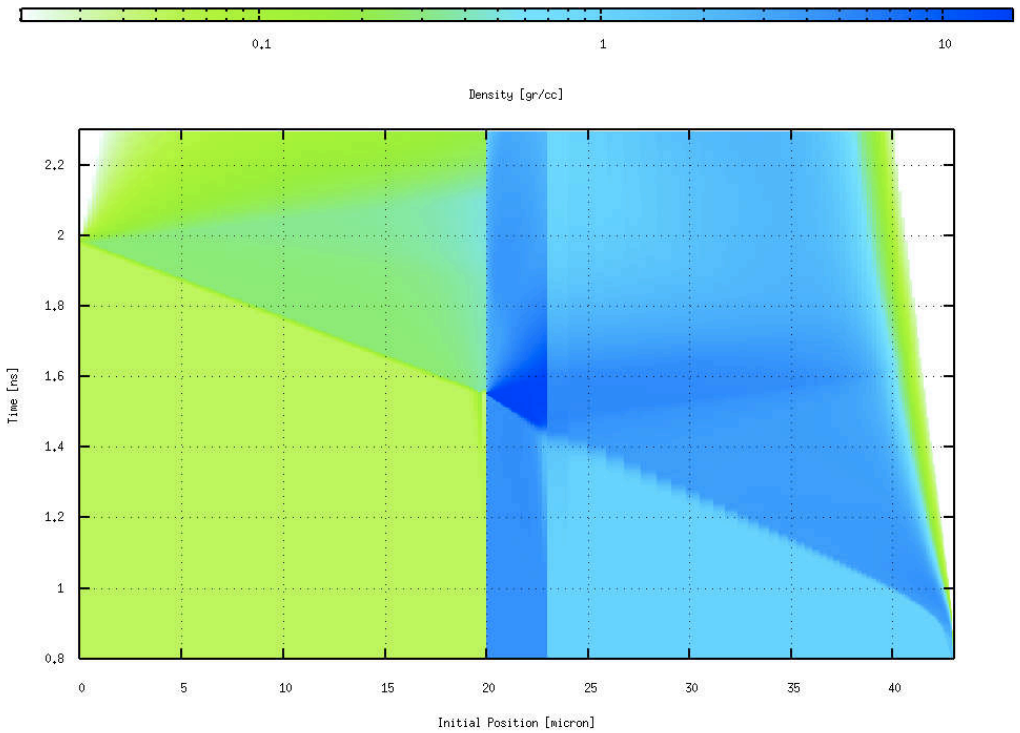


Figure 4.11 Simulation 1D (en densité (g/cc)) de la propagation du choc dans une cible solide de 20μm de CH et 3μm de Ti puis dans une mousse de 50 mg/cc. L'intensité laser est de 7.5$\times$ 10^{13} W.cm^{-2} et l'irradiation laser débute de la droite de l'image à 1ns. L'épaisseur de titane se situe entre 20 μm et 23 μm en position initiale (axe des abscisses).

CH et 3μm de Ti) une diminution de la vitesse du choc à 37 km/s.

Pour obtenir des conditions de choc dans la mousse néanmoins identiques à cette intensité laser plus faible (campagne de février 2008), nous avons diminué les épaisseurs du bicouche. Les contraintes sur le choix du nouveau bicouche sont :

- Obtenir les paramètres du choc dans la mousse proches de ceux obtenus auparavant (4.11),
- Eviter tout préchauffage de la mousse,
- Faire un compromis sur l'épaisseur de la cible pour faciliter son collage. En effet, lors du collage du bicouche sur le cône de mousse, on exerce une forte pression entre le cône et la cible solide pour permettre un contact uniforme. Si le bicouche est trop fin, des déchirements lors de cette étape de fabrication sont inévitables. C'est pourquoi, nous ne pouvons pas nous permettre uniquement de réduire de manière drastique les épaisseurs des matériaux pour atteindre la vitesse désirée dans la mousse.

Pour un bicouche composé de 9 μm CH / 2 μm Ti, les simulations MULTI permettent d'obtenir un encadrement des vitesses du choc dans la mousse en tenant compte des incertitudes sur l'intensité laser espérée (5×10^{13} W.cm^{-2} $<$ I $<$ 8.10^{13} W.cm^{-2}) soit : 40 km/s $\leqslant$ U_S $\leqslant$ 47 km/s. La valeur simulée de la température avant le débouché de choc du titane pour l'ensemble des simulations est également de l'ordre de 0.03eV.

Pour deux intensités lasers différentes, il est donc possible de produire les mêmes conditions de choc dans le cône de mousse et donc de former des jets équivalents. Dans le tableau 4.3, nous résumons les épaisseurs des matériaux du bicouche utilisées entre les deux campagnes expérimentales avec les intensités effectives. Pour les deux expériences (janvier 2006 et mai

2006), on a conservé les mêmes caractéristiques du bicouche que celle de novembre 2005.

Intensité Laser	durée de l'impulsion	caractéristique de la cible solide (Al côté laser)
7.5×10^{13} W.cm^{-2}	1.5ns	20 μm CH / 3 μm Ti
8×10^{13} W.cm^{-2}	1.5ns	9 μm CH / 2 μm Ti

Tableau 4.3 Epaisseurs et matériaux du bicouche pour la cible cône de mousse en fonction des conditions laser. On rappelle l'utilisation d'une fine couche d'aluminium sur l'ablateur, côté laser, de l'ordre de 0.16μm afin d'éviter le "shinethrough".

Récapitulatif : La flexibilité de la cible par rapport aux conditions laser de l'installation est réalisée par modification d'épaisseur de la cible solide, comme le démontre les simulations MULTI 1D. L'outil numérique, en plus d'être une aide précieuse pour le dimensionnement des cibles, caractérise précisément la propagation du choc dans la cible solide. Ce dernier point est essentiel afin d'interpréter et d'estimer analytiquement par la suite, l'évolution du choc dans le cône.

Chapitre 5

Description des diagnostics

La détermination des paramètres tels que la vitesse, la température et la densité du jet est indispensable pour vérifier, via les nombres sans-dimensions, la similarité de nos expériences avec le cas astrophysique (chapitre 2).

Dans ce chapitre, nous décrivons l'ensemble des diagnostics mis en place pour mesurer les paramètres mentionnés ci-dessus au cours des diverses expériences présentées au chapitre 4. Un des objectifs clefs de notre démarche a été d'obtenir une mesure simultanée de ces grandeurs, résolue dans l'espace et dans le temps. Pour chaque diagnostic, nous allons décrire leur fonctionnement ainsi que l'application que nous en avons faite. La discussion autour de l'ensemble des résultats, selon les différentes conditions initiales, est effectuée dans le chapitre 6.

5.1 Diagnostics pour la mesure de la densité

Suivant la densité du plasma que l'on désire sonder, on est amené à mettre en place des diagnostics différents. Au cours de nos expériences, nous avons eu recours à deux techniques principales :
- Pour des densités électroniques inférieures à n_c, qui pour notre laser sonde ($\lambda = 532$nm) est de $4\times10^{21} cm^{-3}$, nous avons eu recours à l'interférométrie visible. Ce diagnostic est d'autant plus important car, lors de l'ajout d'un milieu ambiant (comme du gaz), il nous permet de connaître également les conditions du milieu avec lequel le jet interagit.
- Le coeur du jet étant plus dense que n_c, il devient opaque au visible. Seul un faisceau de longueur d'onde bien plus courte (X par exemple) ou de particules (protons) permet d'accéder à ce paramètre ou tout au moins de sonder cette partie du jet. Dans ce cas nous avons testé deux types de radiographie afin d'en évaluer la densité et la morphologie : par rayons X et par protons.

5.1.1 Interférométrie visible

Au cours de ce travail de thèse, pour chaque campagne expérimentale, nous avons employé, perpendiculairement au jet, un diagnostic d'interférométrie. L'implantation des interféromètres a été présentée dans le schéma global des expériences du LULI (chapitre 4). On y retrouve l'interféromètre VISAR (acronyme de l'anglais *Velocity Interferometer System for Any Reflector*) sur les figures 4.5 et 4.8 et l'interféromètre de Nomarski modifié [1] (prisme de Wollaston) sur la figure 4.9. Pour la mesure du profil de densité du jet de gaz sortant de la buse, nous avons disposé de l'interféromètre visible de Mach-Zender implanté au laboratoire jet de gaz du LULI. Le

[1] "modifié" par l'utilisation du prisme de Wollaston au lieu d'un prisme de Nomarski (différence sur la coupe des plans des cristaux et trajectoire des deux polarisations à la sortie du prisme).

choix des dispositifs d'interférométrie optique dépendaient en régle générale de l'encombrement et du matériel disponible sur chaque installation mais également des caractéristiques spécifiques, spatiales et temporelles, nécessaires pour la mesure du profil de densité car :

- les interféromètres de Mach-Zender et de Nomarski, couplés à une CCD, ont permis d'accéder au profil spatial 2D de la densité électronique du jet à un temps donné,
- alors que l'interféromètre VISAR, employé avec une caméra à balayage de fente (CBF) et dans sa version transverse, mesure l'évolution temporelle de la densité électronique selon une seule dimension.

Le VISAR est un diagnostic usuel pour la mesure précise des vitesses (choc, fluide, surface libre) dans les expériences d'équation d'état. Nous allons donc le décrire ici dans son acception traditionnelle (en face arrière de la cible) pour ensuite comprendre son application pour la mesure de densité en tant que diagnostic transverse.

5.1.1.1 Interféromètre de Mach-Zender

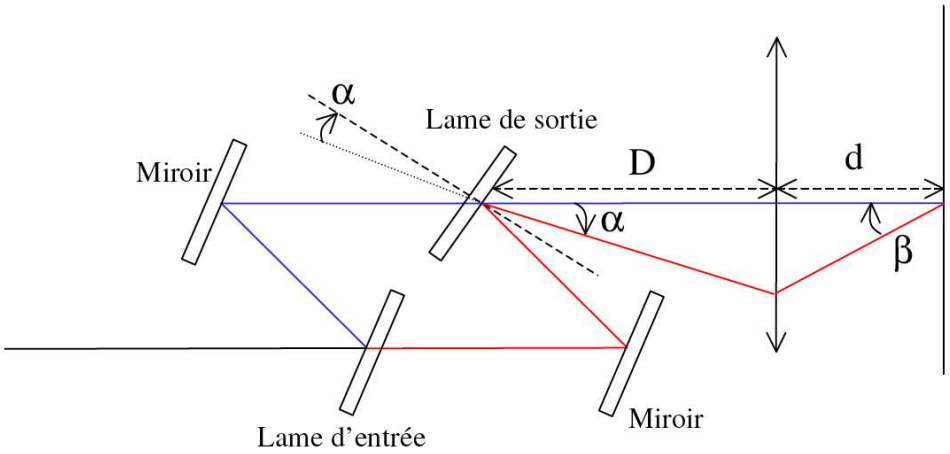


Figure 5.1 Schéma optique de l'interféromètre de Mach-Zender

L'interféromètre de Mach-Zender est à la base du diagnostic VISAR. Son schéma optique est présenté sur la figure 5.1. Le faisceau incident est divisé en deux bras par une lame séparatrice d'entrée. Les faisceaux se réfléchissent ensuite chacun sur un miroir et se combinent sur la lame séparatrice de sortie. Les distances entre les lames séparatrices et les miroirs sont égales deux à deux, de sorte que les chemins optiques parcourus par chacun des deux faisceaux jusqu'au détecteur sont identiques. Lorsque la lame séparatrice de sortie est inclinée d'un angle α, le bras 2 (rouge sur la figure 5.1) repart de la lame de sortie avec le même angle et les faisceaux se combinent avec un angle α. On crée ainsi la figure d'interférence à cause du faible angle sur la lame séparatrice de sortie.

A l'aide du système optique à l'arrière du dispositif, nécessaire pour faire l'image de la figure d'interférence, on obtient les faisceaux qui se combinent avec un angle β sur l'écran. Il va alors se former des franges horizontales, d'interfrange $i = \frac{\lambda}{sin\beta}$, où β représente l'angle avec lequel les deux faisceaux se recombinent (figure 5.1). Dans l'approximation de l'optique géométrique, on a la relation $i \sim \frac{\lambda d}{D\alpha}$.

Pour sonder un plasma sous-critique à l'aide du Mach-Zender, il suffit de faire propager l'un des bras de l'interféromètre à travers le plasma. La modification du trajet optique, due à la variation spatiale de l'indice de réfraction du plasma, modifie la figure d'interférence initiale.

L'expression de ce déphasage, résultant de la présence d'un plasma de longueur l et d'indice de réfraction n est :

$$\Delta\phi = \int (n-1)\frac{2\pi}{\lambda}dl,$$

où $\lambda = 2\pi c/\omega =$ est la longueur d'onde du laser. L'indice de réfraction n s'exprime en fonction de la densité électronique du plasma et de la densité critique du faisceau sonde, n_c, par la relation :

$$n = \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}}. \tag{5.1}$$

Par un développement limité (dans l'approximation de $n_e << n_c$) on obtient :

$$\Delta\phi = \frac{\pi}{\lambda n_c}\int n_e dl, \tag{5.2}$$

La mesure de la variation de phase, $\Delta\phi$, de l'interférogramme par rapport à la référence dans le vide (sans plasma) permet de remonter au profil 2D de la densité électronique du plasma. L'avantage d'utiliser un interféromètre de Mach-Zender est la possibilité de faire, avec le même schéma expérimental, un diagnostic d'ombroscopie. Il suffit pour cela de couper le bras de référence.

5.1.1.2 Utilisation de l'interféromètre VISAR en diagnostic de face arrière

Nous décrivons maintenant le VISAR tel qu'il est utilisé habituellement (i.e. en face arrière d'une cible) pour une mesure de vitesse. Le VISAR est un interféromètre de Mach-Zender dans lequel on introduit un étalon sur l'un des bras qui retarde un faisceau par rapport à l'autre. Ce retard est essentiel car il permet, lorsque l'on fait réfléchir le faisceau sonde sur une surface en mouvement, de remonter à sa vitesse. Ces deux points (étalon et réflexion sur une surface en mouvement) sont les caractéristiques majeures du VISAR qui le distingue complètement de l'interféromètre de Mach-Zender classique.

Au cours de nos expériences, les mesures VISAR ont permis de valider les diagnostics de radiographie X (paragraphe 5.1.3.4) et la mesure de la température équivalente du corps gris (paragraphe 5.2.3). En caractérisant les conditions du choc (vitesse par les VISAR) qui se propage dans une cible constituée d'un matériau de référence (CH, SiO_2) nous pouvons en établir les conditions thermodynamiques, i.e., connaître les paramètres tels que la pression, la température et la densité. Cela permet d'avoir une jauge précise pour qualifier nos valeurs expérimentales de densité (radiographie X) et de température (SOP). Dans ce sens nous présentons dans les deux paragraphes (5.1.3.4) et (5.2.3) les résultats des VISAR en diagnostic face arrière dont nous rappelons ici son principe ainsi que les relations indispensables à son utilisation.

Le laser sonde (figure 5.1), après réflexion sur une surface (cible), est envoyé à l'entrée de l'interféromètre. On place un étalon d'épaisseur e et d'indice optique n sur le parcours d'un des deux bras de l'interféromètre (figure 5.2). Il faut alors reculer le miroir d'une distance d_1, afin de faire coïncider le plan apparent de réflexion, avec le plan de réflexion en l'absence de l'étalon, de sorte que les deux bras se recouvrent toujours au niveau de la lame séparatrice de sortie. Dans le cas contraire, on n'a plus la cohérence spatiale. Ce déplacement est réalisé à l'aide d'une translation piézo-électrique très précise sur laquelle sont montés le miroir et l'étalon.

La distance d_1 vaut, dans l'approximation des petits angles, c'est-à-dire en optique géométrique :

$$\begin{aligned} d &= e - d_2 \\ &\approx e(1 - \frac{1}{n}). \end{aligned}$$

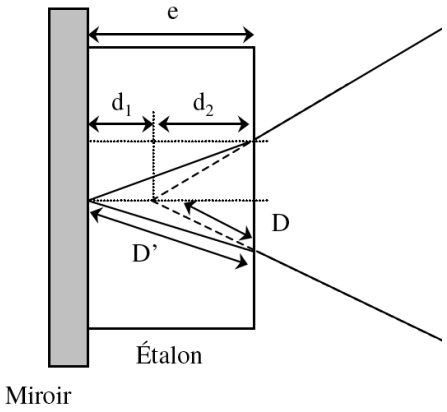


Figure 5.2 Tracé de rayons dans l'étalon

Le bras comportant l'étalon parcourt deux fois la distance e dans un indice n, alors que le bras non perturbé parcourt deux fois la distance $h = e - d_1$ dans l'air. Le retard entre les deux bras est donc :

$$\begin{aligned} \tau &= \frac{2ne - 2h}{c} \\ &= \frac{2e}{c}(n - \frac{1}{n}). \end{aligned} \tag{5.3}$$

Mais l'indice de l'étalon est une fonction de la longueur d'onde [146] et en considérant qu'il varie de manière linéaire avec la longueur d'onde, on obtient :

$$n(\lambda) = n_0 + \frac{dn}{d\lambda}|_{\lambda_0}(\lambda(t) - \lambda_0) \tag{5.4}$$

Par conséquent, le retard introduit entre les deux bras du VISAR évolue, lui aussi en fonction de $\lambda(t)$.

La propagation du faisceau sonde dans le VISAR, après sa réflexion sur une surface immobile, n'entraîne aucune variation de l'interférogramme. On observe des franges rectilignes et fixes au cours du temps. Par contre, lorsque la surface est en mouvement, celles-ci évoluent au cours du temps. La modification de la longueur d'onde du faisceau sonde par **l'effet Doppler** sur la surface en mouvement, introduit une variation temporelle du déphasage via le retard introduit par l'étalon [τ, relation (5.4)]. Le changement de fréquence du faisceau sonde par effet Doppler est donné par :

$$\lambda(t) = \lambda_0 \frac{1 + v(t)/c}{1 - v(t)/c} \tag{5.5}$$

où $v(t)$ est la vitesse de la surface réfléchissante, c la vitesse de la lumière et λ_0 la longueur d'onde du faisceau incidente. Comme $v(t) \ll$ c, on peut faire un développement limité en v/c :

$$\Delta\lambda \simeq -2\lambda_0 \frac{v(t)}{c} \tag{5.6}$$

Relions maintenant cette variation au retard introduit par l'étalon dans le VISAR. Au premier ordre en $v(t)$/c et d'après les relations (5.4), (5.4) et (5.6) :

$$\tau \simeq \frac{2e}{c}(n_0 + \frac{dn}{d\lambda}|_{\lambda_0}(-2\lambda_0 \frac{v(t)}{c}) - 1/n_0) \tag{5.7}$$

Soit en gardant la notation introduite par Barker [146], δ, on obtient :

$$\tau \simeq \tau_0 + 2\tau_0 \frac{v(t)}{c}\delta \qquad \text{avec,} \tag{5.8}$$

$$\delta = -\frac{\lambda_0 n_0}{n_0^2 - 1}\frac{dn}{d\lambda}|_{\lambda_0} \qquad \text{et} \qquad \tau_0 = \frac{2e}{c}(n_0 - 1/n_0) \tag{5.9}$$

Par exemple, pour un étalon en silice fondue et $\lambda = 532$nm : $n_0 = 1.4609$, $\frac{dn}{d\lambda}$ = -4.6×10^{-5}nm^{-1}, on a δ=3.15%.

En suivant les calculs développés par Goosman [147] et détaillés dans les thèses de [148, 149] on obtient l'expression de la phase en fonction du temps de l'intensité lumineuse à la sortie de l'interféromètre. De cette étude, on peut exprimer le déplacement en nombre de franges, F, comme :

$$F = \frac{\phi}{2\pi} \tag{5.10}$$

où ϕ est la phase, de valeur nulle avant que la surface ne se mette en mouvement. Avec l'hypothèse d'une variation lente de la vitesse on obtient :

$$F = \frac{(1+\delta)2v(t)\tau_0}{\lambda_0} \tag{5.11}$$

Pour les expériences, on définit ainsi la sensibilité des visars S comme :

$$S = 2\tau_0 \frac{(\delta+1)}{\lambda_0 2\pi} \qquad \text{et donc} \qquad v(t) = S.F(t). \tag{5.12}$$

L'évolution du décalage des franges, $F(t)$, est mesurée sur la CBF. Lors de l'analyse des images VISAR, seul le décalage correspondant à une fraction de frange peut être mesuré. Pour obtenir la partie entière du décalage de frange, il faut lever l'ambiguïté sur le nombre entier de franges décalées. Pour ce faire on utilise deux VISAR ayant des sensibilités distinctes (donc des étalons d'épaisseur différentes). Il suffit alors de trouver les nombres entiers (n_1 et n_2) correspondant à chaque VISAR (d'indice 1 et 2) donnant la même vitesse en fonction de $F = n_1 + \frac{\delta\Phi_1}{2\pi} = n_2 + \frac{\delta\Phi_2}{2\pi}$. Une description plus détaillée de l'ensemble de ces calculs est présente dans les articles [150, 151, 146, 147, 152, 153, 154] et les thèses suivantes [148, 149]

A titre d'exemple, au cours des expériences au LULI2000 de novembre 2005, les VISARs étaient utilisés à ω, avec des étalons de 8.13mm et 15.18mm soit respectivement une sensibilité de 12.7km.s^{-1}.fr^{-1} et 6.8km.s^{-1}.fr^{-1}.

⋆ **Indice de réfraction du milieu**

Si le choc se propage dans un milieu transparent, tel que le plastique [155] (figure 5.3), d'indice de réfraction $n_0 = 1.54$ (polystyrène) alors les deux chemins optiques correspondant au bras 1 et 2 du VISAR (resp. S_1 et S_2) varient et deviennent :

$$\begin{aligned} S_1 &= 2[L + n_0(L' - v(t))] \\ S_2 &= 2(L + n_0 L'). \end{aligned}$$

Il faut donc en tenir compte lors de la mesure de la vitesse et on obtient en comparaison de l'équation (5.12) :

$$v(t) = \frac{S.F(t)}{n_0}$$

Cette situation correspond à la description de la mesure de la vitesse de choc dans le plastique réalisée dans les sections (5.1.3.4) et (5.2.3) où le faisceau sonde se réfléchit sur le front de choc

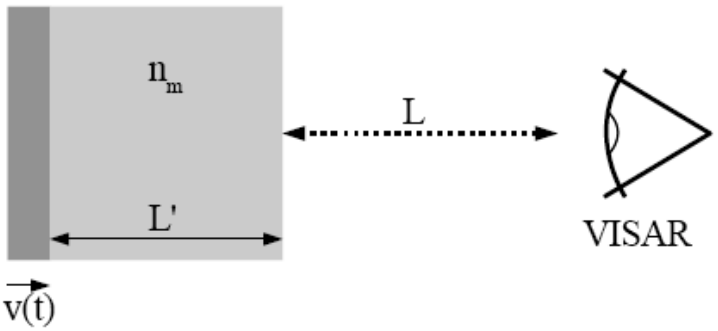


Figure 5.3 Influence de l'indice de réfraction du milieu sur la mesure de la vitesse.

(métallisation du plastique) et traverse une partie de plastique non choqué. A titre d'exemple, on peut citer dans des conditions similaires d'autres milieux que le plastique comme l'eau [149], le diamant [156] ou encore le quartz SiO_2[157].

Récapitulatif : Le VISAR est un interféromètre de Mach-Zender où l'ajout d'un étalon sur l'un des bras introduit un retard qui varie en fonction de la longueur d'onde du faisceau sonde. Il permet, après réflexion du faisceau sonde sur la cible et par effet Doppler, une mesure de vitesse de la surface réfléchissant. Cette mesure, $v(t)$, se fait en fonction du décalage des franges, $F(t)$, suivant la relation dans le vide, $v(t) = S.F(t)$, ou à travers un matériaux d'indice n_0, $v(t) = \frac{S.F(t)}{n_0}$. La sensibilité du VISAR, S, est donnée par : $S = 2\tau_0 \frac{(\delta+1)}{\lambda_0 2\pi}$.

5.1.1.3 Utilisation de l'interféromètre VISAR en diagnostic transverse

Pour le VISAR dans sa version transverse [158], on retrouve le même dispositif optique que dans le cas précédent, à la différence majeure que le faisceau sonde n'est pas réfléchi sur une surface en mouvement mais transmis à travers le plasma. La figure 5.4 schématise cette différence pour les deux types de VISAR du point de vue de la cible. On ne mesure pas avec ce diagnostic une vitesse mais le changement d'indice du plasma entre le temps t et t+τ. Les chemins optiques dans les deux bras L_1 et L_2, modifiés par le passage du faisceau sonde à travers le plasma, deviennent :

$$\begin{aligned} L_2(t) &= d[n(t) - n_0] \\ L_1(t) &= L_2(t-\tau) \end{aligned}$$

où d représente l'épaisseur de plasma traversé, $n(t)$ est l'indice de réfraction du milieu au temps t et n_0 est l'indice de réfraction du milieu non perturbé (≈ 1). Nous avons vu que l'indice de réfraction et la densité électronique sont liés par la formule (5.1). En calculant à l'aide de cette relation la différence de chemin entre les deux bras, on obtient :

$$\begin{aligned} \Delta L(t) = & \quad L_1(t) - L_2(t) \\ = & \quad d\, n_0 \left[\sqrt{1 - \frac{n_e(t-\tau)}{n_c}} - \sqrt{1 - \frac{n_e(t)}{n_c}} \right] \end{aligned}$$

On introduit maintenant le terme F, qui vaut 0 si la frange est au repos et 1 si l'intensité est passée par un minimum et est revenue sur un maximum (déphasage $\Delta\phi$ de 2π).

$$F(t) = \Delta L/\lambda = \frac{d\, n_0}{\lambda} \left[\sqrt{1 - \frac{n_e(t-\tau)}{n_c}} - \sqrt{1 - \frac{n_e(t)}{n_c}} \right]$$

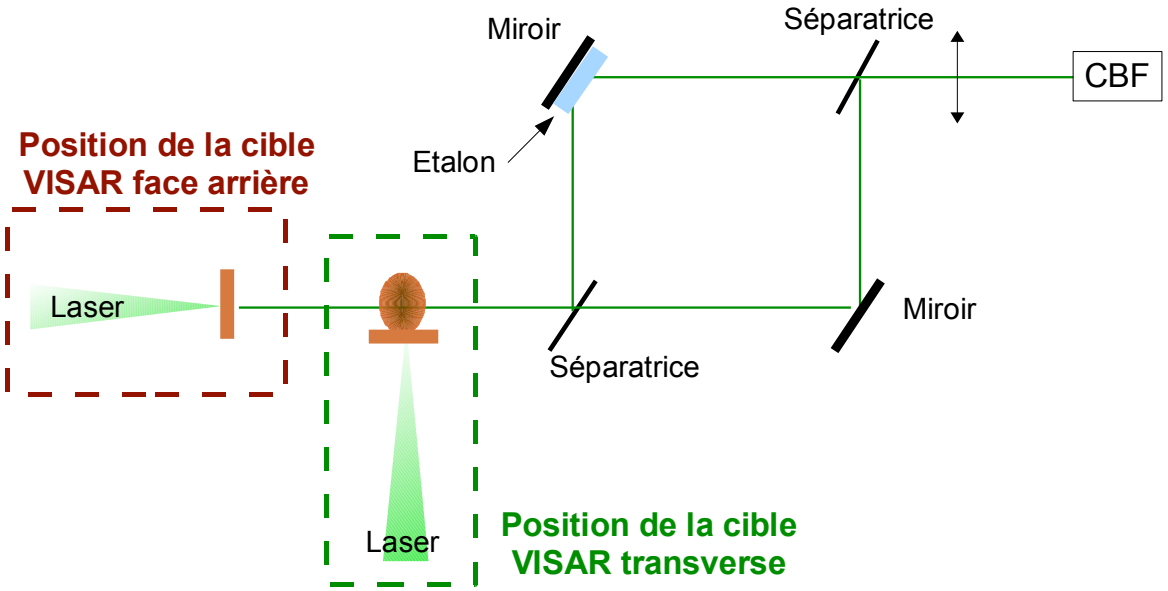


Figure 5.4 Schéma des VISAR face arrière et transverse.

en supposant que $n_e(t) \ll n_c$, ce qui est vrai pour la partie transmise du plasma sondé, on obtient alors :

$$F(t) = \frac{d\ n_0}{2\lambda\ n_c}\left[n_e(t) - n_e(t-\tau)\right]$$

Le terme $n_e(t)$ que nous allons déterminer, peut s'écrire sous la forme :

$$n_e(t) = n_e(t-\tau) + F(t)\frac{2\lambda\ n_c}{d\ n_0}$$

qui est une expression récursive. On peut donc exprimer $n_e(t-\tau)$ en fonction du pas précédent $n_e(t-2\tau)$. On suppose qu'à partir d'un certain m, la densité électronique $n_e(t-m\tau)$ reste inchangée tout comme la fonction $F(t-m\tau)$, on obtient n_e sous forme de série :

$$n_e(t) = \frac{2\lambda\ n_c}{d\ n_0}\sum_{j=0}^{m} F(t-j\tau)$$

et en passant à l'intégrale :

$$n_e(t) = \frac{k}{\tau}\int_{-\infty}^{t+\tau/2} F(t')dt' \tag{5.13}$$

$$\text{avec} \quad k = \frac{2\lambda\ n_c}{d\ n_0}.$$

Le coefficient k correspond à une sensibilité exprimée en cm^{-3}, équivalente à S exprimée en km/s pour la mesure de vitesse décrite précédemment.

⋆ Description du VISAR transverse utilisé

Pour le VISAR transverse, utilisé au cours des expériences, nous avions un étalon de 30mm qui

induit un retard $\tau = 155.4$ ps. Avec $d \approx 200\mu$m, on obtient une sensibilité : $k \approx 1.35 \times 10^{20}\text{cm}^{-3}$. Le rapport, k/τ, correspond à la variation de la densité liée à un mouvement d'une frange. Si la frange se décale réguliérement d'une interfrange en 1ns alors on atteint une densité de $n_e = \approx 8.7 \times 10^{20}\text{cm}^{-3}$.

5.1.1.4 Interféromètre de Nomarski modifié

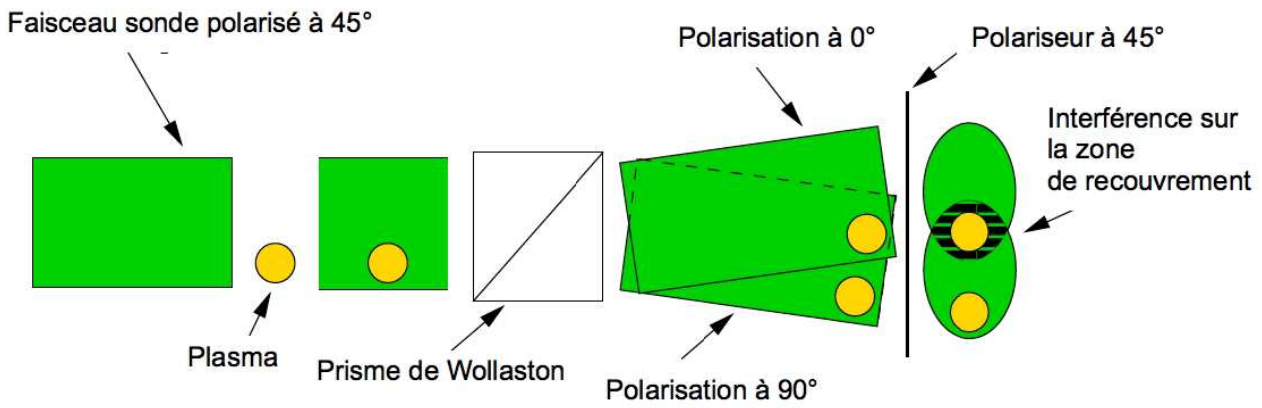


Figure 5.5 Principe de l'interférométrie en utilisant le prisme de Wollaston.

Le prisme de Wollaston est un polariseur qui transforme un faisceau de lumière polarisée en deux faisceaux de directions différentes, et de polarisations linéaires orthogonales entre elles. Le principe est décrit sur la figure 5.5.

Le faisceau sonde, polarisé à 45° par rapport à la verticale, se propage à travers le plasma à sonder. La partie du faisceau transmise par le plasma est déphasée par le gradient de densité électronique qu'il rencontre, alors que le reste du faisceau n'est pas perturbé (référence). Le prisme de Wollaston sépare le faisceau sonde incident en deux polarisation, 0° et 90° qui divergent avec un angle de l'ordre de 1°. En faisant propager ces faisceaux à travers un polariseur, à 45° de la verticale, on projette les polarisations dans le même plan et on forme ainsi une figure d'interférence où les deux faisceaux se recouvrent.

L'avantage de cet interféromètre est que la partie de référence du faisceau ainsi que celle qui transporte l'information sur le plasma sondé suivent le même trajet optique. C'est par conséquent un diagnostic relativement facile à aligner même pour des faisceaux sondes brefs où la longueur de cohérence est courte. Néanmoins comme le prisme est un matériau bi-réfringent, les deux polarisations ne se propagent pas à la même vitesse de groupe et peuvent se séparer d'une distance supérieure à la longueur de cohérence. Cet effet a pour conséquence de détruire la figure d'interférence. Une partie délicate de l'implantation du diagnostic est d'obtenir, d'une part, une zone d'interférence suffisamment grande (avec un diamètre du faisceau sonde assez important) et, d'autre part, une superposition des deux images (résultant du prisme de Wollaston) sur la zone d'intérêt.

5.1.1.5 Limitation de l'interférométrie dans le domaine du visible

Les deux principaux paramètres qui limitent la mesure de la densité par interférométrie dans le visible sont le contraste des franges et la résolution. Cette dernière dépend de la valeur

minimum du décalage de frange que l'on peut détecter, et qui limite donc la variation δn_e mesurable. Pour un plasma idéal, sans gradient de densité, il y a une correspondance directe entre le décalage des franges et la densité du plasma dans l'axe du faisceau sonde. La densité électronique maximale détectable est limitée par la densité critique (n_c) associée la longueur d'onde du faisceau sonde utilisé. Néanmoins, lorsque la densité du plasma approche une fraction de la densité critique, la réfraction et l'absorption peuvent significativement limiter les performances des diagnostics d'interférométrie visible.

Le changement de contraste des franges par absorption ou réfraction dégrade la qualité de l'interférogramme ce qui modifie, pour de faibles perturbations, la limite inférieure de la mesure du déphasage. La connaissance du phénomène de réfraction pour les plasmas sondés doit être considérée avec attention. Lisitsyn et al [159] ont décrit analytiquement l'effet de la réfraction sur la qualité des mesures par interférométrie. Une limite sur l'angle de réfraction y est calculée en fonction des caractéristiques du système optique et pour atteindre une résolution de $\Delta\phi < \pi/8$. D'autre part, la durée du faisceau sonde et le choix du détecteur déterminent quant à eux la résolution temporelle du diagnostic. L'ensemble de ces considérations qui sont importantes lors de l'implantation et du choix du diagnostic, a été considéré.

5.1.2 Inversion d'Abel

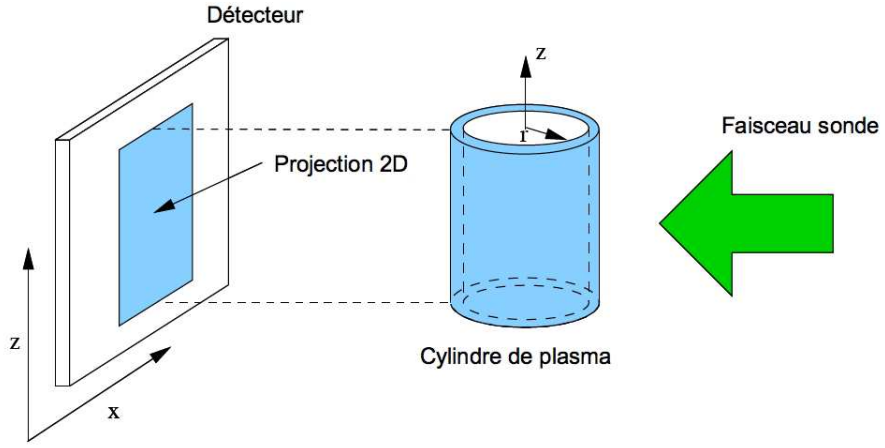


Figure 5.6 Projection du plasma à symétrie cylindrique.

Nous avons mentionné précédemment la possibilité de déterminer la densité électronique du plasma grâce aux diagnostics d'interférométrie visible pour $n_e \ll n_c$. Dans le cas d'un profil relativement constant le long du plasma, il est possible de déduire la densité électronique moyenne le long de la ligne de visée. L'expression de la moyenne de n_e le long d'une longueur l de plasma s'exprime par :

$$\langle n_e \rangle = \frac{\int n_e \mathrm{d}l}{l} \tag{5.14}$$

Dans le cas d'un profil de densité inhomogéne, cette méthode n'est pas adaptée. Il est alors nécessaire, par exemple, d'avoir un plasma présentant une symétrie cylindrique pour lequel **l'inversion d'Abel** est réalisable. Cette méthode permet de remonter au profil de densité électronique du plasma en fonction de R et z (voir figure 5.6). De manière générale on exprime n_e sous la forme de : $n_e(r, \theta, z)$ et en considérant la symétrie cylindrique selon l'axe z, on lève la dépendance en θ. La densité électronique ne dépend plus que de r et z soit $n_e(r, z)$. La propagation du faisceau sonde à travers le plasma, perpendiculairement à l'axe z forme la projection bidimensionnelle du système sur le détecteur (figure 5.6).

La carte du déphasage $\Delta\phi(x,z)$, est reliée au profil de densité du plasma $n_e(r,z)$ par la transformation d'Abel (en utilisant 5.2) :

$$\Delta\phi(x,z) = \frac{\omega}{n_c c}\int_{|x|}^{\infty}\frac{n_e(r,z)r}{\sqrt{r^2-x^2}}\mathrm{d}r, \tag{5.15}$$

Pour extraire $n_e(r,z)$, on doit appliquer la transformée d'Abel inverse qui donne :

$$n_e(r,z) = -\frac{2n_c c}{\omega\pi}\int_{r}^{R}\frac{[\mathrm{d}\Delta\phi(x,z)/\mathrm{d}x]}{\sqrt{x^2-r^2}}\mathrm{d}r. \tag{5.16}$$

où R est la limite supérieure d'intégration, définit par la position où le décalage de frange tombe à 0. La méthode numérique utilisée pour réaliser la transformée d'Abel inverse à partir de la carte de phase est celle de Bockasten [160] [2]. Le programme que nous avons employé pour extraire la phase des différents interféromètres est IDEA [161] [3]. Ce code est basé sur la transformée de Fourier rapide (acronyme anglais : FFT de "Fast Fourier Transform") de l'interférogramme pour en extraire le déphasage par rapport à une image de référence.

5.1.3 Radiographie X

Pour les parties des jets de plasma denses opaques aux diagnostics visibles, nous avons eu recours en particulier à la radiographie par rayons X. La mesure de l'intensité X transmise par le plasma (I) est reliée à la densité du milieu par la relation :

$$I = I_0 exp(-\mu\overline{\rho z}), \tag{5.17}$$

avec I_0 l'intensité initiale, μ le coefficient d'absorption du plasma et $\overline{\rho z}$ la densité surfacique dans la direction z de la radiographie. La mesure de I, sous réserve de connaître le coefficient d'absorption dans la gamme spectrale utilisée, permet de remonter à la densité surfacique. Lorsque la géométrie du plasma le permet, c'est-à-dire lorsque la symétrie cylindrique est assurée, on détermine le profil de densité, via l'inversion d'Abel. En suivant les notations décrites sur la figure 5.7, l'expression de la densité surfacique est donnée par :

$$\overline{\rho z} = \int_{-\infty}^{+\infty}\rho(r)dz = 2\int_{y}^{+\infty}\frac{\rho(r)rdr}{\sqrt{r^2-y^2}} \qquad \text{avec} \qquad z=\sqrt{r^2-y^2}. \tag{5.18}$$

D'autre part, d'après la relation (5.17) on obtient une expression de la transmission des rayons X en fonction de ρ et y, soit :

$$\overline{\rho z} = -\frac{1}{\mu}ln(\frac{I}{Io}) = F(y)$$

Par conséquent, à l'aide de ces deux relations et par inversion d'Abel, on estime la densité du milieu par la mesure de la fonction $F(y)$:

$$\rho(r) = -\frac{1}{\pi}\int_{y}^{+\infty}\frac{dF(y)}{y}\frac{dy}{\sqrt{y^2-r^2}}$$

Différentes techniques peuvent être employées pour réaliser une radiographie X d'un plasma, la plus communément mise en place étant l'imagerie par point projeté ("point projection")[162, 163]. Dans nos expériences, nous avons opté pour une autre méthode basée sur un cristal sphérique. Les avantages de cette technique sont d'une part une image monochromatique avec un

[2] Le code a été développé et utilisé par C. D. Gregory [121].
[3] `http://optics.tu-graz.ac.at/idea/idea.html`

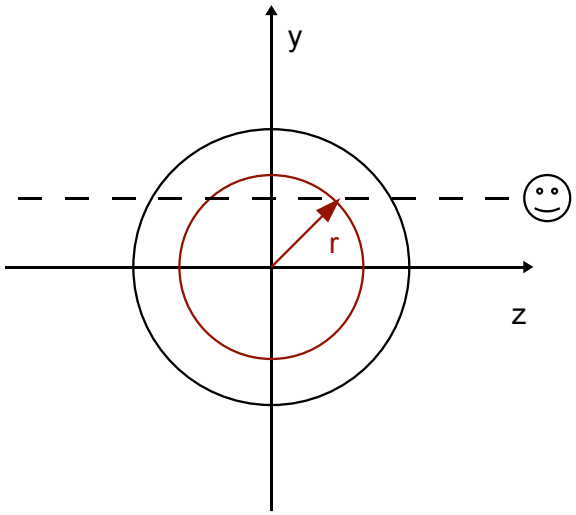


Figure 5.7 Profil cylindrique de densité pour l'inversion d'Abel.

champ de vision important (∼1mm), et d'autre part une bonne résolution ∼ 10μm. La sélection d'une longueur d'onde pour la radiographie X réduit considérablement les erreurs potentielles sur la mesure de la densité puisque la connaissance de l'absorption μ du plasma à une seule longueur d'onde est nécessaire. Il n'y a donc pas de moyenne à effectuer sur le spectre de la source dans l'expression (5.18).

Au cours des campagnes expérimentales, nous avons utilisé deux types de sources X en adéquation avec les caractéristiques du laser. Pour la campagne de Janvier 2006, la source X provenait de l'émission thermique du plasma d'une cible de Vanadium irradiée par un faisceau ns. En Février 2008, afin d'obtenir un instantané du jet de plasma, nous avons utilisé le faisceau PICO2000 pour générer une source X Kα d'une cible de scandium.

5.1.3.1 Description générale de l'utilisation du cristal sphérique 2D

La radiographie X décrite ici est basée sur l'utilisation d'un cristal sphérique 2D de quartz ou de Mica comme élément de dispersion dans une configuration proche de celle décrite dans les articles de Y. Aglitskiy et al. [136] et T. Pikuz et al. [137]. Sous certaines conditions géométriques, le cristal sphérique permet de combiner la réflexion de Bragg avec les propriétés optiques d'un miroir sphérique. Par conséquent, on obtient **une image X résolue spatialement à une longueur d'onde donnée (monochromatique)**, car la géométrie doit avant toute chose vérifier, pour la longueur d'onde choisie de la source X, la loi de Bragg :

$$n\lambda = 2dsin\theta_{Bragg} \tag{5.19}$$

où d est la distance entre les plans de Bragg du cristal, n l'ordre de réflexion et θ_{Bragg} l'angle de Bragg (donné par rapport à la surface du cristal). Sur le schéma 5.8 est représenté le principe d'alignement du cristal. Le cercle en pointillé noir correspond au "cercle de Rowland" ou cercle de focalisation. Tous les rayons réfléchis par le cristal, à une longueur d'onde donnée, se focalisent sur un point donné de ce cercle. Il a pour rayon $R/2$ où R est le rayon de courbure du cristal. La source X, selon les besoins du diagnostic, peut être localisée soit sur le cercle de Rowland, soit à l'extérieur (resp. intérieur). Sur le schéma 5.8, la source X est placée à une distance c du cristal. Pour obtenir la réflexion des rayons X par le cristal, il faut que l'angle entre la normale du cristal et la droite comprenant la source et l'objet soit égal à (90° - θ_{Bragg}). De plus, l'objet

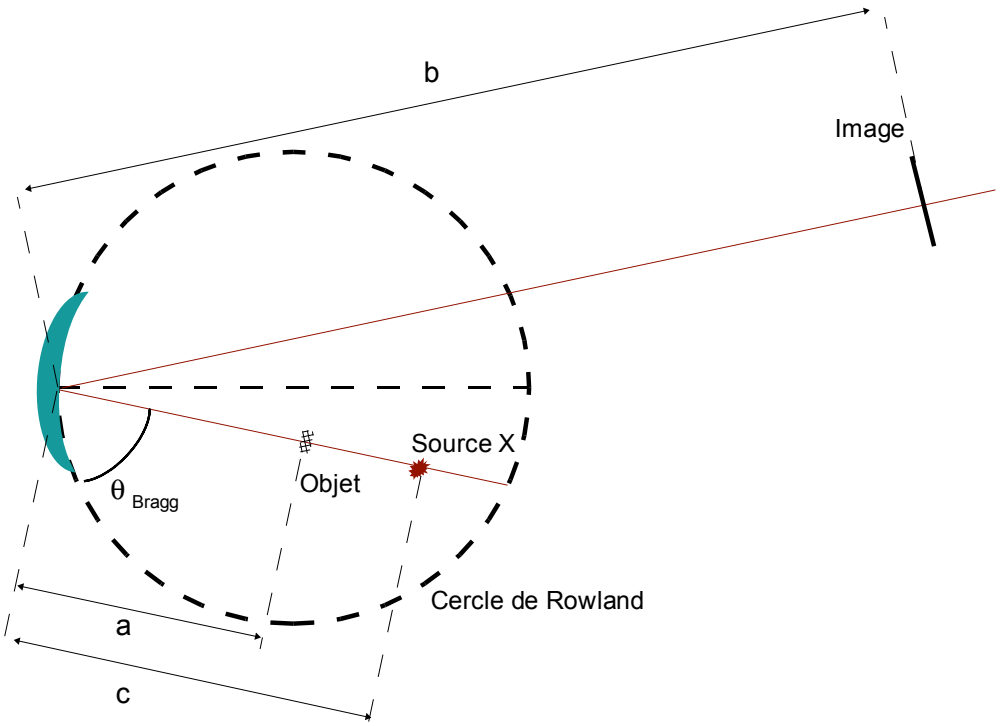


Figure 5.8 Schéma du diagnostic de radiographie X.

doit être placé à une distance a vérifiant $f < a < 2f$ où la longueur focale du cristal sphérique est donnée par :

$$f = (R/2)sin(\theta_{Bragg}).$$

Dans ces conditions, il y a formation de l'image de l'objet à une distance b telle que :

$$1/a + 1/b = 1/f,$$

(loi usuelle du miroir sphérique) avec un grandissement donné par M = b/a (pour un angle de Bragg proche de la normale).

Pour un angle θ_{Bragg} proche de 90°(i.e. axe source-objet pratiquement normal au cristal), on obtient des résolutions allant jusqu'à 1μm [136]. Par contre, pour des angles plus faibles (<80°), les phénomènes d'astigmatisme peuvent être importants et détériorer l'image. Le phénomène d'astigmatisme est la focalisation à deux positions différentes des rayons par le miroir sphérique : le plan tangentiel (plan du schéma) et le plan sagittal (plan perpendiculaire).

Le choix de la source est en principe lié au contraste nécessaire entre l'intensité initiale I_0 et transmise I par le plasma. Sa longueur d'onde caractérise l'ensemble de la géométrie du diagnostic en fixant à la fois le type de cristal et l'angle de Bragg. Les caractéristiques de la source (dimension, largeur spectrale) et les distances source/objet/cristal déterminent la résolution et la dimension du champ de vision.

Nous détaillons maintenant la source X utilisée, l'interprétation théorique et numérique des résolutions obtenues et enfin la possibilité d'appliquer ce schéma à d'autres types de source. A l'aide de ces résultats, nous démontrons qu'il est possible d'utiliser de manière contrôlée ces cristaux sphériques 2D à des angles de Bragg < 80°. Ainsi comme nous le résumons dans le tableau 5.1, cela permet une utilisation étendue à un domaine plus vaste en énergie.

5.1.3.2 Description de l'utilisation du cristal X sphérique 2D à 5.2keV

• Rappel sur l'émission X thermique

Les sources X thermiques peuvent être continues ou présenter des raies selon le processus d'émission majoritaire dans les conditions plasma choisies. Les principaux mécanismes responsables sont :

- le rayonnement de freinage, ou Bremsstrahlung (transitions libre - libre) :
  il correspond à l'émission d'un photon lorsqu'un électron libre du plasma est dévié suite à une collision avec un atome ou un ion du plasma. Le spectre de ce rayonnement est continu.
- la recombinaison radiative (transitions libre – lié) :
  il s'agit du rayonnement émis lors de la capture d'un électron par un ion. Le spectre est aussi continu, et caractérisé par la présence de « sauts », correspondant aux énergies d'ionisation des différentes couches atomiques.
- l'émission spontanée (transitions lié-lié) :
  c'est le rayonnement émis lors du saut d'un électron d'une couche à une autre de l'ion, sans que l'électron soit éjecté. Son intensité est donc émise sous forme de raies spectrales distinctes.

Le rayonnement d'un plasma chaud est déterminé par la structure des différents états ioniques présents. Les différences dans les énergies d'ionisation des atomes font que les espèces ioniques dominantes dans un plasma sont généralement celles qui présentent leur dernière couche complète. Ces états à couche complète, plus stables que les autres, sont les ions héliumoïdes, néonoïdes, nickeloïdes et palladiumoïdes, qui ont respectivement leur couche 1,2,3 ou 4 complète.

⋆ Caractéristiques de la source X thermique du vanadium :

Lors de la campagne de Janvier 2006, nous avons utilisé une cible de vanadium irradiée par un laser intense d'une durée d'impulsion de 1ns, pour une tâche focale de 100μm soit une intensité $\sim 10^{15}$ W.cm^{-2}. La source X choisie est la raie d'émission de résonance Heα, qui correspond à la transition 1s^2 ^{1}S$_0$ - 1s2p ^{1}P$_1$ à 5.2keV. Cette source a été choisie afin que la densité du Xénon comprimé (dans le cadre de l'expérience sur le choc radiatif programmée) présente un contraste d'absorption optimum (voir chapitre 4).

• Imagerie X de la source de vanadium

On représente sur la figure 5.9, le schéma détaillé du diagnostic de radiographie utilisé avec la source de Vanadium à 5.2 keV. Pour obtenir le meilleur contraste possible à cette énergie, tout en bénéficiant des avantages d'un cristal sphérique 2D, nous avons du adapter la technique usuelle d'utilisation, réalisée dans les conditions optimales ($\theta_{Bragg} \sim 90°$) en nous plaçant dans le cas θ_{Bragg} <80°.

Le cristal est en quartz (11-20), rectangulaire (longueur = 47mm et largueur = 13mm) pour un rayon de courbure de R=150 mm. Il a été employé au second ordre de réflexion de Bragg soit : $\theta_{Bragg} = 76.7°$ car 2d = 4.915Å. Cet angle permet de sélectionner la longueur d'onde centrale $\lambda_0 = 2.384$ Å, proche de la raie de résonance He$_\alpha$ à 2.382 ± 0.003 Å($\Delta E \sim 10$eV). La raie dite "d'intercombinaison", transition 1s^2 ^{1}S$_0$ - 1s2p ^{3}P$_1$ ($\sim$ 2.393 Å), est également détectable grâce à une ouverture spectrale ($\delta\lambda$) suffisante. La position de la source à l'intérieur du cercle de Rowland permet d'une part, d'avoir une intensité plus importante pour sonder la matière (due à la proximité entre la cible principale et la source) mais aussi d'élargir la bande spectrale pouvant être réfléchie par le cristal, tout en conservant la monochromaticité de la source (10^{-2} Å).

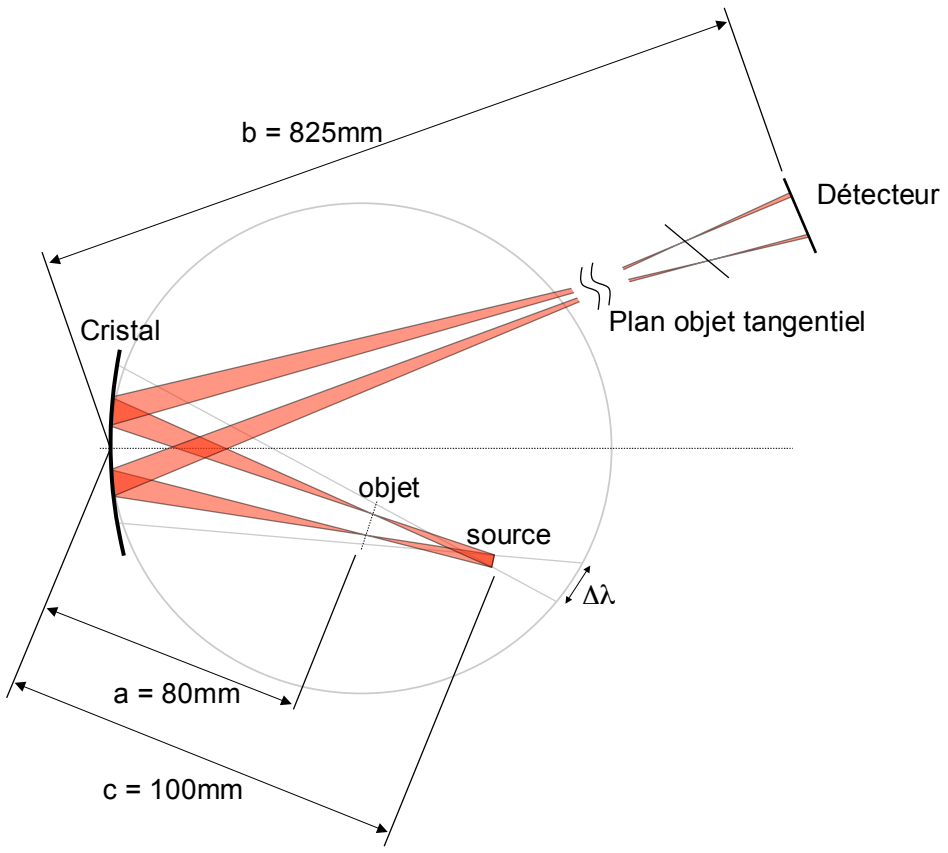


Figure 5.9 Schéma du diagnostic imagerie X 2D par un cristal sphérique avec la source de vanadium.

Le détecteur utilisé est une caméra CCD et nous avons sélectionné la partie de l'image où l'intensité des X est la plus importante, c'est-à-dire celle de la raie intense Heα et elle se trouve en second plan (figure 5.10) de la radiographie d'une grille d'or de 400 lpi[4] (lpi pour "Line per Inch" en anglais), on reconnaît la raie Heα à 2.382Å(droite) et l'inter-combinaison à 2.393Å(gauche). C'est le spectre typique d'une source X thermique [164] générée par une impulsion de l'ordre de quelques centaines de ps à 1ns. Le trou dans la grille correspond au centre chambre pour l'alignement dans l'enceinte et il a été réalisé volontairement pour vérifier notre précision de pointage.

• Résolution spatiale

Une des particularités de ce diagnostic est d'obtenir une bonne résolution dans la direction tangentielle en conservant une image 2D de bonne qualité, malgré un angle de Bragg $< 80°$. En effet, plus on s'éloigne de la normale du cristal, plus les aberrations sont importantes (astigmatisme) ce qui détériore l'image.

Les raisons principales de cette performance sont, d'une part, la diminution de la "zone effective" ou "zone utile" de réflexion du cristal (zone utilisée pour réaliser l'image) et, d'autre part, la position du détecteur. La dimension de la source, sa position et son élargissement spectral déterminent la taille de la zone utile du cristal. Plus cette zone est petite, plus la résolution du cristal est importante puisqu'on limite ainsi l'astigmatisme du cristal sphérique. La position du détecteur spécifie la direction dans laquelle on obtient la résolution optimale (les plans tan-

[4]fils d'épaisseur de 20μm séparés de 63.5μm

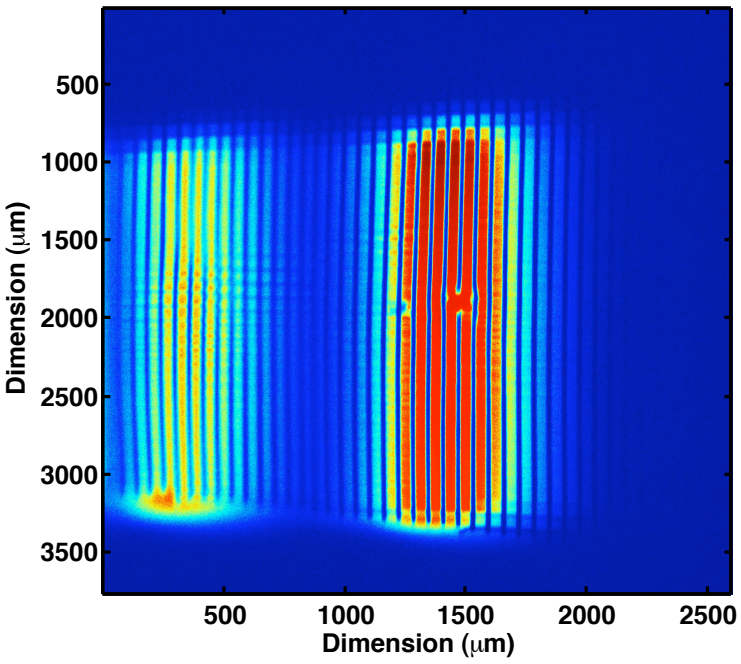


Figure 5.10 Image sur la CCDX d'une grille d'Or de 400lpi en position objet avec la grille à une distance a = 80mm du cristal. La raie d'intercombinaison (2.393Å) se situe $\sim$ 450μm et au centre se trouve la raie Heα (2.382Å)

gentiel ou sagittal). Selon que l'on se place proche d'un plan (soit tangentiel, soit sagittal) on obtient alors la meilleure résolution dans la direction associée.

Pour l'étude de la résolution spatiale du diagnostic nous avons choisi deux positions particulières de l'objet : a=80mm (figure 5.10) et a=83mm (figure 5.12) par rapport au cristal pour la longueur d'onde de la raie de résonance He$_\alpha$. Une étude similaire a été réalisée pour la raie d'intercombinaison également présente sur chaque image mais elle n'est pas décrite ici. Ces mesures à une longueur d'onde différente ont permis de contraindre encore plus nos modèles théoriques et numériques.

Pour la position a = 80mm, nous avons réalisé de nombreuses mesures à l'aide de grilles de 100 lpi, 200 lpi, 300 lpi et 400 lpi. Pour cette dernière (figure 5.10), nous avons mesuré une résolution de 8 μm dans la direction tangentielle (profil de la grille horizontal) et $\sim$ 40 μm dans la direction sagittale. Dans le plan sagittal, la résolution est déterminée à l'aide du trou réalisé au centre de la grille, car les traits étaient trop fins pour être résolus. Ces mesures de résolution correspondent aux valeurs moyennes des pentes du profil d'absorption d'un fil, prise entre 10% et 90% du maximum d'intensité. Cette méthode est valable car nous avons ici un très bon contraste de la grille, de l'ordre de 90%.

En positionnant l'objet à une distance a = 83mm et en gardant la position du détecteur fixe, nous améliorons la résolution de la grille dans le plan sagittal. En effet, la modification de la distance a entraîne un décalage des plans images (sagittal et tangentiel). Le détecteur, fixe lors de cette modification du schéma, s'éloigne donc du plan tangentiel et se rapproche du plan sagittal permettant une augmentation de la résolution des fils dans l'autre direction. Le résultat obtenu, présenté sur la figure 5.12, est à la hauteur des espérances. Nous observons une amélioration de la définition des fils horizontaux au détriment de la résolution tangentielle. La détermination expérimentale de la résolution est ici plus complexe. Le contraste plus faible

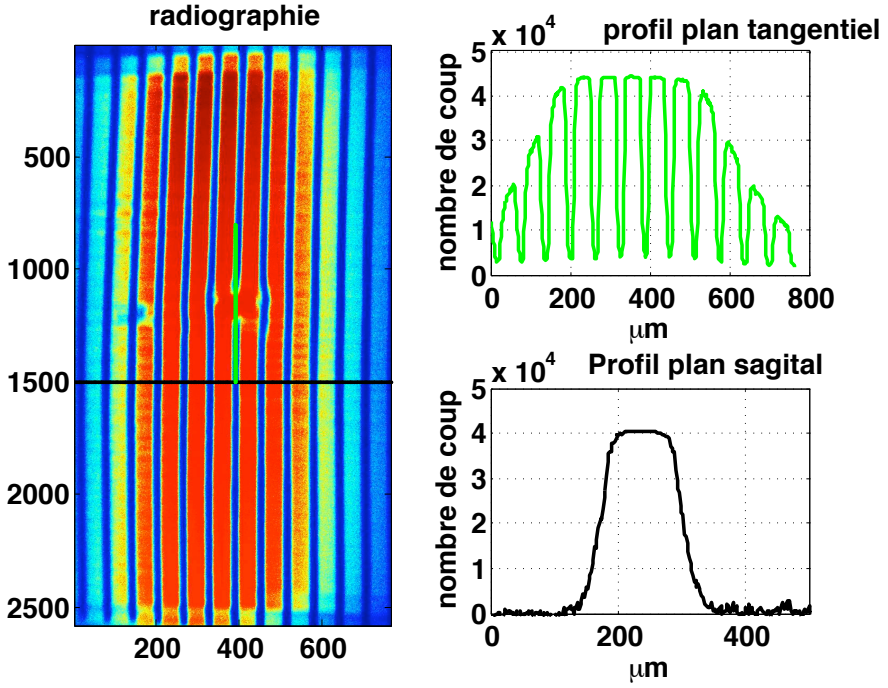


Figure 5.11 Détail de la radiographie présentée sur la figure 5.10 (sélection de la raie de résonance). A droite : profils réalisés pour la mesure de la résolution dans le plan tangentiel (en haut) et sagittal (en bas).

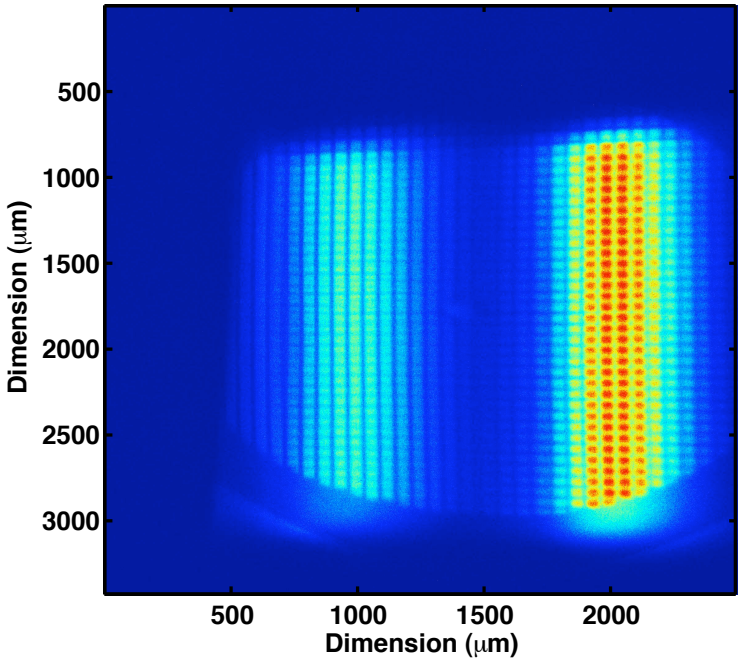


Figure 5.12 Image sur la CCDX d'une grille d'Or de 400lpi en position objet avec la grille à a=83mm du cristal.

obtenu des fils de la grille ne permet pas, contrairement au cas précédent, d'obtenir aussi facilement une mesure de la résolution.

Afin de bien appréhender les mécanismes qui conduisent au calcul de la résolution spatiale réalisée par ce diagnostic, nous avons développé (F. Perez au LULI) un code de simulation fondé sur le tracé de rayons. Grâce aux caractéristiques précises de la configuration utilisée (cristal, distances, source) il permet de bien établir l'importance des différents paramètres de la source et du cristal (taille, $\Delta\lambda$, par exemple) afin d'optimiser son utilisation.

De façon générale, la résolution du diagnostic est sa capacité à résoudre deux points dans le plan image. Cette condition est directement liée à la dimension de la zone utilisée sur le cristal pour réaliser l'image. En effet, si l'on considère uniquement le plan tangentiel du cristal, le faisceau réfléchi par la zone utile du cristal se focalise dans un plan déterminé par la distance focale f_t et se propage en divergeant selon la relation : $\omega_t = \Delta/f_t$ où Δ est la dimension de la zone utile dans le plan tangentiel du cristal. Dans le plan du détecteur, le diamètre du faisceau est $\delta_t = \omega_t(b - f_t)$. La résolution s'exprime en fonction du grandissement M_t et prend l'expression $r_t = \delta_t/M_t$. Le calcul est identique dans le plan sagittal (avec un indice s au lieu de t). Les distances respectives du plan focal et du grandissement en fonction des distances, a,b et c, ainsi que des caractéristiques du cristal (R et θ_{Bragg}) sont données par :

$$f_t = \frac{aR\sin\theta}{2a - R\sin\theta}, M_t = \frac{c}{c-a}\left[\left(\frac{2}{R\sin\theta} - \frac{1}{c}\right)b - 1\right], \tag{5.20}$$

$$f_s = \frac{aR}{2a\sin\theta - R}, M_s = \frac{c}{c-a}\left[\left(\frac{2\sin\theta}{R} - \frac{1}{c}\right)b - 1\right]. \tag{5.21}$$

Il faut maintenant, pour être en mesure de connaître la résolution de notre système optique, connaître la dimension de la zone utile sur le cristal. Pour le moment, on considère un cristal idéal et nous discuterons plus tard des incidences de ses impuretés et défauts.

La dimension de cette zone varie en fonction de la largueur spectrale de la source, $\Delta\lambda$ et de sa dimension L. Pour former une image, il faut qu'un point de l'objet soit irradié par les rayons X de la source ce qui détermine une surface donnée sur le cristal (en rouge sur la figure 5.9). Ensuite, il faut considérer la loi de Bragg qui, pour un $\Delta\lambda$ donné, limite la surface du cristal pouvant réfléchir les rayons X (traits noirs sur la figure 5.9). La zone utile du cristal est alors définie par l'intersection de ces deux surfaces qui représentent les conditions nécessaires et obligatoires pour faire l'image de l'objet.

Dans notre cas, nous avons une source de l'ordre de 100μm et un $\Delta E \sim 10$eV. En utilisant ces valeurs, nous avons pu déterminer le facteur limitant définissant la zone efficace du cristal : la taille de la source. Dans nos conditions expérimentales, la largueur spectrale de la source est associée à une longueur utile du cristal de 1mm alors qu'elle est de 400μm pour la taille de la source. C'est donc davantage la source qui définit la zone utile. Pour valider ce résultat nous présentons un exemple avec a = 83 mm (figure 5.13), de l'évolution de la résolution donnée par le code numérique pour, considérant (a.) une dimension de source $L = 50\mu$m et (b.) $L = 500\mu$m. Tous les autres paramètres sont identiques. On voit bien ici la détérioration importante de la résolution, aussi bien dans le plan tangentiel que sagittal, lorsque l'on augmente la taille de la source.

Replaçons nous maintenant dans le cas expérimental, correspondant à la figure 5.10, où la distance objet/cristal a=80mm. Dans ce cas, la résolution dans le plan tangentiel est optimisée. En effet, la connaissance de la dimension de la zone utile du cristal, $\delta = 400\mu$m, permet de calculer théoriquement la résolution tangentielle [équations (5.20)], $r_t \sim 1\mu m$, et sagittale [équations (5.21)] $r_s \sim 33\mu m$. D'après les mesures de la résolution réalisée à partir de l'image 5.11, on trouve un bon accord entre l'expérience et les prévisions théoriques. On remarque toutefois que le calcul donne des résolutions légèrement supérieures dans les deux plans. Il faut

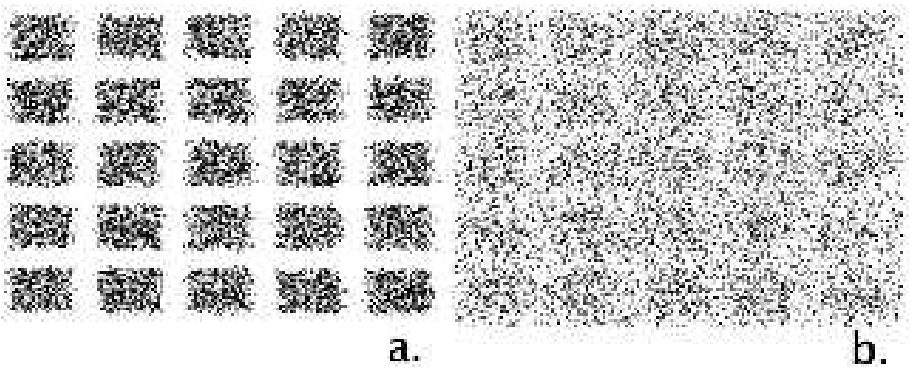


Figure 5.13 Résultat du tracé de rayons (5000 rayons) : Diamètre de la source (a.) L=50mm et (b.) L=500mm .

noter que ces calculs théoriques sont, d'une part, applicables pour la partie de l'image vérifiant strictement tout les paramètres présentés c'est-à-dire le centre de l'image correspondant à la longueur d'onde λ_0 et, d'autre part, les défauts du cristal n'ont pas été considérés. Or lorsque les calculs géométriques sont optimisés, comme c'est le cas ici, les imperfections du cristal ("rocking curve" et impuretées) commencent à être majoritaires et élargissent la zone utile du cristal dégradant ainsi la résolution spatiale du diagnostic. Dans cette interprétation, la dimension du champ de vision de notre diagnostic est quant à lui déterminée par le ΔE de la source. L'avantage du tracé de rayons par rapport aux calculs théoriques réalisés ici est qu'il permet d'obtenir la résolution sur l'ensemble du détecteur et non plus seulement pour sa position centrale (vérifiant strictement l'angle de Bragg pour λ_0. Ainsi, grâce au tracé de rayons nous obtenons la figure 5.14 (a), qui pour nos conditions expérimentales représente une partie de la radiographie de la grille (figure 5.10).

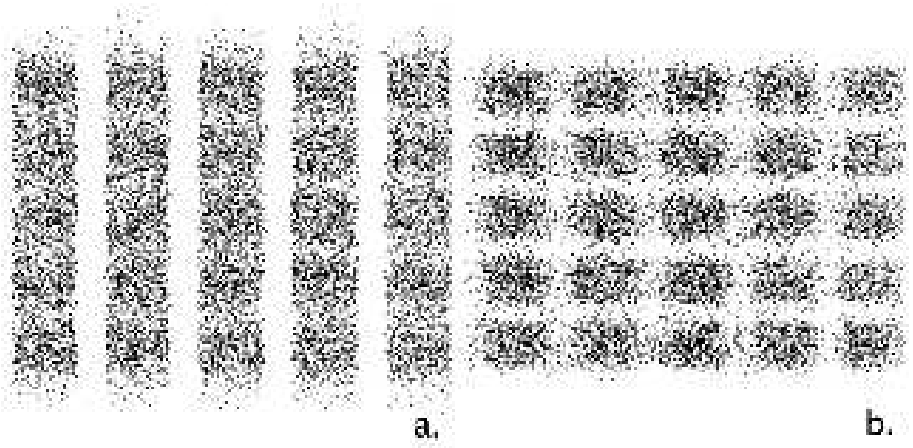


Figure 5.14 Résultat du tracé de rayons (5000 à l'initial) : (a.) Position objet à pour a=80mm et (b.) pour a=83mm .

Pour interpréter le second schéma du diagnostic de radiographie X (l'objet à une position différente et la position du détecteur fixe), nous avons appliqué notre code numérique et comparons les résultats dans la figure 5.14. Les simulations réalisées l'une pour la position du cristal avec a = 80mm [5.14 (a)] et l'autre avec a = 83mm [5.14 (b)] semblent en bon accord avec les données expérimentales présentées précédemment. Pour cela, il faut comparer la figure 5.10 à celle 5.14 (a.) (pour a=80mm) et 5.12 à avec 5.14 (b.) (pour a=83mm). Les résolutions obtenues par le tracé de rayons pour une position objet de 83mm sont de l'ordre de 20μm dans chaque

direction pour la raie Heα.

5.1.3.3 Généralisation du diagnostic à d'autres énergies

Grâce au schéma ici décrit (θ_{Bragg} <80°), nous démontrons la possibilité d'élargir la gamme d'énergie accessible avec des cristaux sphériques pour effectuer une radiographie X à 2 dimensions. Travailler à petit angle (<80∘) induit une résolution spatiale moins bonne que dans les conditions d'utilisation optimales du cristal sphérique. Cependant, à l'aide de l'outil numérique présenté ici et de la comparaison avec les données expérimentales, nous pouvons prévoir la résolution attendue au cours de l'expérience. En choisissant de manière adaptée les paramètres, « angle, objet, détecteur », on peut ainsi effectuer des compromis face à cette contrainte par rapport au besoin que l'on en attend.

Le tableau 5.1 répertorie l'ensemble des cristaux sphériques ainsi que les sources associées pouvant être utilisées suivant ce schéma. On voit que l'utilisation des deux types de source X, émission thermique et Kα, permet d'élargir la gamme d'énergie utilisable (de 1keV à 13keV) pour une radiographie X d'un plasma.

Cristal	2d (Å)	Source X	Transition	Energie X (keV)	$\theta_{\text{Bragg}}(°)$
Mica 002	9.965	Mg	K$\alpha_{1,2}$	1.2	82.8
Quartz 10-10	8.512	Al	K$\alpha_{1,2}$	1.5	78.5
Quartz 10-11	6.666	Al	K$\alpha_{1,2}$	1.5	84.4
Mica 003	6.6473	Al	K$\alpha_{1,2}$	1.5	**86.4**
Mica 004	4.986	Cl	K$\alpha_{1,2}$	2.6	71.6
Quartz 11-20	4.915	Cl	K$\alpha_{1,2}$	2.6	74.4
Quartz 10-12	4.564	Cl	Heα 1s2p-1s^2	2.8	76.8
Quartz 11-22	3.636	K	Heα 1s2p-1s^2	3.5	76.8
Quartz 20-22	3.333	Ca	Heα 1s2p-1s^2	3.9	72.4
Quartz 21-31	3.082	Sc	K$\alpha_{1,2}$	4.1	79.9
Mica 007	2.849	Ti	K$\alpha_{1,2}$	4.5	75.0
Quartz 20-23	2.749	Ti	K$\alpha_{1,2}$	4.5	**88.9**
Mica 008	2.493	V	Heα 1s2p-1s^2	5.2	72.8
Quartz 22-40	2.456	V	Heα 1s2p-1s^2	5.2	75.9
Quartz 11-20	4.915	V	Heα 1s2p-1s^2	5.2	75.24
Quartz 31-40	2.3604	Cr	K$\alpha_{1,2}$	5.4	76.3
Quartz 22-43	2.0244	Fe	K$\alpha_{1,2}$	6.4	73.4
Mica 01	1.995	Fe	K$\alpha_{1,2}$	6.4	76.5
Mica 012	1.662	Ni	K$\alpha_{1,2}$	7.5	**89**
Quartz 42-62	1.542	Cu	K$\alpha_{1,2}$	8	87.5
Quartz 33-60	1.637	Cu	K$\alpha_{1,2}$	8	70.6
Quartz 50-52	1.620	Ni	Heα 1s2p-1s^2	7.8	78.6
Quartz 50-52	1.620	Cu	K$\alpha_{1,2}$	8	72.4
Mica 013	1.5343	Cu	Heα 1s2p-1s^2	8.4	74.4
Quartz 53-83	1.15	Se	K$\alpha_{1,2}$	11.2	74.6
Quartz 55-10	0.9824	Rb	K$\alpha_{1,2}$	13.3	71.1

Tableau 5.1 Différentes configurations possibles (cristal et source X) pour un diagnostic de radiographie X 2D.

5.1.3.4 Principe de la mesure de la densité par absorption X

Pour valider la méthode de mesure de la densité par radiographie X, nous avons décidé de la tester dans des conditions relativement bien connues, celles du plastique comprimé par choc laser. Pour cela, nous avons utilisé une cible composée d'un tricouche comme ablateur/pousseur suivit d'une lame de plastique, à travers laquelle on génère un choc (figure 5.15 a.). Le but de cette cible est de pouvoir vérifier l'accord entre la mesure de la compression faite par le diagnostic de radiographie X (décrit ici) et les diagnostics traditionnels qui mesurent les paramètres du choc dans le plastique, VISAR et SOP (même implantation des diagnostics que la figure 4.6, chapitre 4). Les résultats, détaillés dans l'article de A. Benuzzi-Mounaix et al. [165] ont également permis de démontrer que l'utilisation de ce diagnostic est un apport intéressant dans la détermination des équations d'états des matériaux de Z faible.

La figure 5.15 b) est le résultat brut de la radiographie du choc dans le plastique. Le laser

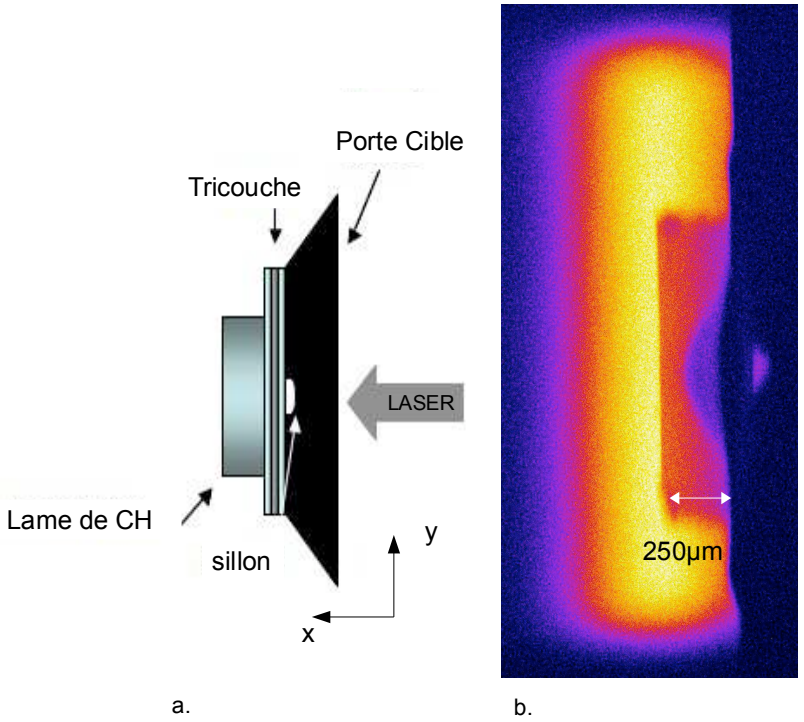


Figure 5.15 a) Cible utilisée pour la mesure de la densité du plastique sous choc. b) Radiographie du choc à 5.2keV (raie de résonance Heα du Vanadium) pour un retard de 9ns.

irradie la cible sur la droite de la figure et on observe dans la lame de plastique d'une épaisseur de 250μm (sens de propagation du choc) l'absorption des rayons X par la matière choquée. Les conditions expérimentales sont celles décrites dans le chapitre 4 pour l'expérience de Janvier 2006. Le faisceau ns à l'origine du choc délivre une intensité de l'ordre 3.5×10^{13} W.cm^{-2} avec une tâche focale d'un diamètre de 500μm (PZP) et une impulsion de 1ns. La source X est générée par une impulsion laser de 100μm (RPP) permettant d'atteindre une intensité sur cible $\sim10^{15}$ W.cm^{-2}.

La mesure de la transmission du plastique non choqué est en accord avec les données des tables de Henke [166] pour le plastique froid soit $\sim$50%. La transmission de la zone choquée vaut quant à elle $\sim$ 20%. Avec une dimension de $\sim$ 300μm pour la zone du choc à 100μm du bord de la cible (profil vertical), on obtient une estimation rapide de la compression, 2.7$\pm$0.4, connaissant le coefficient d'absorption $\mu_m = 14.38$ cm^2/g. L'incertitude sur cette mesure vient des erreurs sur la valeur expérimentale de la transmission. La symétrie cylindrique du front de choc nous permet de réaliser une inversion d'Abel pour obtenir un résultat plus précis. En effet, la densité surfacique dans la direction z de la radiographie s'écrit :

$$\overline{\rho z} = 2\int_y^a \frac{\rho(r)rdr}{\sqrt{r^2-y^2}} + \rho_o(L - 2\sqrt{a^2-y^2}). \tag{5.22}$$

où a est la coordonnée selon y du front de choc et L la dimension transverse de la lame de plastique (500μm pour la figure5.15). Le deuxième terme, proportionnel à ρ_0, apparaît ici [par rapport à l'expression (5.18)] à cause de l'absorption des rayons X par le plastique non choqué. L'intensité I des rayons X, après propagation à travers la lame de plastique, est donnée par la relation 5.17 et on obtient donc l'expression de la mesure de la transmission des X, F(y) :

$$F(y) = -\frac{1}{\rho_0\mu_m} ln(I/I_0) - L = 2\int_y^a \frac{\beta(r)dr}{\sqrt{r^2-y^2}}, \tag{5.23}$$

avec $\beta = \frac{\rho}{\rho_o} - 1$ la fonction sur laquelle s'effectue l'inversion d'Abel. La symétrie du choc [figure 5.15(b)] permet la mesure directe du taux de compression par cette méthode. Grâce à l'inversion d'Abel, la compression maximale (au sommet du front de choc) est $\rho/\rho_0 = 2.85 \pm 0.34$ (figure 5.16). Afin de vérifier la pertinence de cette mesure de densité, nous avions à disposition les données VISAR qui fournissaient la vitesse instantanée du choc dans la lame de plastique. Le plastique étant un matériau témoin, dont l'équation d'état a été vérifié par notre groupe [155], cette détermination de la vitesse nous permet de connaître l'état thermodynamique de la cible choquée (pression, température et densité).

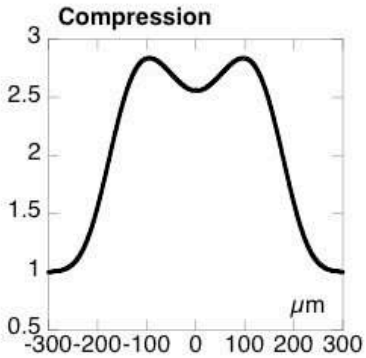
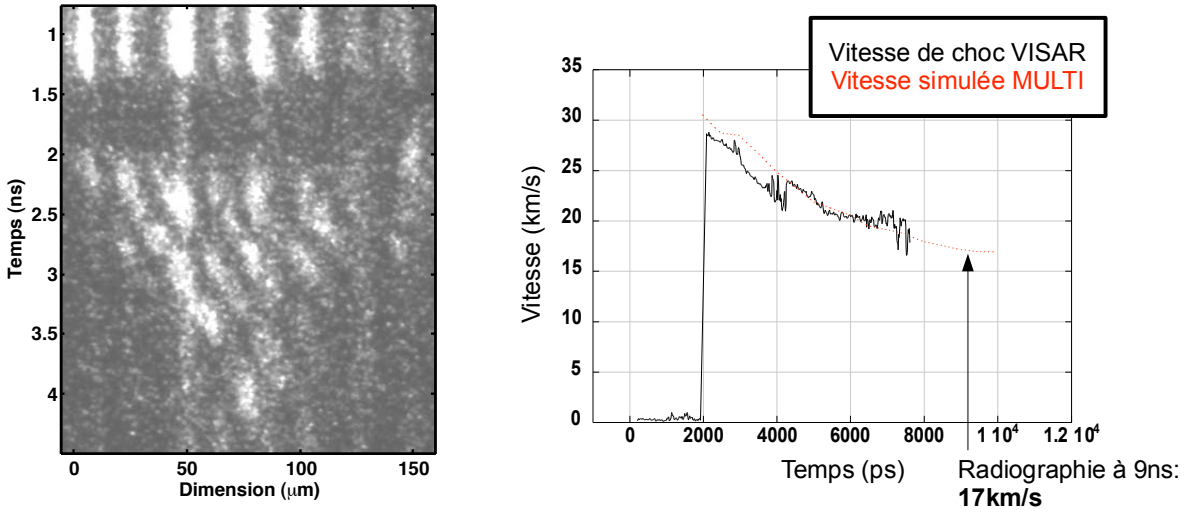


Figure 5.16 Résultat de l'inversion d'Abel sur une coupe du front de choc.



(a) Image VISAR

(b) Comparaison MULTI

Figure 5.17 Evolution de la vitesse du choc dans le plastique et comparaison avec une simulation hydrodynamique

Nous présentons (figure 5.17(a)), l'image brute du VISAR face arrière qui fournit la vitesse du choc à partir de son débouché dans la lame de plastique (environ à ∼2ns). Grâce à l'analyse du mouvement des franges de l'image VISAR nous obtenons la variation temporelle de la vitesse du choc dans le plastique (figure 5.17(b)). Le choc décroît de 27km/s à 20 km/s (entre 2 et 8 ns). Afin de déterminer la vitesse du choc au moment de la radiographie X (9ns), nous avons comparé les données expérimentales avec les simulations hydrodynamiques (courbe rouge de la figure 5.17(b)). Le très bon accord entre l'expérience et la simulation nous permet d'extrapoler

la vitesse du choc à 9ns soit : $U_S = 17$km/s. Cela correspond [144] à une pression de 2 Mbar, une température de 1.5 eV et enfin une densité de 2.9 g/cm^3.

La compression associée est alors de $\frac{\rho}{\rho_0} = 2.86$ qui est très comparable avec la valeur expérimentale. On peut donc affirmer que la méthode prévue pour une mesure de la densité massique du coeur du jet de plasma est bien adaptée.

5.1.4 Radiographie protonique

De nombreuses caractéristiques du faisceau de protons (chapitre 3) rendent cette source utile pour sonder la matière dense. Parmi ces qualités, on peut citer [167] :

- une bonne résolution spatiale grâce à la petite dimension de la source [168],
- une très courte durée $\sim$ quelques ps (en fonction des caractéristiques laser) permettant de réaliser des "instantanés" du plasma sondé,
- une faible divergence et une intensité importante,

La petite taille de la source permet d'utiliser un schéma par point projeté pour réaliser l'image du plasma. Le grandissement de ce diagnostic est facilement adaptable en modifiant simplement le rapport des distances détecteur/source et objet/source. Il est en plus possible d'obtenir une résolution spectrale des radiographies, tout en conservant une très bonne résolution spatiale. Cela est obtenu à l'aide d'un choix approprié du détecteur : les films radiochromiques (RCF).

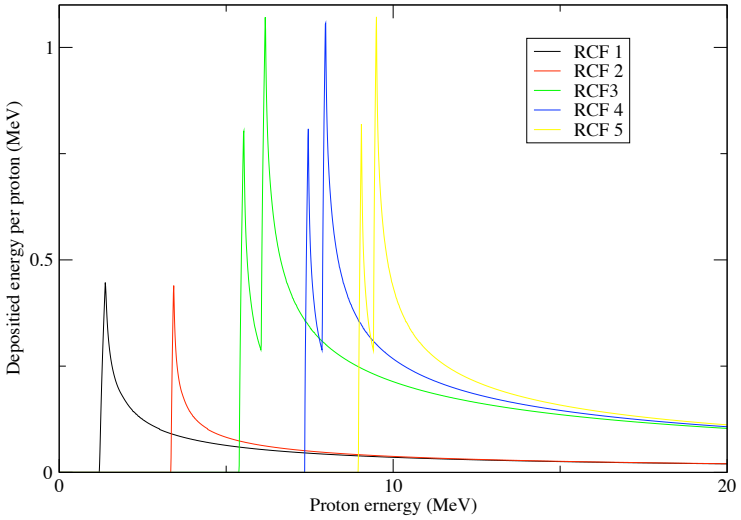


Figure 5.18 Profil du dépôt d'énergie dans le jeu de RCF utilisé : 2 de type HD-810 puis 3 de type MD-55.

Les RCF sont réceptifs aux pouvoir d'arrêt des protons, et possèdent des sensibilités différentes en fonction des couches de substrat présents. Il en existe de différents types mais nous avons utilisé en majorité des RCF dit MD-55 (les plus sensibles) et HD-810. La figure 5.18 représente le dépôt d'énergie des protons se propageant dans le jeu de RCF employé au cours de l'expérience de février 2008 (avec milieu ambiant). Nous remarquons la structure similaire à un pic de Bragg puisque les protons déposent leur énergie de manière locale. C'est pourquoi, l'utilisation des RCF permet d'obtenir une résolution spectrale des radiographies car chaque film définit une énergie particulière des protons. En utilisant un jeu de différents RCF, on réalise la radiographie du plasma à plusieurs énergies protoniques. En considérant de plus, le temps de trajet des protons ("time of fly"), on obtient également une résolution temporelle pour chaque film RCF.

D'une manière générale, la propagation des protons dans la matière est affectée par deux processus principaux : la diffusion multiple de Coulomb et les pertes d'énergie. La diffusion Coulombienne des protons dans le plasma sondé entraîne leur dispersion. A faible énergie, cette diffusion diminue la résolution spatiale du diagnostic (image floue). Les pertes d'énergie des protons dépendent de leur énergie initiale et du matériau exploré.

La contribution d'un processus par rapport à l'autre complique l'obtention d'une relation directe entre la densité de la cible et la radiographie (contrairement au cas de la radiographie X). Pour l'utiliser entant que diagnostic fiable de mesure de la densité, il est préférable de se référer à des simulations numériques Monte-Carlos décrivant la propagation des protons dans un profil de densité particulier. Ceci est réalisé afin de remonter à un profil typique des protons obtenus en fonction de la densité du plasma sondé. Ainsi, par comparaison multiple avec les données radiographiques et en modifiant par itération le profil de densité initiale, on estime alors le profil réel de densité du plasma. Cette technique a été utilisée avec succès dans le cadre d'expériences sur les équations d'état (thèse de A. Ravasio [169]).

Nous verrons dans le chapitre 8 que ce type d'application n'a pas pu être effectué pour les jets de plasma. En effet, le profil du jet de plasma ne peut, pour le moment, être clairement simuler et nous ne pouvons donc pas employer la technique présentée ici pour en mesurer la densité. La radiographie protonique, dans notre cas particulier, a permis de sonder avec une bonne résolution spatiale, la zone d'interaction du jet de plasma avec le milieu. La propagation des protons est en effet très sensible à cette partie entre le jet de plasma et le gaz (chapitre 8) car c'est une zone de fort gradient de densité $\overrightarrow{\nabla\rho}$.

Enfin, une autre des principales applications de la radiographie protonique est celle de pouvoir sonder les champs électromagnétiques. De nombreuses expériences [170] ont ainsi étudiées leurs morphologies à l'aide de la radiographie protonique lors de l'interaction laser avec la matière.

Récapitulatif : - Les diagnostics d'interférométrie visible (VISAR Transverse, interféromètre de Mach Zender et de Nomarski) sondent la densité électronique du jet de plasma pour $n_e \ll n_c$ avec $n_c \sim 4.10^{21}\text{cm}^{-3}$. Le profil spatial 2D instantané (fonction du détecteur choisi) de n_e est réalisé par inversion d'Abel (symétrie cylindrique du jet) grâce aux interféromètres de Mach-Zender et de Nomarski. Le VISAR transverse permet quant à lui d'obtenir l'évolution au cours du temps de n_e, le long de l'axe de propagation du jet.
- Le diagnostic de radiographie par rayons X permet d'accéder à la mesure de la densité du jet, ρ, avec une bonne résolution spatiale et temporelle (durée de la source) pour ses parties les plus denses. Enfin, à l'aide de la radiographie protonique, nous pouvons sonder la zone d'interaction du jet avec le milieu ambiant.

5.2 Température

La mesure de la température est un point important de par la dépendance en T^{-3} du temps radiatif (voir chapitre 2) qui rend compte du caractère radiatif ou non de notre plasma. Pour le cas des cônes de mousse, nous sommes dans un régime de température relativement bas (voir chapitre 6). Comme les jets de plasma associés sont également relativement denses, leur temps radiatif est long, ce qui est défavorable pour atteindre la similarité (voir chapitre 2). Par contre, cela nous permet de nous situer dans la zone des plasmas "optiquement épais". Dans ces conditions, le diagnostic présenté ci-dessous avec l'hypothèse du corps noir ou gris est raisonnable.

Dans un régime plasma "optiquement mince" (nécessaire pour atteindre la similarité avec les jets astrophysiques), la mesure de la température nécessitera l'utilisation d'autres diagnostics afin d'en obtenir une valeur fiable.

5.2.1 Mesure de la température de brillance

Le principe de mesure de la température du plasma que nous avons mis en place est la pyrométrie optique. Elle consiste en la mesure de l'émission propre de la face arrière de la cible avec une hypothèse de corps noir ou de corps gris. La densité spectrale de luminance émise par la cible $I(\lambda, T)$ est liée à la fonction de Planck, $B(\lambda, T)$, par :

$$I(\lambda, T) = \epsilon(\lambda) B(\lambda, T) \tag{5.24}$$

où le facteur $\epsilon(\lambda)$ est l'émissivité à la longueur d'onde λ. La fonction de Planck a pour expression :

$$B(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} - 1},$$

qui définit une densité spectrale de luminance en W . cm^{-2}.sr^{-1}.nm^{-1}. Pour un corps noir, on a $\epsilon(\lambda) = 1$. Néanmoins, pour améliorer cette hypothèse, on définit la température équivalente du corps gris pour les matériaux transparents grâce à la mesure de la réflectivité : $R(\lambda)$. Dans ce cas $\epsilon(\lambda) \neq 1$ et la loi de Kirchhoff donne :

$$\epsilon(\lambda) + R(\lambda) = 1,$$

où $R(\lambda)$ est la réflectivité spectrale. Grâce à la mesure de la réflectivité du matériau, on accède à $\epsilon(\lambda)$. On obtient ainsi, $I(\lambda, T)$ qui est une loi d'émission de « corps gris » et qui s'exprime par :

$$I(\lambda, T) = (1 - R(\lambda)) \;\; B(T, \lambda) \tag{5.25}$$

Le nombre de photons émis par un corps gris est donc, à température égale, plus faible que celui d'un corps noir. Vu du côté du diagnostic, à même nombre de photons détectés, la température équivalente de corps noir est alors inférieure à celle du corps gris.

En se basant sur la loi de Planck, il est possible d'effectuer la mesure de la température à l'aide de différentes méthodes : température spectrale, de couleur [171] ou de brillance [14]. Nous rappelons brièvement ci-dessous, les méthodes associées à ces définitions de température.

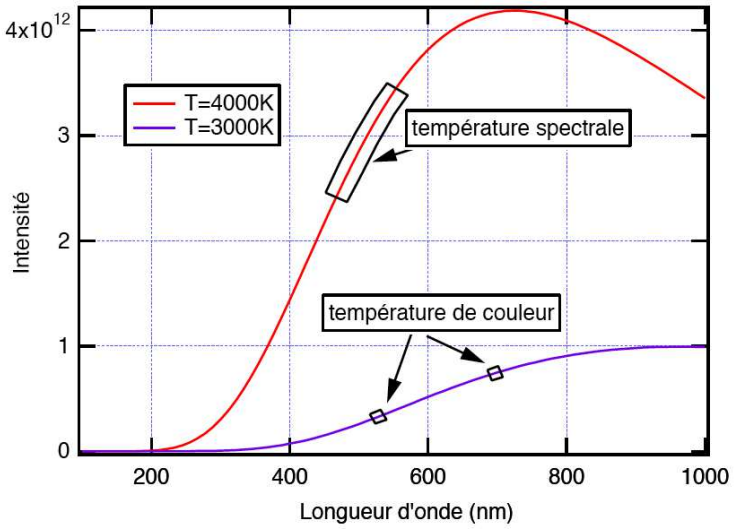


Figure 5.19 Intensité du corps noir en fonction de la longueur d'onde, calculée pour deux températures 3000 et 4000K (courbe violette et rouge respectivement).

- **Température spectrale** :
  l'émission du plasma est résolue spectralement dans le domaine visible. Ainsi, en ajustant la fonction de Planck sur la forme mesurée du spectre (figure 5.19), on en déduit la température associée.
- **Température de couleurs** :
  on mesure ici le rapport entre l'émission à deux longueurs d'onde visibles distinctes. Ce rapport est directement lié à la température [171] ce qui permet d'en déduire la valeur expérimentale.
- **Température de brillance** :
  dans ce dernier cas, on mesure l'émission à une longueur d'onde unique. Il est alors nécessaire de calibrer le système de détection (optiques, CBF). Cela conduit à connaître le nombre exact de photons émis à λ fixée et par conséquent de remonter de façon absolue, à la température par la loi de Planck [172] [relation (5.24)]. Cette dernière méthode est celle qui a été choisie pour nos campagnes expérimentales.

5.2.2 Calibration du diagnostic d'émission propre

Pour pouvoir associer l'intensité obtenue sur le détecteur (CBF) à la température de brillance, il faut connaître le nombre absolu de photons émis par le plasma, ce qui implique un calibrage de tout le système de détection. On peut alors relier le nombre de coups mesurés sur la CCD de la CBF à l'énergie émise par la cible .

En convoluant la fonction de Planck $B(\lambda, T)$ avec la réponse spectrale $T(\lambda)$ [5] du système optique assurant le relais d'image pris dans une gamme spectrale visible $\Delta\lambda$ et connaissant la réponse spectrale de la photocathode de la CBF $r(\lambda)$, on obtient le flux par unité d'angle solide émis par la surface. Il reste alors à multiplier le tout par l'angle solide de collection des photons Ω (défini par l'ouverture de la première lentille en partant de la cible) et par la surface S illuminant un pixel sur la CCD. Cette surface est donnée par le grandissement de la chaîne de mesure (système optique de relais d'image et CBF). Enfin, avec la connaissance de la réponse en énergie du système, k en J/coups, et du temps d'exposition Δt d'un pixel, on en déduit le nombre de coups N d'un pixel de la CCD en fonction de l'intensité émise :

$$N = \frac{S\Omega\Delta t}{k} \int_{\Delta\lambda} I(\lambda, T)T(\lambda)r(\lambda)d\lambda. \tag{5.26}$$

A titre d'exemple on présente une courbe de calibrage obtenue (figure 5.20), reliant la température équivalente de corps noir au nombre de coup sur la CCD de la CBF.

[5] La transmission du système a été mesurée avec une lampe blanche absolue en centre chambre [14]. Cette étape de calibrage du diagnostic est largement détaillée dans la thèse de E. Henry [149].

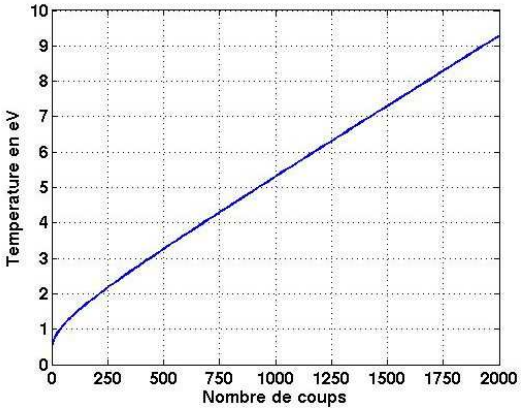


Figure 5.20 Température en fonction du nombre de coup pour la campagne de novembre 2005 du LULI2000.

5.2.3 Test du calibrage en température du diagnostic d'émission

Pour assurer la validité de notre démarche, nous avons effectué des tests pour chaque campagne expérimentale. Deux types de tir test sur des matériaux de référence ont permis de confirmer le calibrage :
- la plastique (CH) dont nous avons mesuré l'équation d'état auparavant [155] ;
- le quartz que nos collègues de Livermore ont largement étudié récemment [157].
Le principe est simple : il s'agit de générer un choc dans un milieu transparent dont on peut sonder le front du choc de manière précise avec les VISAR. Lorsque le choc est suffisamment fort le milieu se métallise et réfléchit le faisceau sonde (voir figure 5.3 dans le paragraphe 5.1.1.2). Avec ce type de tir nous avons accès à deux paramètres, d'une part, la vitesse de choc qui grâce à l'EOS connue du matériau de référence nous donne notamment la température théorique et, d'autre part, à l'aide du diagnostic d'émissivité nous mesurons la température. Pour ce dernier la connaissance de la réfléctivité est essentielle car l'hypothèse d'un corps gris s'applique.

⋆ Matériau de référence : plastique

Nous avons comprimé par choc laser une cible de plastique (tricouche) composée d'un ablateur (12.8μm de CH), d'un bouclier de titane (3μm) et enfin d'une couche de plastique d'une épaisseur de 12.48 μm. Ce type de tir a été utilisé lors de la campagne expérimentale de novembre 2005 avec les conditions laser décrites dans le chapitre 4.

L'émission en face arrière de la propagation du choc à travers la dernière couche de plastique nous fournit une valeur de la vitesse moyenne du choc ainsi que l'intensité I(λ,T) (figure 5.21). A l'aide du temps de transit du choc (δt = 441ps) dans l'épaisseur de plastique (12.48 μm), on estime sa vitesse moyenne à 28.3km/s. On obtient également l'intensité I(λ,T) qui correspond à une température apparente du choc de : $\sim$ 2.6eV dans l'hypothèse d'émission du corps noir (sans tenir compte de la réflectivité dans l'équation [5.25)].

A l'aide du VISAR (figure 5.22), on extrait avec précision (quelques %) l'évolution au cours du temps de la vitesse du choc qui est ici stationnaire à 27.5km/s. A un tel niveau de pression, 5.5 Mbar, (pour la vitesse de choc mesurée), la réflectivité du plastique est maximale [155] et vaut $\sim$ 50%. En tenant compte de cette donnée, on remonte à la température équivalente du corps gris du choc par notre diagnostic d'émissivité : 4.1eV. La vérification du calibrage consiste alors à comparer notre mesure expérimentale (4.1eV) avec celle donnée par les valeurs tabulées [144] qui est ici de 4.2 eV. Nous avons donc assurée la validité de la calibration en énergie de

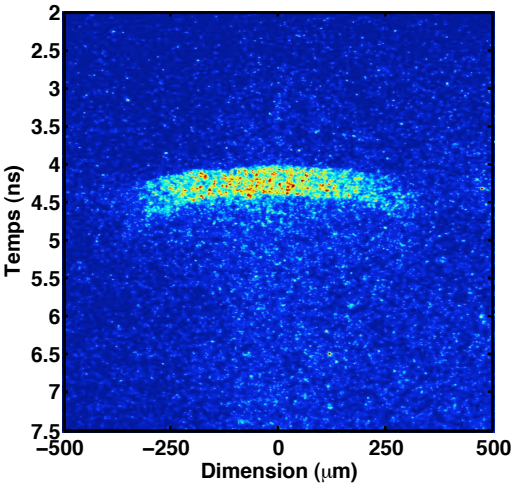


Figure 5.21 Emission face arrière de la propagation d'un choc dans un tricouche de CH/Ti/CH.

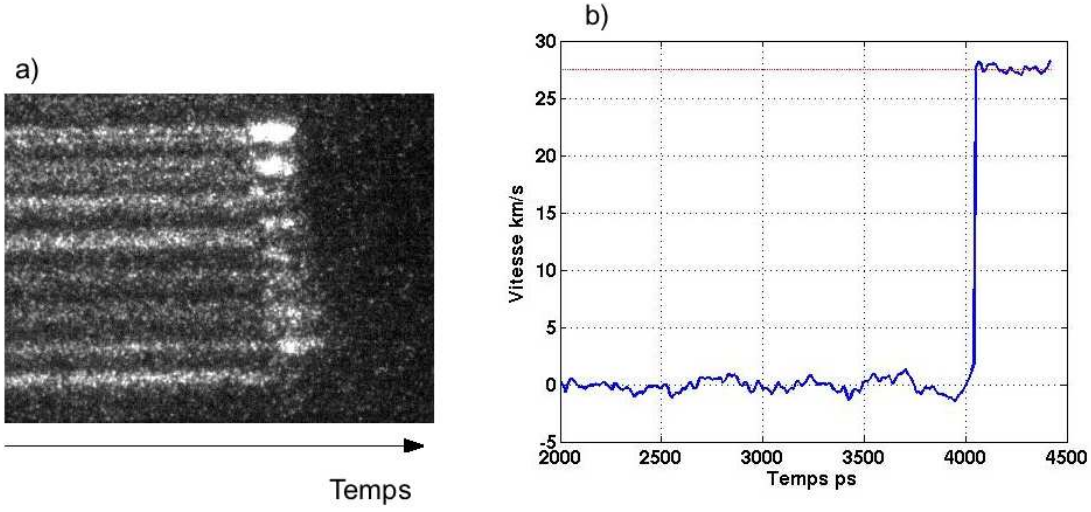


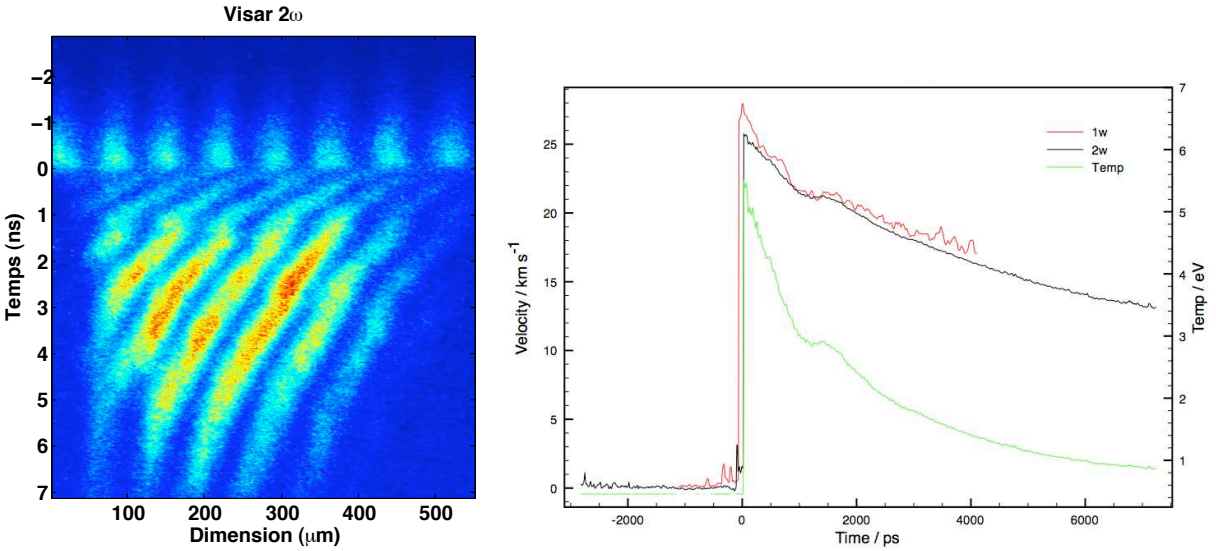
Figure 5.22 a) Donnée brute du VISAR. b) Extraction de la vitesse du choc : 27.5km/s.

notre diagnostic par un bon accord avec des valeurs tabulées sur un matériau de référence [155]. Cela conforte ainsi les mesures réalisées par la suite avec ce diagnostic.

⋆ Matériau de référence : Quartz (silice fondue)

Dans la méthode précédente, nous utilisions le matériau de référence (CH) pour vérifier le calibrage absolue de notre diagnostic. Ici, nous l'utilisons directement pour obtenir le calibrage de notre système optique. Nous détaillons maintenant, étape par étape, la démarche accomplie à l'aide des données relatives aux conditions expérimentales de février 2008.

Tout d'abord, nous mesurons précisément à l'aide des VISARs (figure 5.23(a)), l'évolution de la vitesse du choc (U_S) dans notre matériau de référence (figure 5.23(b)). La courbe noire correspond la mesure de U_S par le VISAR à ω (sensibilité corrigée de l'indice du milieu S = 8.65 km.s^{-1}.fr^{-1}), et celle en rouge est le résultat du décalage des franges observé sur l'image 5.23(a) pour le VISAR à 2ω (S = 3.46 km.s^{-1}.fr^{-1}). Ensuite, grâce à la connaissance de l'EOS de la silice fondue [144], nous pouvons déduire pour chaque valeur de U_S, sa température. L'équation

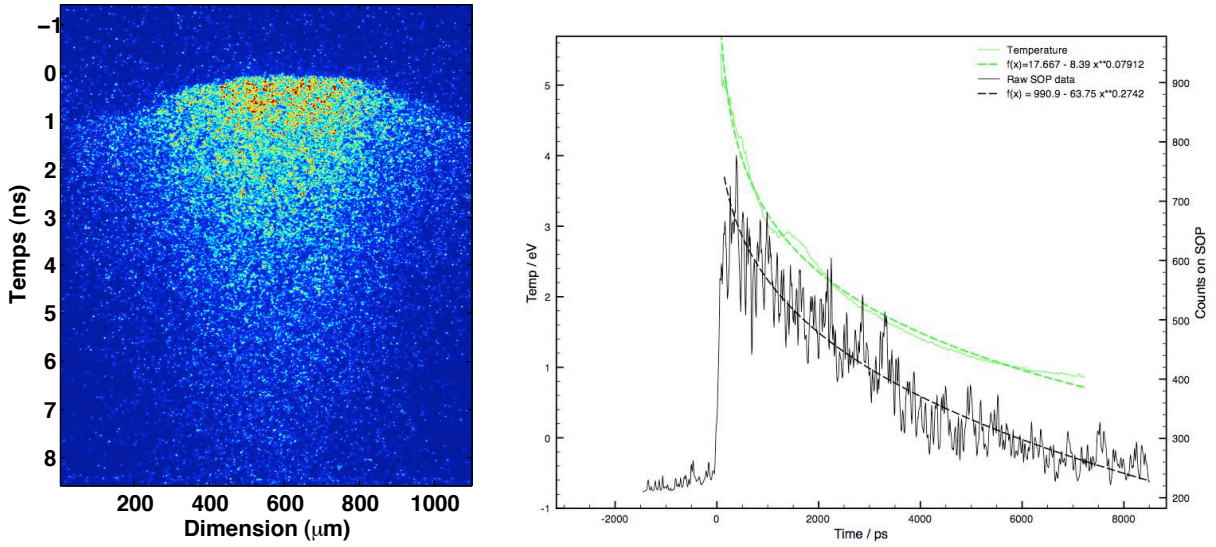


(a) Image VISAR à 2ω.

(b) Evolution de U_S(t) (VISARs) et de la température (EOS) du choc.

Figure 5.23 Evolution de la vitesse du choc par les VISARs

d'état permet d'obtenir une relation de la température du choc en fonction du temps via les mesures de U_S. Nous représentons cette dernière courbe en fonction du temps en vert sur la figure 5.23(b).



(a) Image du SOP.

(b) Evolution du nombre de coups (noire) et de la température (vert) en fonction du temps.

Figure 5.24 Calibrage du diagnostic.

Nous mesurons également l'évolution de l'émission du choc en fonction du temps (figure 5.24(a)) et nous obtenons (figure 5.24(b)), d'une part, le nombre de coups en fonction du temps, $N_{U_S}(t)$ (ordonnée représentée sur la droite) et, d'autre part, avec la courbe 5.23(b) la température du choc en fonction du temps, $T_{U_S}(t)$ (ordonnée pour cette courbe à gauche). Connaissant également la réflectivité du matériau [157], nous pouvons exprimer pour notre diagnostic une relation entre le nombre de coup de la caméra de la CBF et la température

équivalente de corps noir du plasma. Cette transformation consiste à simplifier la constante [voir la relation (5.26)] $C = \frac{S\Omega\Delta t}{k}T(\lambda)r(\lambda)$ liée à la fonction de transfert de l'ensemble du système. En effet, pour le choc dans la silice fondue on a :

$$N_{U_S}(t) = \int_{\Delta\lambda} I_{CG}(\lambda, T_{U_S}(t))Cd\lambda, \tag{5.27}$$

et nous voulons connaître la relation :

$$N(t) = \int_{\Delta\lambda} I(\lambda, T(t))Cd\lambda, \tag{5.28}$$

pour l'émission d'un plasma. La constante C est identique car nous utilisons le même dispositif expérimental. C'est cette démarche qui est réalisée entre les deux courbes de la figure 5.24(b). Le calibrage en température du diagnostic est réalisé pour chaque temps et on définit la relation [6] entre la température équivalente de corps noir et le nombre de coups :

$$T(eV) = 17.667 - 8.39(72.22 - N(\text{nombre de coups})/52.75)^{0.1816}.$$

Récapitulatif : Grâce à un calibrage absolue en énergie des diagnostics d'émission, nous pouvons déterminer la température apparente de corps noir du jet de plasma.

5.3 Vitesses et profil du jet

La mesure de la vitesse du jet est une donnée expérimentale capitale puisqu'elle conditionne la détermination de tous les nombres sans dimension. Pour cela, nous avons utilisé différents diagnostics : ombroscopie et émissivité. Certains de ces diagnostics étaient implémentés sur chaque tir pour permettre de croiser les résultats. Ils ont permis une mesure de l'évolution radiale et longitudinale du jet ainsi que des vitesses associées.

5.3.1 Ombroscopie transverse

Afin de réaliser l'ombroscopie du jet de plasma, nous avons utilisé un faisceau sonde (Nd :YaG) doublé en fréquence ($\lambda = 532$nm), avec une durée de 8ns. A l'exception de l'expérience de 2008, la durée de l'impulsion a pu être augmentée jusqu'à 20ns par une technique de "pulse stacking" effectuée à l'aide d'un pavé de fibres de longueurs adaptées.

Nous rappelons ici le principe de base du diagnostic d'ombroscopie. Le passage d'une onde électromagnétique à travers un plasma est affecté par les processus tels que la réfraction, la diffusion et l'absorption (figure 5.25). D'une manière générale, la diffusion est observée lorsque le faisceau sonde est intense et pour des densités de plasma élevées car la section efficace de ce processus est très faible. Dans le cas présent, l'intensité du faisceau sonde n'était pas suffisamment importante ($\sim$ 1mJ d'énergie) ce qui permet d'ignorer complètement ce processus. Deux processus restent donc déterminants pour le diagnostic d'ombroscopie : l'absorption et la réfraction. Nous tentons maintenant d'estimer respectivement l'impact de chacun de ces phénomènes pour nos images d'ombroscopie. L'objectif est de pouvoir accéder, par des modèles simples, à une valeur raisonnable de la densité électronique dite "de coupure" (notée $n_e^\star$) pour nos images

[6] Analyse réalisée par C. D. Gregory

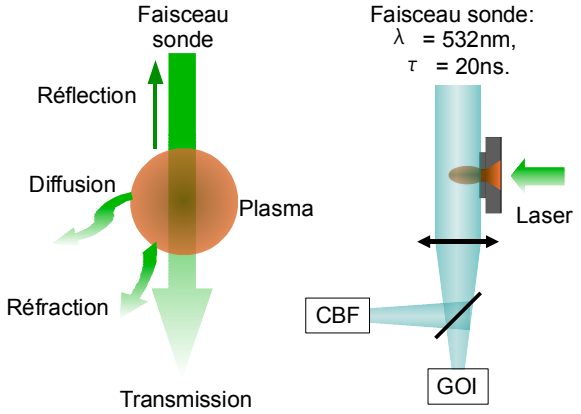


Figure 5.25 A gauche : illustration de l'ensemble des processus lors de la propagation d'un faisceau sonde à travers un plasma. L'absorption du plasma entraîne une diminution de l'intensité du faisceau sonde. A droite : Schéma de principe du diagnostic d'ombroscopie avec les deux types de détecteurs utilisés pour ce diagnostic.

d'ombroscopie, plus pertinente que n_c. Cette densité définit la limite entre la zone "claire" et "sombre" de nos images.

On considère tout d'abord uniquement le phénomène de réfraction pour obtenir, par des considérations analytiques [173], une estimation de la densité limite, $n^\star$. Par la suite, nous traitons indépendamment à la réfraction le phénomène d'absorption. Enfin, la considération de ces deux développements permet de définir la densité électronique de coupure pour notre diagnostic d'ombroscopie : $n_e^\star$.

Si le phénomène de réfraction est négligeable, l'image du plasma obtenue correspond à une densité électronique égale à n_c. En considérant le processus de réfraction, la limite entre absorption et transmission se trouve à une densité électronique inférieure. Nous allons maintenant présenter la méthode pour estimer cette limite à l'aide des considérations analytiques sur la réfraction d'un rayon se propageant à travers le plasma [173]. Nous appliquerons ensuite ce résultat à notre diagnostic d'ombroscopie.

La méthode décrite ci-dessous est basée sur la relation entre l'indice de réfraction du plasma n et sa densité électronique n_e par la relation (5.1) déjà mentionnée précédemment :

$$n = \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}},$$

avec n_c la densité critique en fonction de la longueur d'onde λ du faisceau sonde. L'optique géométrique ou la méthode de tracé de rayons est applicable si le gradient de l'indice de réfraction du plasma n'est pas trop important [174] :

$$|\frac{\partial n}{\partial x}| \ll \frac{n}{\lambda},$$

où x correspond à la direction perpendiculaire au faisceau sonde. En considérant la relation (5.1), cette condition s'écrit en fonction de n_e :

$$|\frac{\partial n_e}{\partial x}| \ll 2\frac{n_c - n_e}{\lambda}.$$

Soit une densité électronique du plasma $n_e \sim 10^{20}$ cm^3 et avec $n_c \sim 4.10^{21}$ cm^3 pour $\lambda = 532$ nm, on estime un gradient de réfraction limite de 10^{26}cm^{-4}. Cette inégalité sur le gradient de densité en plus de la condition $n_e << n_c$ détermine les limites d'application du modèle que nous exposons ici.

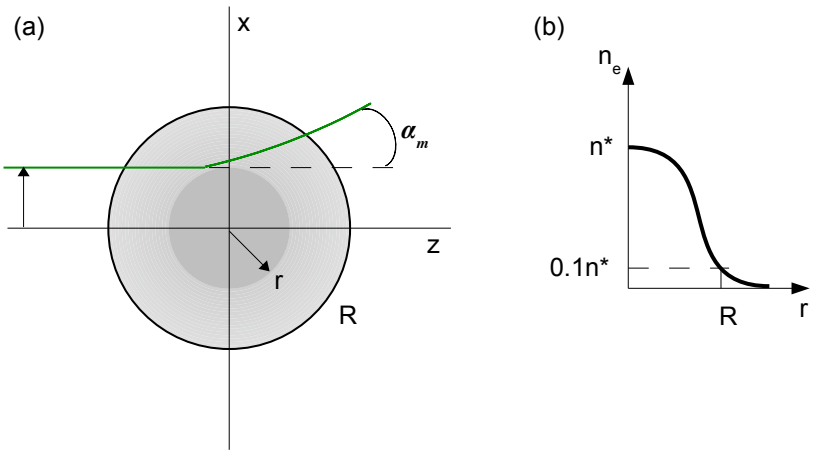


Figure 5.26 (a) cylindre de plasma avec le tracé d'un rayon du faisceau sonde (vert) se propageant de la gauche vers la droite. L'angle de déviation du rayon est α_m. (b) Profil de densité électronique considéré. $n^\star$ est la densité maximale du centre du cylindre.

On considère un plasma à symétrie cylindrique qui possède un profil de densité décroissant du centre vers l'extérieur décrit sur la figure 5.26 (b). Dans ces conditions, les rayons sont déviés dans le sens d'une augmentation de l'indice de réfraction, i.e que le plasma agit comme une lentille divergente. En considérant l'approximation géométrique, $n_e \ll n_c$ et $\alpha \ll 1$, la trajectoire d'un rayon à un paramètre d'impact p s'exprime en fonction des coordonnées cylindriques (r,ϕ) [174] par :

$$\frac{dr}{d\phi} = \frac{r}{p}\sqrt{n^2(r).r^2 - p^2}. \tag{5.29}$$

On remarque qu'il existe une relation directe entre la valeur de l'indice de réfraction et la déviation du rayon et cela indépendamment de la taille du plasma. La résolution de cette équation (5.29) exprime la dépendance de l'angle de déviation $\alpha(p/R)$ en fonction du profil normalisé de la densité électronique, $f = n_e/n^\star$ sous la forme :

$$\alpha(\frac{p}{R}) = \frac{n^\star}{n_c}\int_0^{\sqrt{(r_0/R)^2-(p/R)^2}} \frac{\partial f(\frac{p}{R},\frac{z}{R})}{\partial(\frac{p}{R})} d(\frac{z}{R})$$

où l'ensemble des variables est défini sur la figure 5.26 (l'indice de réfraction $n(r)$ =1 pour $r \geqslant r_0$). Cette intégrale ne dépend pas directement de n_e, ni de la dimension du plasma mais du paramètre d'impact p du rayon et de la dimension R définie comme étant $0.1n^\star$.

Les valeurs de l'angle de déviation définies par l'équation précédente ont été calculées pour un grand nombre de profils f (figure 5.27). Pour le profil de densité électronique le plus défavorable, c'est-à-dire avec le plus fort gradient de densité (f=1 sur la figure 5.27) on obtient la valeur maximale de l'angle de déviation [173] :

$$\alpha_m = 1.3\frac{n^\star}{n_c} \tag{5.30}$$

Appliquons maintenant ce résultat à notre diagnostic d'ombroscopie. On schématise le jet

TABLE 1. ELECTRON DENSITY PROFILE FUNCTIONS

Number	$f\left(\frac{r}{R}\right)$
1	$\exp\left[\ln 0{\cdot}1 \,.\, \left(\frac{r}{R}\right)^5\right]$
2	$1 - 0{\cdot}9\left(\frac{r}{R}\right)^3$
3	$1\Big/\left[1 + 9\left(\frac{r}{R}\right)^5\right]$
4	$\exp\left[\ln 0{\cdot}1\left(\frac{r}{R}\right)^3\right]$
5	$\cos^{3/2}\left[\arccos\left(0{\cdot}1^{3/2} \,.\, \frac{r}{R}\right)\right]$
6	$1 - 0{\cdot}9\left(\frac{r}{R}\right)^2$
7	$\cos^{3/2}\left[\arccos\left(0{\cdot}1^{2/3} \,.\, \frac{r}{R}\right)\right]$
8	$1 - 0{\cdot}9\left(\frac{r}{R}\right)^{3/2}$
9	$\cos^{10}\left[\arccos\left(0{\cdot}1^{1/10} \,.\, \frac{r}{R}\right)\right]$
10	$\exp\left[\ln 0{\cdot}1 \,.\, \left(\frac{r}{R}\right)^2\right]$
11	$1\Big/\left[1 + 9\left(\frac{r}{R}\right)^2\right]$
12	$1 - 0{\cdot}9\,\frac{r}{R}$

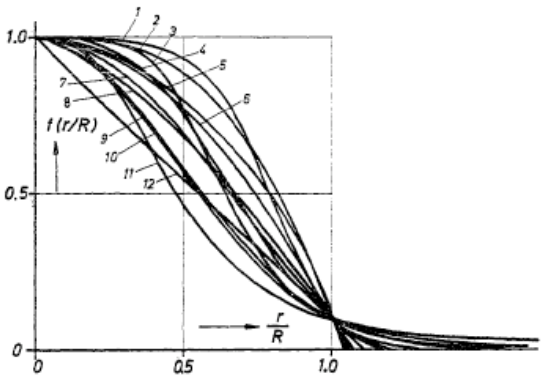


Figure 5.27 Profils extraits de l'article de F. Keilmann [173]

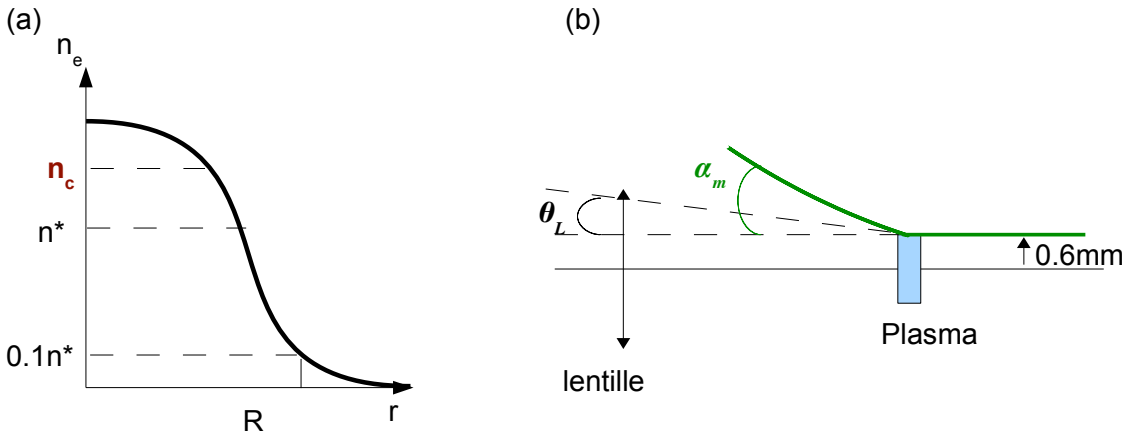


Figure 5.28 (a) Profil de densité électronique considéré pour les jets de plasma. (b) Schéma de la position de la première lentille et des angles θ_L et α_m considérés pour la réfraction.

de plasma sondé (figure 5.28(a)) comme un cylindre de coeur $n_e > n_c$ avec une couronne, qui de l'extérieur vers l'intérieur, a une densité électronique variant de $0.1n^\star$ à $n^\star$. Les conditions décrites dans l'articles [173] ($n_e \ll n_c$ et pour des angles de réfraction $\alpha \ll 1$) sont vérifiées dans la couronne. Ensuite, on applique directement le résultat 5.30 pour estimer la densité limite mesurée par notre diagnostic en ne considérant ici que le phénomène de réfraction. Les caractéristiques géométriques du système optique (figure 5.28 (b)), nous permettent de déduire l'angle de collection de la première lentille pour une distance maximale par rapport à l'axe (p le plus défavorable $\sim$ 0.6mm) : $\theta_L = 0.074$ radians.

Tout rayon lumineux, réfracté à un angle supérieur à l'angle de collection de la lentille, entraîne une zone d'ombre sur notre image. En égalant θ_L à α_m, on a une estimation de la densité

électronique dite "coupure" pour nos profil d'ombroscopie à $\mathbf{n^\star \sim 0.06n_c}$ pour le cas le plus défavorable et à $\mathbf{0.1n_c}$, pour un gradient de densité plus doux (d'après l'ensemble des profils donné sur la figure 5.27).

Nous venons de déterminer l'influence du processus de réfraction sur la valeur de la densité électronique de coupure dans nos conditions expérimentales. Ce résultat dépend très fortement du type de gradient considéré et du système optique implanté (position de la première lentille). A cela s'ajoute le processus d'absorption du faisceau sonde, dépendant quant à lui de la longueur du plasma sondé, ainsi que des caractéristiques du plasma (facteur d'absorption). En suivant le modèle développé dans le livre de P. Drake (p. 345 [84]) nous exprimons le coefficient d'absorption du faisceau sonde sous la forme de :

$$K_{EM} = \nu_{ei}\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0^2}\frac{1}{c\sqrt{1-n_e/n_c}} \tag{5.31}$$

où ω_{pe} et ω_0 sont respectivement la pulsation du plasma et du faisceau sonde et c la vitesse de la lumière. La fréquence de collision électron-ion, ν_{ei}, est donnée par :

$$\nu_{ei}(Hz) = 3.10^{-6} ln\Lambda \frac{n_e(cm^{-3})Z}{[T_e(eV)]^{3/2}}.$$

De là, on obtient l'expression de la transmission du faisceau sous la forme de :

$$T = exp(-K_{EM}D) = exp\left[-\left(2.4\times 10^{-38}\frac{n_e(cm^{-3})^2 Z}{T(eV)^{3/2}}\frac{D(cm)ln\Lambda}{\sqrt{1-n_e/n_c}}\right)\right]$$

où D correspond à la longueur du plasma sondée. Contrairement au phénomène de réfraction, le processus d'absorption du faisceau sonde dépend fortement de la longueur de plasma. En effet, en traçant l'évolution de la transmission (figure 5.29 de 10% à 90%) en fonction du rapport n_e/n_c et de la dimension du plasma D on observe, proche des caractéristiques du plasma que nous avons obtenu en expérience (voir chapitre 6) [7], une absorption importante du faisceau sonde. Pour une longueur typique $\sim 100\mu$m, on prédit une limite entre zone claire et sombre pour $n_e^\star \sim 0.1n_c$. Bien que cette valeur soit proche de celle déterminée par le phénomène de réfraction ($n^\star$), elle a été déterminée indépendamment et participe donc conjointement à la définition de $\mathrm{n}_e^\star$.

Ces deux modèles, certes simples, ont pour vocation de définir une valeur approximative de la densité électronique de coupure $\mathrm{n}_e^\star$ de notre diagnostic. Il n'en reste pas néanmoins vrai qu'une valeur précise nécessite d'effectuer un tracé de rayons. Il faut pour cela, être en mesure de produire un profil de densité typique du plasma sondé. Ne pouvant pas l'obtenir encore, nous avons utilisé ces considérations pour obtenir une fourchette raisonnable de la densité électronique de nos profils d'ombroscopie. On estime ainsi, pour nos conditions expérimentales, une densité de coupure ($n_e^\star$) limitant la zone d'absorption et de transmission du faisceau sonde par :

$$10^{19}\mathrm{cm}^{-3} \leqslant n_e^\star \leqslant 10^{20}\mathrm{cm}^{-3}.$$

Afin d'enregistrer les images d'ombroscopie visible, nous avons implanté deux types de détecteurs complémentaires : le GOI et la CBF. Le GOI [8] est un senseur intensifié, monocoup à ouverture temporelle rapide. L'acquisition est faite pendant un temps (minimum) de 120 ps sur

[7] Il est bien entendu important pour plus de précision de tenir compte de la dépendance en température et de l'ionisation du plasma sondé.

[8] Acronyme anglais signifiant *Gated Optical Imager*, et traduisible en français par «Imagerie Optique Rapide».

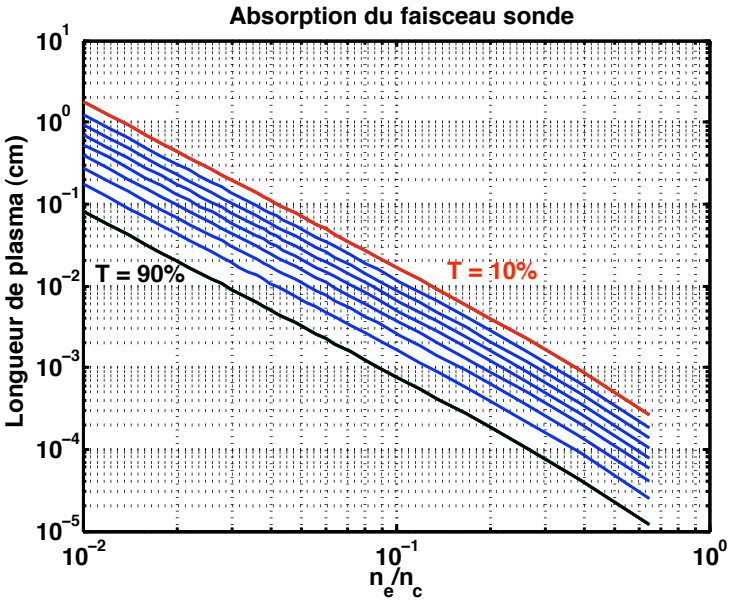


Figure 5.29 Transmission du faisceau sonde avec un faisceau sonde de longueur d'onde de 532 nm et pour des caractéristiques plasma de Z=1.5 et T=5eV.

une cathode de 18 mm de diamètre. Il est connecté à un système d'acquisition d'image CCD. Lors des campagnes du LULI, deux GOI ont été utilisées ce qui a permis d'avoir pour un même tir, un instantané à deux temps différents (voir chapitre 6). En différenciant les longueurs du jet mesurées sur les deux GOI et connaissant ce retard entre celles-ci, nous évaluons une vitesse moyenne du jet à $n_e^\star$.

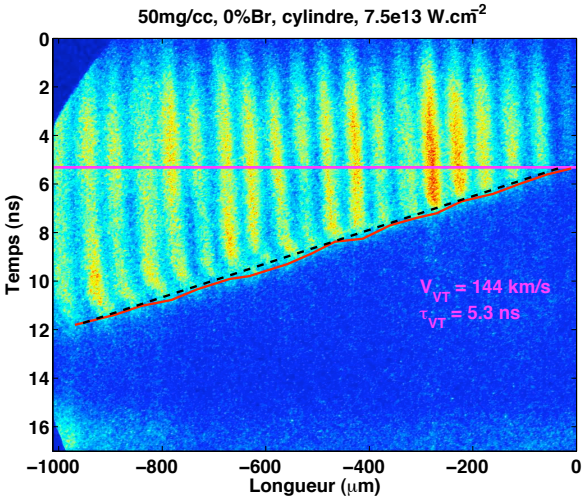


Figure 5.30 Mesure de la vitesse du jet par ombroscopie.

Pour une mesure précise de la vitesse du jet, seule une ombroscopie avec une résolution temporelle précise (CBF) est possible. Cela est réalisé avec le diagnostic VISAR transverse. La figure 5.30 illustre ce résultat où les franges proviennent du VISAR transverse. Une partie peu dense du plasma, à l'origine du décalage de frange observé sur la figure 5.30, permet d'en déterminer la densité électronique du milieu (paragraphe 5.1.1.3). A partir du temps τ_{VT} une partie du faisceau sonde est absorbée, cette limite décrit l'évolution de la longueur du jet de plasma à $n_e^\star$ en fonction du temps. L'extraction de la longueur du jet en fonction du temps est représen-

tée en rouge (figure 5.30). De là, nous pouvons en évaluer la vitesse (trait en pointillé noir) qui correspond sur l'image à une vitesse du jet de V_{VT}=144 ± 10km (section 6.2 dans le chapitre 6).

5.3.2 Emissivité transverse et arrière

Les diagnostics d'émission propre[9], sont schématisés sur la figure 5.31. Ils consistent simplement à réaliser l'image sur une CBF de l'émission dans le visible du jet de plasma. Deux diagnostics d'émission propre ont été mis en place : un en face arrière et l'autre en transverse

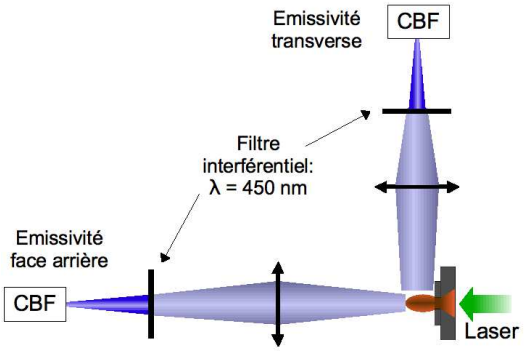


Figure 5.31 Schéma des diagnostics d'émission dans le bleu (λ = 450nm) transverse et face arrière de la cible.

En face arrière, il nous permet d'observer l'évolution radiale du jet (figure 6.12) ainsi que sa température. A un temps fixé, par mesure de la largeur à mi hauteur du profil (figure 6.12), nous évaluons le diamètre du jet. Ce diagnostic est donc complémentaire de l'ombroscopie transverse 2D (GOI) qui mesure le diamètre du jet par absorption.

Afin de remonter à la température équivalente de corps noir (paragraphe 5.2.1), nous avons

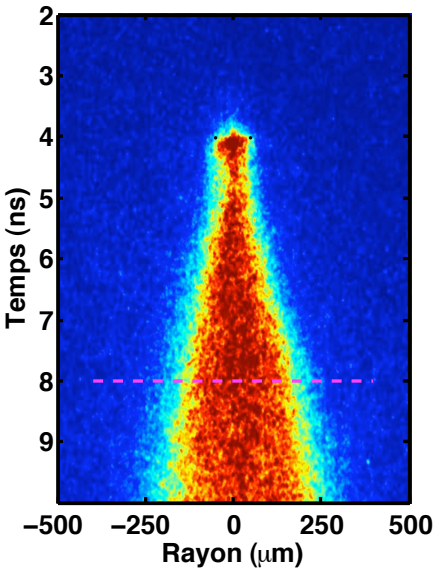


Figure 5.32 Image du SOP face arrière (50mg/cc). Pour la coupe (ligne rose) on mesure un rayon de $\sim$ 100μm.

[9]ou en anglais "Self Optical Pyrometry" (SOP)

ajouté un filtre interférentiel de faible largeur spectrale ($\Delta\lambda = 20$ nm) à une longueur d'onde centrale $\lambda_0 = 450$nm (bleu). Cette température apparente de corps noir du jet est évaluée à l'aide du calibrage absolu en énergie du diagnostic d'émission propre, décrit précisément tout au long du paragraphe 5.2.1.

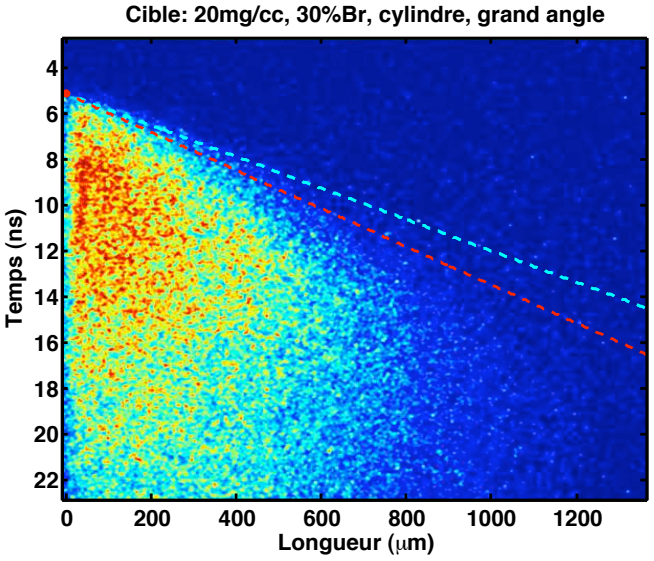


Figure 5.33 Evolution transverse de l'émission du jet. La droite en pointillé rouge correspond à l'évolution de la longueur d'émission du jet donnant une vitesse de 120 km/s. La courbe bleue correspond à celle obtenue par ombroscopie transverse (146 km/s).

En transverse, ce diagnostic (figure 5.33) est complémentaire de la mesure de la vitesse du jet par ombroscopie (VISAR, figure 5.30). L'émission propre du jet correspond à une zone à priori plus dense du jet par rapport au diagnostic d'ombroscopie. C'est pourquoi, sur une échelle de temps importante après le début de la propagation, on observe une différence sur la vitesse entre les diagnostics d'ombroscopie et d'émission propre (voir figure 5.33). L'interprétation est détaillée dans le chapitre 6 relative à l'analyse des données. L'utilisation de ce diagnostics nous fournit une connaissance accrue sur le profil thermique du jet. De plus, un des avantages du diagnostic d'émissivité transverse par rapport à l'ombroscopie est de permettre, s'il y a lieu, d'observer des sur-intensités (zone plus chaudes) le long du jet. Ce sera un atout lors de l'étude de la propagation du jet dans un milieu effectuée au chapitre 7.

Récapitulatif : La mesure de la vitesse du jet de plasma est réalisé de deux manières complémentaires à l'aide d'une CBF soit par ombroscopie, soit par émission propre. La morphologie 2D du jet est obtenue par ombroscopie.

Dans le tableau 5.2, nous résumons l'ensemble des paramètres du jet obtenu à l'aide des divers diagnostics implantés pour les expériences.

Diagnostics	Paramètres	Résolution temporelle	spatiale
VISAR face arrière	Vitesse de choc	évolution (CBF)	1D
VISAR Transverse	Vitesse de propagation et n_e	évolution (CBF)	1D
Nomarski	Morphologie et n_e	instantanée (GOI)	2D
Radiographie X	Morphologie et ρ	instantanée (source)	2D
Radiographie Protonique	Morphologie et ρ*	instantanée (source)	2D
SOP face arrière	Vitesse radiale et T_{CN}	évolution (CBF)	1D
SOP transverse	Vitesse de propagation et T_{CN}	évolution (CBF)	1D
Ombroscopie GOI	Morphologie	instantanée (GOI)	2D

Tableau 5.2 Récapitulatif des paramètres du jet de plasma mesurés à l'aide des diagnostics décrit dans ce chapitre. On rappelle que SOP désigne les diagnostics d'émission propre et T_{CN} correspond à la température apparente du corps noir. * : technique possible mais pas utilisée sur les jets.

Troisième partie

Discussion des résultats

Etude de la propagation du jet de plasma dans le vide

Propagation du jet dans un milieu ambiant

Conclusions et perspectives

Chapitre 6

Etude de la propagation du jet de plasma dans le vide

Après avoir présenté les principes et schémas des différentes expériences effectuées (chapitre 4) ainsi que les méthodes employées pour accéder aux paramètres du jet de plasma (chapitre 5), nous discutons ici les données obtenues dans le cas d'une propagation dans le vide. Les résultats sont présentés en fonction des paramètres du jet : la morphologie, les deux vitesses (propagation et radiale), la température et la densité.

Les modifications en fonction des conditions initiales (CI) sont détaillées. Parmi ces CI, nous discutons l'influence de la densité initiale de la mousse ρ_0, l'apport du cylindre collimateur, du dopant en brome et de l'angle du cône. Nous avons également exploré comment l'intensité laser (associée aux campagnes expérimentales) modifie les caractéristiques du jet. Enfin, la détermination de l'ensemble des paramètres nous permet d'évaluer les nombres sans dimension et d'établir leur évolution.

6.1 Morphologie du jet dans le vide

Grâce au diagnostic d'ombroscopie associé aux GOI, on effectue ici l'étude du profil 2D du jet (instantané). Les considérations quantitatives réalisées ici à l'aide simplement du diagnostic d'ombroscopie, préfigurent les résultats et interprétations physiques que nous allons mener plus en détails au cours des sections suivantes. Nous étudions tout d'abord l'évolution du jet dans le vide en remarquant sa forme typique ("ovoïde") par la comparaison à un tir donné, de deux images à deux retards différents. Puis, nous soulignons l'impact de la densité initiale de la mousse (ρ_0) sur sa morphologie. Enfin, par la comparaison des tirs avec et sans le cylindre collimateur (schéma de cible présenté dans le chapitre 4), nous commençons à observer son influence sur le jet de plasma. Nous développons cet aspect avec une précision accrue au cours de l'étude sur les vitesses (sections suivantes 6.2 et 6.4).

⋆ Evolution temporelle du jet

Aux premiers instants de la propagation du jet dans le vide ($\sim$ 2ns après la sortie du cône), on constate une faible collimation du plasma à l'aide du cône (figure 6.1 (a)). On mesure une longueur de 215$\pm$ 25 μm et un rayon de 100 $\pm$ 15μm, pour 7 $\pm$ 0.125 ns par rapport au laser. Pour un retard plus important (11 ns), on observe que le jet s'est propagé jusqu'à 610 μm (figure 6.1 (b)) avec un rayon de 210 μm. Un renflement observé en son centre définit le rayon du jet (à une longueur $\sim$ 400μm sur la figure 6.1 (b)) et est son extension radiale maximale.

L'erreur commise sur la mesure du rayon ou de la longueur du jet dépend de l'estimation

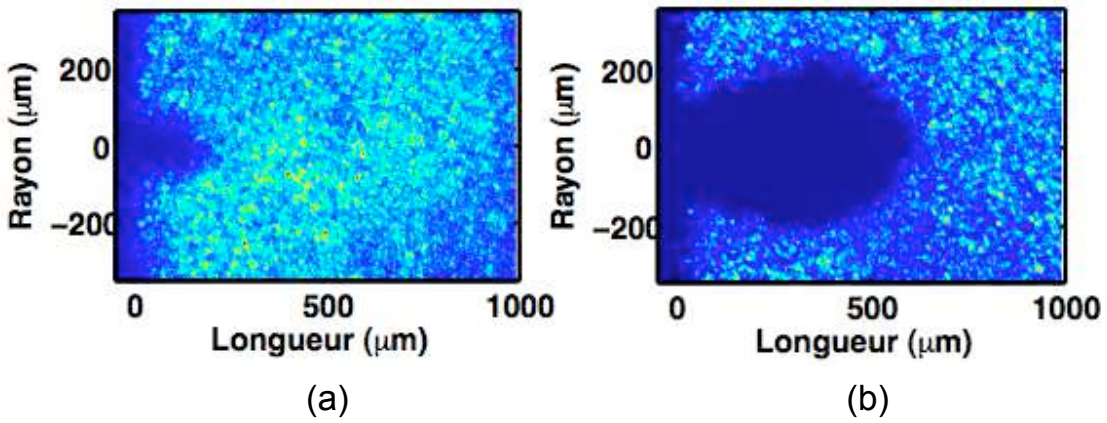


Figure 6.1 Ombroscopie du jet à (a) 7 ns et (b) 11ns de retard pour une densité initiale de mousse de **100mg/cc**, avec un cylindre (I = 7.5×10^{13} W.cm^{-2}).

de la largeur à mi hauteur du profil d'absorption. Les données, un peu bruitées en raison de l'inhomogénéité d'éclairement du faisceau sonde, dégrade notre précision de mesure ($\pm10\mu$m). La mesure absolue de la longueur du jet dépend quant à elle de la détermination de l'origine des longueurs. Celle-ci correspond pour nos images à l'ombre du bord de la cible. Cette valeur varie en fonction de la précision d'alignement en angle (projection de l'ombre de la cible). On considère une erreur maximale de l'ordre de 0.5° par rapport à l'axe optique des diagnostics transverses et cela revient à une imprécision de ±15 μm. L'erreur absolue sur le retard des diagnostics (GOI ou CBF) correspond d'une part, à la détermination du front de montée ou de descente de l'impulsion laser (125ps) et, d'autre part, au signal de synchronisation (125ps).

L'écart entre les retards des deux images, nous donne une vitesse moyenne de propagation du jet de 105 km/s $\pm10\%$ et une vitesse radiale de 38 km/s $\pm$ 10%. Ce profil du plasma est à une densité électronique proche de $n_e^\star$ (chapitre 5) et sa morphologie est typique de ce que nous observons au cours de l'ensemble des expériences. Malgré la modification des CI initiales, comme nous le détaillons ci-dessous, on observe toujours une extension radiale au centre du jet, plus ou moins rapide (figures 6.3 et 6.4). On retrouve même pour un retard plus important (18 ns) sa forme caractéristique (figure 6.2).

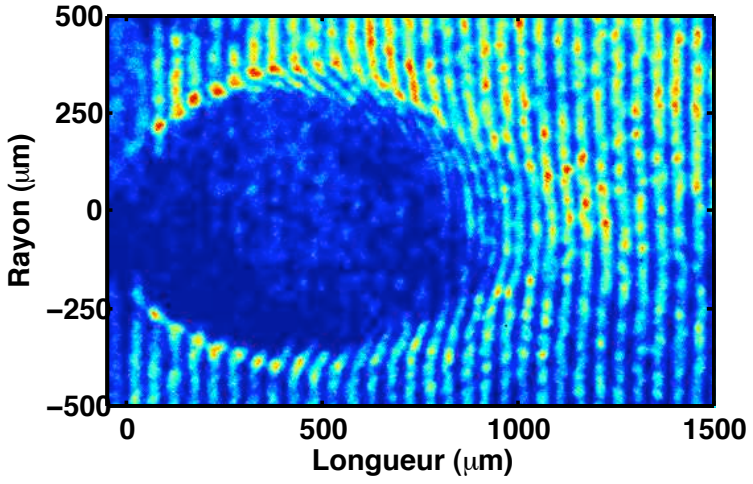


Figure 6.2 Interférométrie du jet (18ns de retard) pour une densité initiale de mousse de 100mg/cc, 30% Br, avec un cylindre (I = 8×10^{13} W.cm^{-2}).

On note à la base du jet, un rayon supérieur ($\sim$ 100 μm figure 6.1 (b)) à celui du cylindre initial (50 μm). Pour expliquer cet élargissement du diamètre initial, en plus de l'expansion du jet de mousse, il faut tenir compte de la dégradation du cône par la propagation de la mousse choquée. Lorsque le plasma se propage dans le cylindre d'acier, celui-ci est chauffé par conduction thermique et se détend légèrement dans le vide. Il se peut également, à des retards plus importants, que l'acier du cône soit dégradé par la propagation du choc oblique, transmis de la mousse aux parois en acier (voir chapitre 3). En moyenne, que se soit avec ou sans cylindre en sortie du cône de mousse, le diamètre initial du jet mesuré par ombroscopie augmente avec une vitesse radiale de $\sim$ 12 km/s (soit $\sim$ 10% de la vitesse de propagation du jet).

Nous observons ici, concernant le profil 2D du jet proche de $n_e^\star$, la collimation du jet au premier instant et, son expansion lors de sa propagation dans le vide. Le rapport d'aspect du jet, $\mathcal{R}$, définit comme le rapport entre la longueur du jet par son diamètre (chapitre 1) est :

$$\mathcal{R} = \frac{\mathcal{L}}{\mathcal{D}}.$$

Ce nombre sans dimension caractérise la collimation des jets astrophysiques. En moyenne on estime ici $\mathcal{R}$ $\sim$1.5 avec les retards utilisés (tableau 6.1).

$\star$ Modification du profil du jet en fonction de la densité initiale de la mousse

Afin de quantifier l'influence de la densité initiale de la mousse, ρ_0, nous présentons deux couples de tir, réalisés à intensité laser identique. Pour une intensité de 7.5$\times$10^{13} W.cm^{-2}, nous comparons un tir à ρ_0 = 100mg/cc (figure 6.1) avec celui réalisé dans les mêmes conditions pour ρ_0 = 50mg/cc (figure 6.3).

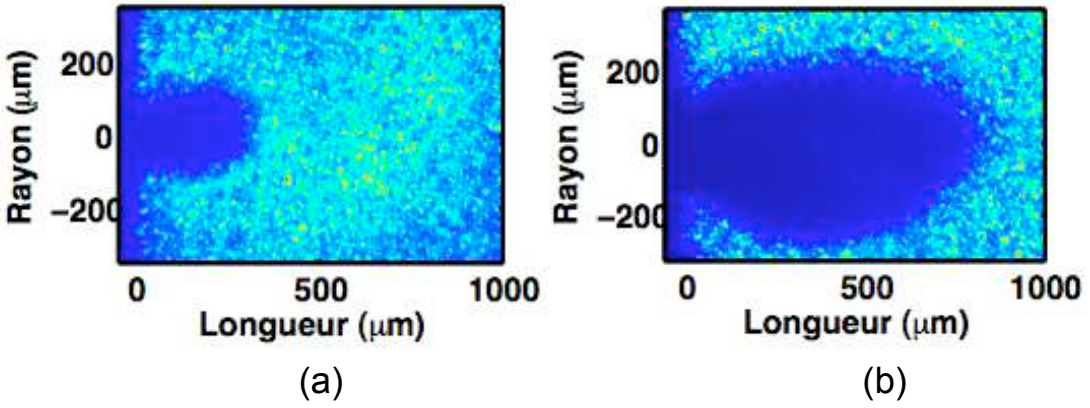


Figure 6.3 Ombroscopie du jet de la cible de cône de mousse à (a) 7 ns et (b) 11 ns de retard pour une densité initiale de mousse de **50mg/cc**, avec cylindre (I = 7.5$\times$10^{13} W.cm^{-2}).

Pour une densité ρ_0 2 fois plus faible (figure 6.3), nous mesurons une longueur de 310 μm à 7 ns soit 30% plus long que son équivalent à 100 mg/cc (tableau 6.1). Nous constatons une augmentation de la dynamique du jet, plus rapide que se soit pour sa propagation et son expansion radiale lors de la diminution de ρ_0. Ce résultat correspond à nos attentes, lorsque nous avons décidé de modifier la densité de la mousse. En effet, connaissant le phénomène de désadaptation d'impédance de choc (chapitre 3) et son utilisation pour accélérer les chocs [175], nous nous attendions à faire propager un choc plus rapide dans la mousse et espérions obtenir ce même résultat sur la propagation du jet de plasma.

Densité initiale ρ_0	Retard	Longueur	Diamètre	Rapport d'aspect $\mathcal{R}$
100 mg/cc	7 ns	215	200	1
100 mg/cc	11 ns	610	420	1.45
50 mg/cc	7 ns	310	225	1.4
50 mg/cc	11 ns	830	480	1.7

Tableau 6.1 Dimensions et rapports d'aspect pour des tirs à ρ_0 = 50mg/cc et 100mg/cc **avec** cylindre.

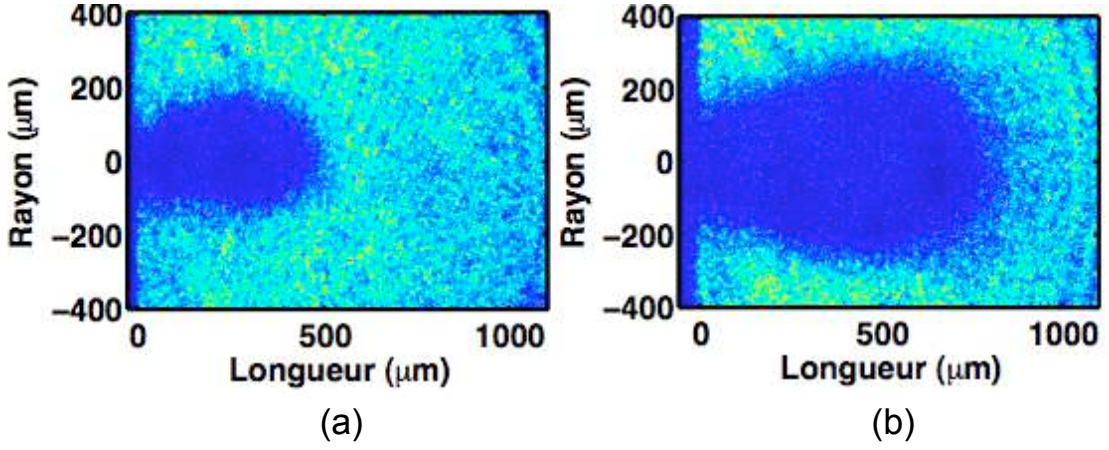


Figure 6.4 Ombroscopie du jet de plasma obtenue à 12 ns de retard avec une densité initiale de (a) 200mg/cc et (b) 20mg/cc (3×10^{14} W.cm^{-2}).

Pour poursuivre cet objectif, nous avons choisi le cas extrême de ρ_0 = 20mg/cc que nous comparons à ρ_0 = 200mg/cc (figure 6.4), réalisé à une intensité laser bien plus importante (3×10^{14} W.cm^{-2}). Nous cumulons ainsi des conditions optimales, forte intensité et ρ_0 faible, pour observer les limites de l'évolution des jets de plasma possibles au cours de nos expériences.

La longueur du jet atteint 500 μm pour ρ_0 = 200mg/cc et 850 μm pour 20mg/cc. Le rapport d'aspect des deux images, quelque soit ρ_0 reste toujours à $\mathcal{R} \sim 1.5$. On remarque donc ici, la constance de ce nombre sans dimension de 20 mg/cc à 200mg/cc.

⋆ Etude du profil du jet avec et sans cylindre de collimation

L'ajout du cylindre en sortie du cône de mousse a pour but de forcer la collimation du jet de plasma en limitant son expansion radiale lors de sa sortie. Nous avons effectué des tirs avec et sans cylindre, à deux densités initiales de mousse, pour en vérifier cette effet (tableau 6.2) . Nous présentons sur le figure 6.5, le résultat pour ρ_0 = 50mg/cc. Nous remarquons des longueurs de jet de plasma pratiquement équivalentes, 900 μm sans cylindre (tableau 6.2) et de 830 μm avec cylindre (tableau 6.1), pour un retard de 13 ns et 11 ns respectivement. Nous avons donc une accélération du jet par l'ajout du cylindre collimateur en plus d'une diminution radiale comme en témoigne le rapport d'aspect moyen des tirs sans cylindre de 1.26 par rapport à 1.4 avec cylindre (valeurs du tableau 6.1 à comparer avec celles du tableau 6.2).

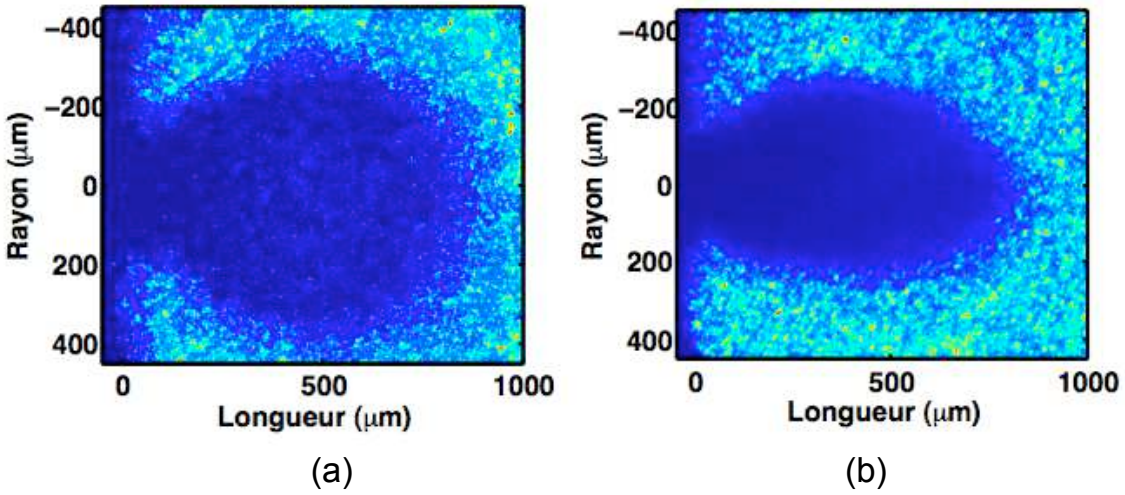


Figure 6.5 Evolution du profil du jet à $n_e^\star$ pour une cible de $\rho_0 = 50$mg/cc (a) sans (retard de 13ns) et (b) avec cylindre collimateur (retard de 11ns) en sortie du cône de mousse.

Densité initiale ρ_0	Retard	Longueur	Diamètre	Rapport d'aspect $\mathcal{R}$
100 mg/cc	9 ns	320	260	1.2
100 mg/cc	13 ns	780	640	1.2
50 mg/cc	9 ns	440	325	1.35
50 mg/cc	13 ns	900	710	1.3

Tableau 6.2 Dimensions et rapports d'aspect pour des tirs à $\rho_0 = 50$mg/cc et 100mg/cc **sans** cylindre.

Récapitulatif : L'étude de la morphologie du jet par ombroscopie (proche de $n_e^\star$ où $0.06\ n_c \leqslant n_e^\star \leqslant 0.1\ n_c$) permet de mesurer l'évolution du rapport d'aspect du jet de plasma : $\mathcal{R}$.
L'interprétation de ce nombre sans dimension conduit à :
- sa constance en fonction de la densité initiale de mousse ρ_0,
- et son augmentation en présence du cylindre collimateur.

6.2 Vitesse de propagation du jet dans le vide

L'ombroscopie réalisée avec le VISAR ainsi que l'émissivité transverse (voir chapitre 5) permettent une mesure précise de la vitesse du jet (V_{jet}). La connaissance de ce paramètre est essentielle car il intervient lors du calcul de l'ensemble des nombres sans-dimension permettant de vérifier la similarité avec les jets astrophysiques.

Nous explorons dans cette section, l'influence des CI sur l'évolution de V_{jet}. Nous observons tout d'abord une modification conséquente de la vitesse du jet lorsque la densité initiale de la mousse varie. Cette constatation fait l'objet du premier paragraphe dans lequel nous présentons et interprétons les résultats. Nous démontrons aussi que l'évolution de la vitesse du jet en fonction de la densité peut être décrite par les caractéristiques du choc dans la mousse. Enfin, nous discutons dans les sections suivantes, l'impact sur V_{jet} des autres CI : angle du cône, ajout du cylindre et dopant en brome .

6.2.1 Modification de la vitesse du jet en fonction de ρ_0

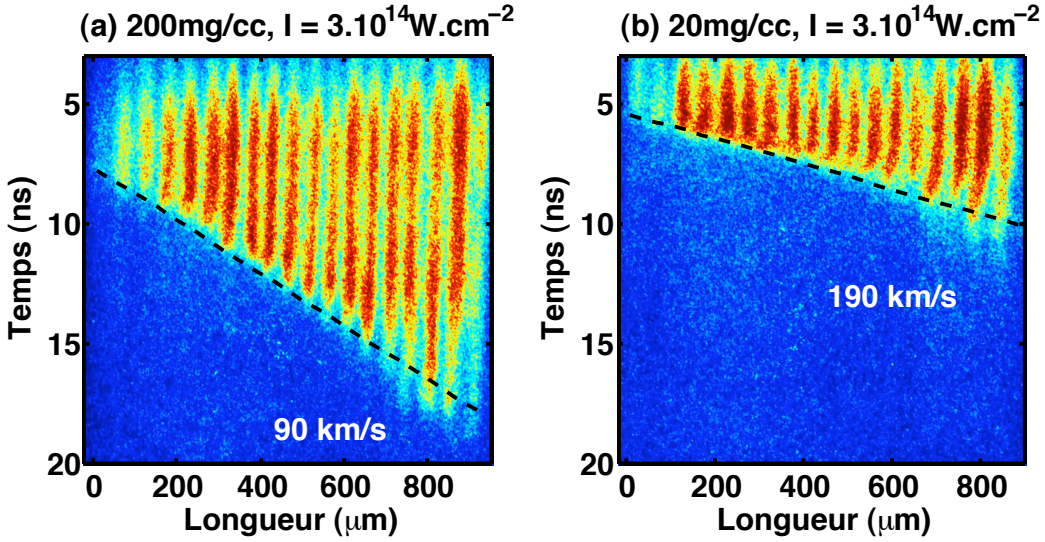


Figure 6.6 Mesure de la vitesse du jet à l'aide du VISAR transverse pour (a) ρ_0=200mg/cc et (b) ρ_0=20mg/cc. .

L'analyse, par le VISAR transverse, de la longueur du jet en fonction du temps montre une croissance linéaire pour l'ensemble des campagnes réalisées (figure 6.6 et figure 6.7). On considère alors, comme première approximation sur sa vitesse [1], une valeur constante correspondant à la régression linéaire de la longueur mesurée du jet (pente des lignes en pointillé de la figure 6.7). La vitesse du jet varie de 90 km/s pour ρ_0=200mg/cc (a) à 190 km/s pour ρ_0=20mg/cc (b). Ces deux valeurs définissent les vitesses limites obtenues au cours des expériences (figure 6.6).

Pour étudier la modification de V_{jet} en fonction de ρ_0, nous reportons sur la figure 6.7 l'ensemble des profils de la longueur du jet en fonction du temps pour les densités comprises entre 20 mg/cc et 200 mg/cc. Les courbes pour 20mg/cc et pour 200 mg/cc correspondent à l'extraction de la limite entre la transmission et l'absorption sur les images de la figure 6.6. Les pentes des droites en pointillées (figure 6.6) donnent : 190 ± 6 km/s[2] pour 20 mg/cc, 144 km/s pour 50 mg/cc, 110 km/s pour 100 mg/cc et 90 km/s pour 200 mg/cc [3]. En comparant ces valeurs, on conclut à une accélération du jet lorsque ρ_0 diminue.

On observe également une modification du temps de transit du choc dans le cône. Le débouché du choc correspond au début de l'absorption du faisceau sonde par rapport à l'origine des temps définie par l'impulsion laser. On estime ainsi son temps de propagation dans la cible solide et la mousse. Le bicouche étant identique pour chacunes des cibles ici présentées (chapitre 4), on en conclut à une augmentation de la vitesse du choc pour ρ_0 décroissant. Le temps de transit du choc est mesuré de $\sim$ 5.4 ± 0.15 ns pour 50mg/cc à $\sim$ 6.5 ns pour 100mg/cc. En

[1]Nous remarquons, pour quelques tirs, un écart de la vitesse du jet par rapport à cette valeur (décroissance du jet), comme par exemple sur la figure 6.7 pour 20mg/cc et 200 mg/cc.

[2]L'incertitude sur V_{jet} correspond à une erreur sur le temps de ±150ps (largueur de la fente et vitesse de balayage) et sur la longueur du jet de ± 15μm. Ces précisions intermédiaires impliquent une erreur relative moyenne de ± 3.4%.

[3]Les deux tirs réalisés en mai 2006 correspondent à des cibles petit angle (20 mg/cc) et grand angle (200 mg/cc). Ces tirs ont été choisis car ils définissent les vitesses limites atteintes aux cours des expériences mais elles dépendent de l'angle du cône (paragraphe 6.2.2).

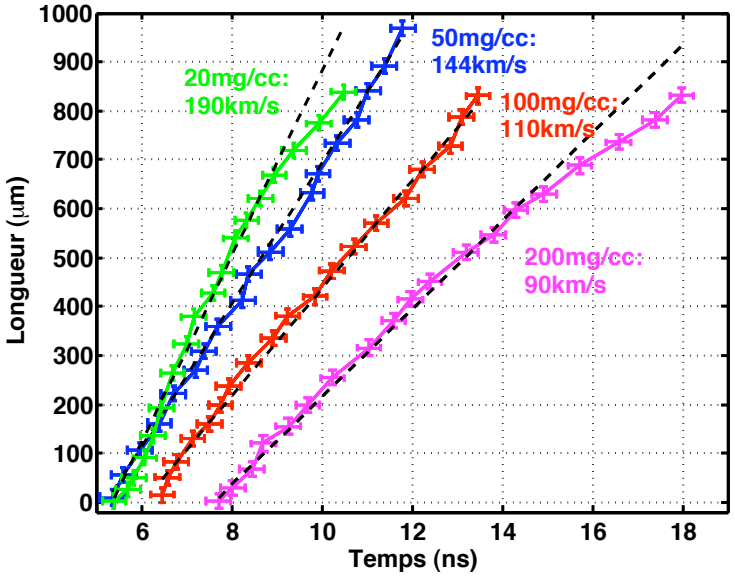


Figure 6.7 Comparaison de l'évolution de la longueur du jet (VISAR transverse) pour ρ_0=20mg/cc (vert), ρ_0=50mg/cc (bleu), ρ_0=100mg/cc (rouge) et ρ_0=200mg/cc (cibles avec des cylindres en sortie du cône). .

considérant une propagation de $\sim$ 0.55ns (simulation figure 4.11 chapitre 4) dans le bicouche et avec un temps de $\sim$ 100/V_{jet} dans le cylindre, nous obtenons une vitesse moyenne de choc de 60km/s et 50 km/s. Cette observation, directement liée aux conditions de propagation du choc dans la mousse, nous amène à en étudier sa modification en fonction de ρ_0.

La désadaptation d'impédance lors de la transmission du choc entre des matériaux de densité décroissante (voir chapitre 3) est fréquemment utilisée [175] pour accélérer un choc généré par un laser intense. Par conséquent, la connaissance de la vitesse du choc dans la mousse doit nous permettre d'interpréter nos mesures du jet. Eût égard à la géométrie de la cible (cône en acier) nous n'avons pas pu y accéder expérimentalement (sauf cas particulier figure 6.41).

Pour appuyer cette affirmation, nous exposons d'abord la démarche réalisée sur un cas particulier, ρ_0 = 50mg/cc, afin d'extraire les vitesses de choc et de détente de la mousse en utilisant le code MULTI. Nous appliquons ensuite cette méthode pour toutes les densités de mousse de 20mg/cc à 200mg/cc et ce pour différentes intensités laser. Enfin, nous expliquons comment ces vitesses évoluent en fonction de la densité et nous les comparons aux mesures expérimentales.

Dans le chapitre 4, nous avons présenté l'évolution de la vitesse du choc pour les premiers 20μm [4] de mousse afin de pouvoir adapter les épaisseurs du bicouche solide selon l'intensité laser. Nous devons ici considérer l'ensemble de la propagation du choc dans les 250μm de mousse correspondant à l'épaisseur du cône utilisé. Nous remarquons une accélération du choc qui passe de U_S = 45 km/s initialement, à U_S = 69 km/s [5](figure 6.8). On constate avec ces valeurs, une vitesse moyenne simulée par MULTI en accord avec celle estimée quantitativement par la mesure du temps de débouché du jet ($\sim$ 60km/s). Cette accélération est le résultat d'une collision de choc qui se produit à 2.2 ns par rapport au laser (figure 6.8). Un premier choc débouche du pousseur à t_0 = 0.55 ns dans la mousse et se propage à 45km/s. En même temps il se réfléchit

[4]Le choix de ne considérer que les premières couches de mousse était suffisant, d'une part, pour adapter l'épaisseur du bicouche et, d'autre part, pour obtenir les données nécessaire afin d'étudier la propagation des chocs obliques

[5]Pour être précis, le choc est accéléré jusqu'à 82 km/s mais au cours de sa propagation, sa vitesse diminue, pour atteindre une vitesse de 69 km/s avant de déboucher dans le vide.

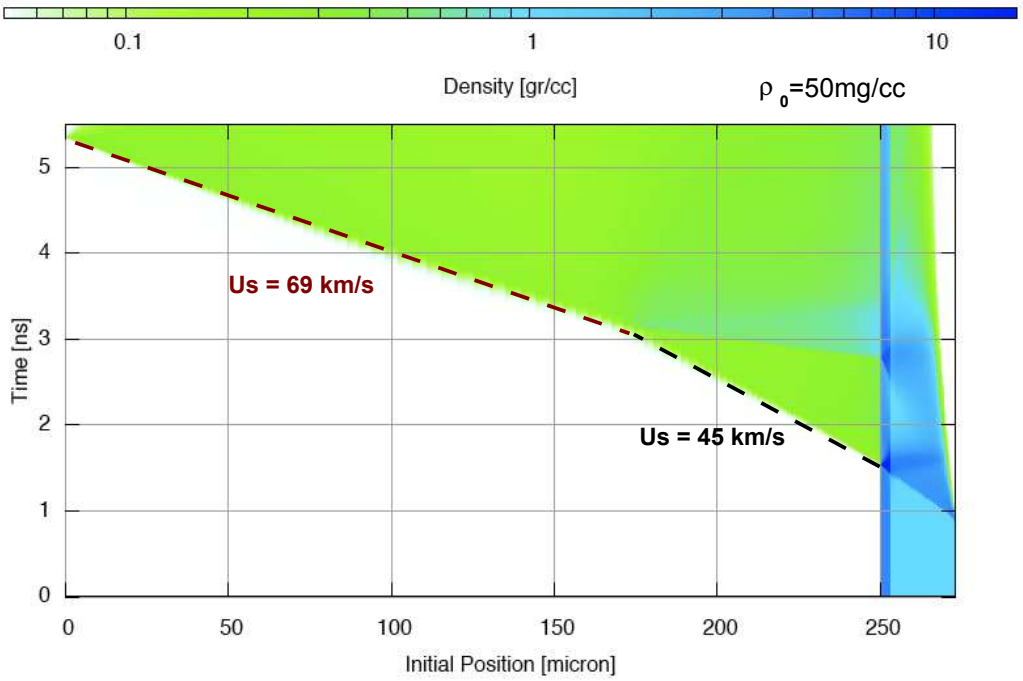


Figure 6.8 Simulation MULTI de la propagation du choc dans une mousse de 50 mg/cc et une intensité de 7.5×10^{13} W.cm^{-2} (impulsion laser à 1ns).

à l'interface, rebondit sur le front d'ablation ($\sim$ 1ns) et débouche à nouveau dans la mousse à $t_1 = 1.8$ns. Comme ce dernier choc se propage dans un milieu déjà choqué, il est plus rapide et rattrape le premier en lui donnant une impulsion supplémentaire. Ce principe a déjà été utilisé pour optimiser la vitesse de choc dans la mousse dans le cadre des premières expériences sur le choc radiatif au LULI [13]. Connaissant U_S dans la mousse, on peut déterminer de manière simple la vitesse de détente du plasma à la sortie du cône dans l'hypothèse d'une géométrie plane. La détente d'un choc est traitée comme une onde de raréfaction dont sa vitesse maximale U_d s'écrit [96, 84] :

$$U_d = 2\frac{c_s}{(\gamma - 1)},$$

pour un gaz polytropique d'indice γ. Ayant la vitesse du choc à la sortie du cône, nous déterminons la vitesse du son c_s à partir des tables SESAME pour la mousse. Pour la simulation considérée (figure 6.8) on obtient $c_s = 36$ km/s, et pour $\gamma = 5/3$, $U_d = 3c_s = 108$ km/s.

A l'aide des simulations MULTI, il est également possible de déterminer la vitesse d'expansion en face arrière de la mousse choquée et à différentes densités électroniques. Afin de pouvoir comparer avec nos mesures d'ombroscopie, tributaires des phénomènes de réfraction et surtout d'absorption (chapitre 5) au cours du temps, il est difficile de connaître exactement la région sondée par le VISAR. Nous avons donc choisi de présenter les résultats (figure 6.9) en fonction de trois densités électroniques en précisant les vitesses de détente pour $n_e^1 = 3.10^{19}$ cm^{-3}, $n_e^2 = 3.10^{20}$ cm^{-3} et n_c. Pour n_e^1, on mesure une vitesse de détente de $V_{Multi1} = 160$ km/s, pour n_e^2 on obtient V_{Multi2}= 129 km/s et enfin n_c, $V_{n_c} = 80$ km/s. Nous comparons maintenant cette vitesse d'expansion face arrière du plasma à celle du jet pour l'ensemble des densités de mousse utilisé lors des campagnes effectuées sur LULI2000.

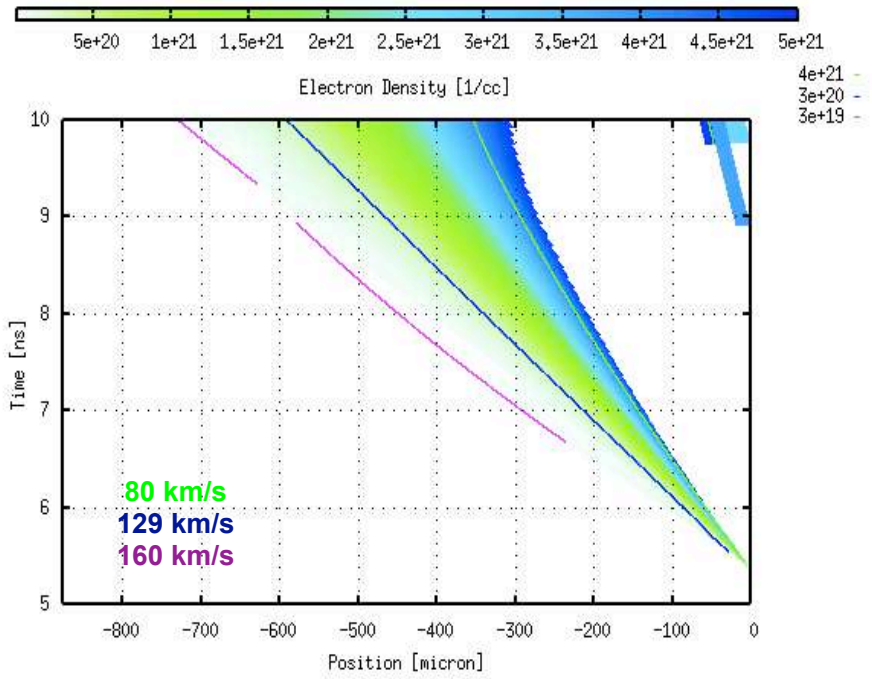


Figure 6.9 Simulation MULTI de la détente du plasma en face arrière de la cible de 100mg/cc de densité de mousse (7.5×10^{13} W.cm^{-2}). Les traits correspond à une densité électronique $n_e^1 = 3.10^{19}$ cm^{-3} (magenta), $n_e^2 = 3.10^{20}$ cm^{-3} (bleu) et celui en vert $n_e = n_c = 4.10^{21}$ cm^{-3}

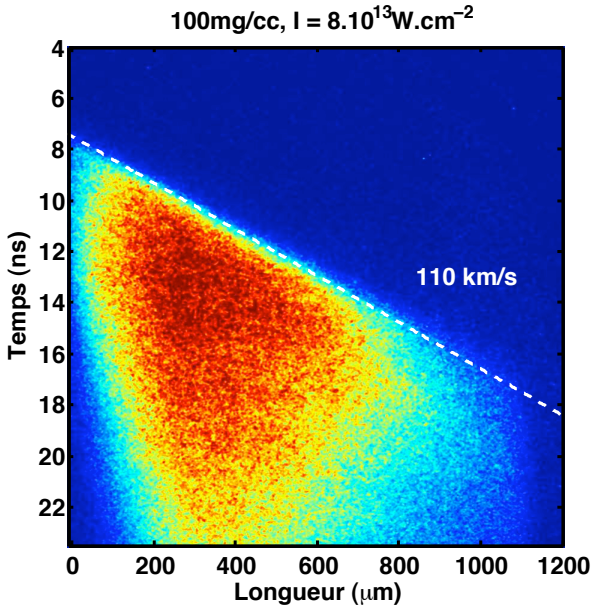


Figure 6.10 Résultat de la mesure de la vitesse du jet par émissivité transverse (100mg/cc) pour la campagne de février 2008 .

Deux diagnostics nous fournissent une mesure précise de la vitesse : l'ombroscopie couplée à une CBF (figure 6.6) qui donne la vitesse V_{VISAR}, et l'émissivité transverse (figure 6.10), V_{SOPT}. Nous rappelons que le diagnostic d'émission propre (chapitre 5), mesure la vitesse du plasma à une densité électronique supérieure à celle de l'ombroscopie. Nous avons vu que pour l'ombroscopie la densité électronique impliquée est de l'ordre de 10^{20} cm^{-3}. Pour ce qui concerne

l'émission, elle provient d'une couche de plus forte densité qui se déplace plus lentement (figure 6.11 et figure 5.33 du chapitre 5).

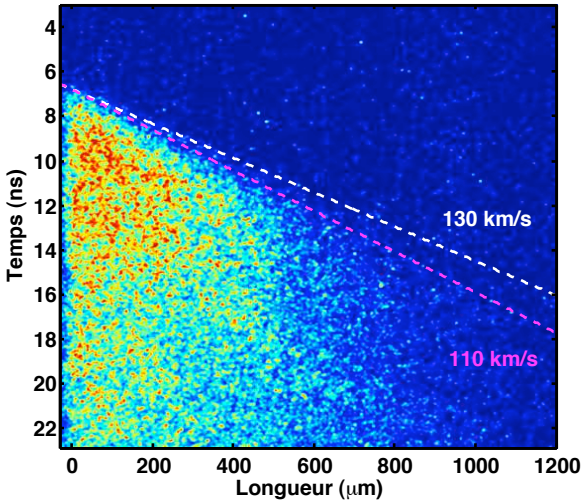


Figure 6.11 Comparaison de la mesure de la vitesse de propagation mesurée par ombroscopie (130 ± 10 km/s) avec l'évolution en longueur du jet par le SOP transverse (50mg/cc) .

Pour les mêmes conditions de la cible, c'est-à-dire pour un cône avec un grand angle et avec un cylindre, nous résumons les mesures de la vitesse du jet ainsi que les résultats des simulations dans le tableau 6.3. Afin de faciliter la discussion des résultats, on décrit par des lettres les groupes de tirs correspondant aux campagnes expérimentales : A pour novembre 2005, B pour mai 2006 et C pour février 2008. Les mesures expérimentales sont mises en gras pour les différencier facilement des résultats numériques ou autres.

Tout d'abord, comme nous l'avons discuté préalablement, nous remarquons un écart entre les données V_{VISAR} et V_{SOPT} de l'ordre de 20% pour le groupe de tirs B. L'adaptation de la vitesse de choc généré par pression d'ablation étant identique, pour des intensité similaires et un bicouche adapté (chapitre 4), nous nous attendions à avoir pour le groupe C des vitesses du jet V_{SOPT} inférieures à celles du groupe A obtenue par ombroscopie (V_{VISAR}). L'étude des simulations MULTI, concernant les conditions de février 2008, démontre des conditions de choc identiques à celles décrites précédemment (figure 6.8) mais uniquement pour les premiers microns de mousse. Plus tard, après la première accélération du choc, 50 μm avant son débouché de la mousse, nous observons une deuxième accélération portant le choc à une vitesse de 108 km/s (valeurs du tableau 6.3 pour 100 mg/cc). La diminution de l'épaisseur de l'ablateur de plastique (de 20 μm à 9 μm) permet la réflexion d'une seconde onde sur le front d'ablation contrairement aux tirs A où l'épaisseur importante de plastique empêche cet effet.

En considérant la différence entre V_{VISAR} et V_{SOPT} des tirs du groupe B, on reporte cet écart (20%) aux différentes valeurs (groupes A et C). Nous estimons de cette manière les vitesses V_{SOPT} et V_{VISAR} en italique sur le tableau 6.3. Nous comparons maintenant pour le même diagnostic, les tirs du groupe A et C. On remarque ainsi, pour une vitesse de choc plus importante (colonne U_S du tableau 6.3), une vitesse du jet supérieure. Les vitesses expérimentales (en gras) sont à comparer aux vitesses d'expansion extraites des simulations multi (V_{n_c}, V_{Multi2} et V_{Multi1}). Un bon accord est obtenu entre V_{jet} et une vitesse de détente moyenne entre V_{n_c} et V_{Multi1} pour les groupes A et C (tableau 6.3). Pour le groupe B, nous mesurons des vitesses du jet au minimum 15 % inférieure aux vitesses de détente du choc simulées par MULTI. Nous avons sélectionné les tirs avec un grand angle et comme nous avons vue dans le

chapitre 4, cela ne correspond pas à un angle de cône adéquat pour les tirs du groupe B. L'effet de l'angle du cône sur V_{jet} est détaillé dans le paragraphe 6.2.2.

Groupe de tirs	I (W.cm^{-2})	ρ_0 (mg/cm^{-3})	U_S	V_{n_c}	V_{Multi2}	V_{Multi1}	V_{VISAR}	V_{SOPT}
A	7.5×10^{13}	50	69	80	129	160	**144**	*115*
	7.5×10^{13}	100	59	73	108	133	**110**	*88*
B	3×10^{14}	20	190	171	342	422	**146**	**120**
	3×10^{14}	50	161	189	276	362	**130**	**110**
	3×10^{14}	100	132	175	245	302	**120**	**100**
	3×10^{14}	200	107	150	190	221	**90**	**70**
C	8×10^{13}	50	108	110	228	255	*177*	**148**
	8×10^{13}	100	85	90	171	181	*132*	**110**

Tableau 6.3 Résultat des vitesses, exprimées en **km/s** : des simulations MULTI pour U_S, les vitesses d'expansion V_{Multi1} à n_e^1, V_{Multi2} à n_e^2 et V_{n_c} à n_c pour les conditions expérimentales effectuées au LULI 2000 (voir chapitre 4). V_{VISAR} correspond à la mesure de la vitesse du jet par le VISAR et V_{SOPT} par le diagnostic d'émission transverse.

Les considérations numériques et expérimentales décrites ici démontrent le principe d'accélération du jet de plasma en fonction de ρ_0. L'accélération du choc par désadaptation d'impédance est réalisée en diminuant la densité de la mousse qui augmente tout simplement la vitesse de détente du plasma. Cette interprétation est valide uniquement pour les groupes A et C. Le désaccord des mesures avec MULTI pour le groupe B soulignent l'importance de la planéité du choc et de l'adaptation de la tâche focale à l'entrée du cône (conditions lasers présentes pour les groupes A et C) afin d'accélérer efficacement le plasma. Par contre, l'accord entre ces simulations MULTI 1D et la vitesse du jet pour les autres groupes ne démontre pas a priori une absence de l'effet du cône sur le plasma. En effet, comme nous verrons dans la section 6.6 relative aux simulations 2D des processus de génération du jet, le débouché du choc incident intervient avant la formation proprement dite du jet.

6.2.2 Angle du cône

L'influence de l'angle sur V_{jet} est vérifiée pour 2 couples de tir, grand (38.7°) et petit angle (21.8°) (chapitre 4) à deux densités initiales de mousse (20 mg/cc et 200 mg/cc). Les résultats des vitesses mesurées sont reportés dans le tableau 6.4.

Densité (mg/cc)	Angle (°)	V_{VISAR} (km/s)	V_{SOPT}(km/s)
20*	38.7	146	120
20	21.8	178	140
200	38.7	90	70
200	21.8	124	90

Tableau 6.4 Mesures des vitesses du jet avec grand (38.7°) et petit angle (21.8°). * : résultat du tir présenté sur la figure 5.33 présentée dans le chapitre 5

Nous dégageons de ces mesures deux conclusions sur l'évolution de la vitesse en fonction de l'angle du cône. En adaptant, premièrement, la tâche focale à l'entrée du cône (21.8°), on observe logiquement une augmentation de $\sim$ 20% (supérieure aux incertitudes de la mesure) de la vitesse du jet. Deuxièmement, en ne considérant que les tirs à 21.8°, nous n'atteignons toujours pas les vitesses moyennes simulées par MULTI. On remarque que V_{VISAR} (tableau 6.4) reste toujours inférieure ou de l'ordre de V_{n_c} (tableau 6.3). Pour ces tirs, l'utilisation de lame de phase RPP ne permettait pas d'obtenir un profil plan du choc. La planéité du choc est donc probablement essentielle afin d'optimiser l'accélération de l'ensemble de la matière contenue dans le cône (simulations de la section 6.6).

Il est donc nécessaire d'avoir d'une part, un cône adapté à la dimension de la tâche focale et, d'autre part, de générer un choc plan afin d'obtenir des vitesses du jet de plasma optimales pour les conditions laser utilisées.

6.2.3 Cylindre de collimation en sortie de cône

L'objectif du cylindre est de limiter, dans les premiers instants de la propagation du jet, son expansion radiale (section 6.4 relative à la vitesse radiale du jet). Cet objectif a déjà été vérifié au cours de l'étude sur la morphologie du jet. En plus de ralentissement de l'expansion du jet, une modification de sa propagation a été observée (figure 6.5). Les mesures du VISAR, plus précises, confirment ce résultat que l'on présente dans le tableau 6.5.

Densité (mg/cc)	cylindre de 100 μm	V_{VISAR} (km/s)
50	non	122
50	oui	144
100	non	99
100	oui	110

Tableau 6.5 Mesures de V_{jet} avec et sans cylindre collimateur en sortie de cône.

On estime une vitesse de propagation du jet au minimum 10% supérieure en présence du cylindre de collimation pour 50 mg/cc et 100 mg/cc (tableau 6.5). Cet écart est supérieur à notre estimation des incertitudes de mesure. Pour la suite des expériences, nous avons toujours privilégié les tirs avec cylindre. Comme le diagnostic d'ombroscopie, en plus d'accélérer sa propagation, nous constatons dans la section 6.4 une diminution de la vitesse radiale du jet. Les parois du cylindre, en limitant l'expansion radiale par réflexion du plasma, transfère l'énergie cinétique radiale en une énergie de propagation qui accélère le jet.

6.2.4 Dopant en brome

Le choix d'ajouter un dopant en brome dans la mousse était nécessaire pour le diagnostic de radiographie X afin d'obtenir un contraste suffisant. Néanmoins, nous avons vu dans le chapitre 4 que sa présence augmente également le numéro atomique moyen de la mousse ($\overline{Z}$). Nous vérifions ici son incidence sur la dynamique du jet par une possible augmentation des pertes radiatives par exemple.

La réponse à cette interrogation est négative car nous n'avons observé aucune modification notable de la vitesse du jet en fonction du pourcentage de dopant en brome et quelque soit les diagnostics utilisés (V_{VISAR}, V_{SOPT} et ombroscopie). Ce résultat s'explique de manière cohérente si l'on se réfère aux conclusions précédentes. En effet, nous avons vu que l'évolution du

jet est principalement décrite par la propagation du choc dans le cône. Or il n'existe pas de changement importante de l'équation d'état de la mousse dans la gamme de vitesse de choc observée. Ainsi, il n'y a pas de raisons particulières de mesurer des vitesses du jet différentes à cause de l'ajout du dopant de brome.

Récapitulatif : - L'évolution de la vitesse du jet de plasma en fonction de la densité initiale de la mousse (ρ_0), pour une adaptation correcte de la tâche focale du laser à l'entrée du cône, correspond à la vitesse de détente de la mousse choquée (vitesse de détente $\propto$ conditions du choc dans la mousse). L'accélération du choc dans la mousse est réalisée par désadaptation d'impédance pour les différentes densités de mousse (à intensité laser et bicouche solide identique).
- L'adaptation du faisceau laser ainsi que la planéité du front de choc est nécessaire pour obtenir des vitesses optimales en fonction des conditions du laser.
- Nous constatons une accélération du jet grâce à l'ajout du cylindre de collimation et aucune modification en fonction du dopant en brome.

6.3 Température du jet de plasma

Nous exposons dans cette section l'évolution au cours du temps de la température apparente de corps noir mesurée pour les jets de plasma. Cette mesure est réalisée à l'aide du diagnostic d'émission propre en face arrière et met en exergue les modifications d'émission ou de température observées pour les diverses CI.

6.3.1 Intensité laser

L'influence de l'intensité laser sur l'évolution en température des jets concerne plus particulièrement les tirs réalisés à l'intensité laser : $I_{min} = 3.5\times10^{13}$ W.cm^{-2}. Nous voyons en première partie l'évolution du profil de température caractéristique des jets pour $I > I_{min}$, puis nous en détaillons les modifications pour I_{min}.

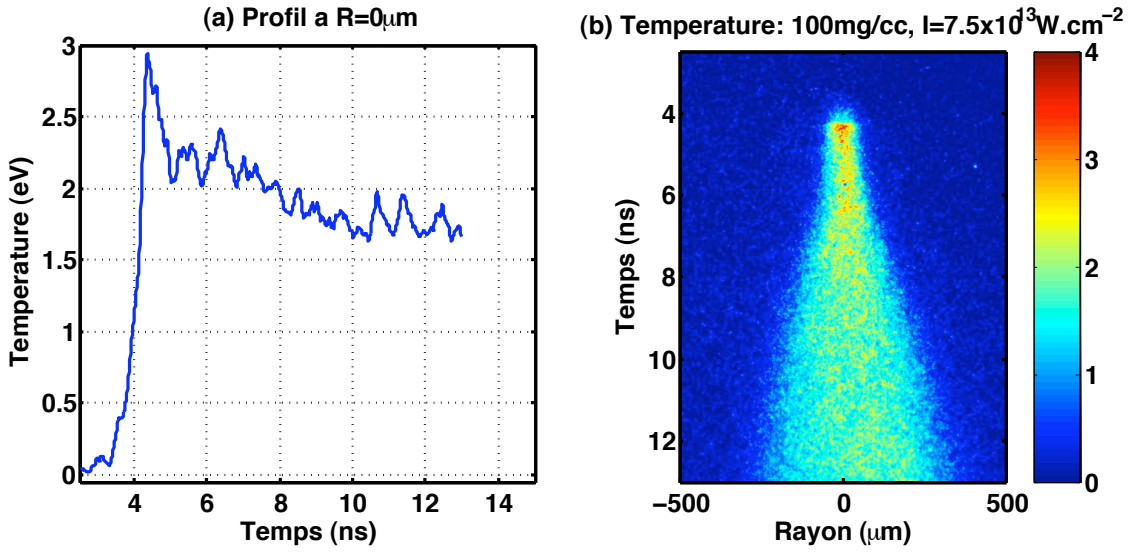


Figure 6.12 (a) Profil de température du jet pour R = 0 μm. (b) Température apparente du corps noir du jet.

Le profil de température (figure 6.12 (a)) correspond à une coupe en R = 0 μm de l'émission propre calibrée en température (figure 6.12 (b)). Cette évolution représente le profil typique mesuré pour l'ensemble des tirs à une intensité supérieure à I_{min}. Le temps de montée est bref, formant un "pic" à $\sim$ 4 ns (figure 6.12 (a)), caractéristique du débouché d'une onde de choc. Suite à ce pic d'émission, le jet débouche dans le vide et on mesure une légère décroissante de sa température pendant $\sim$ 1 ns équivalant au temps de transit du plasma dans le cylindre à la sortie du cône. A partir de 5.3 ns, on évalue une température relativement constante (1.9 eV) pendant au minimum 5 ns qui correspond à la température apparente du jet au cours de sa propagation dans le vide.

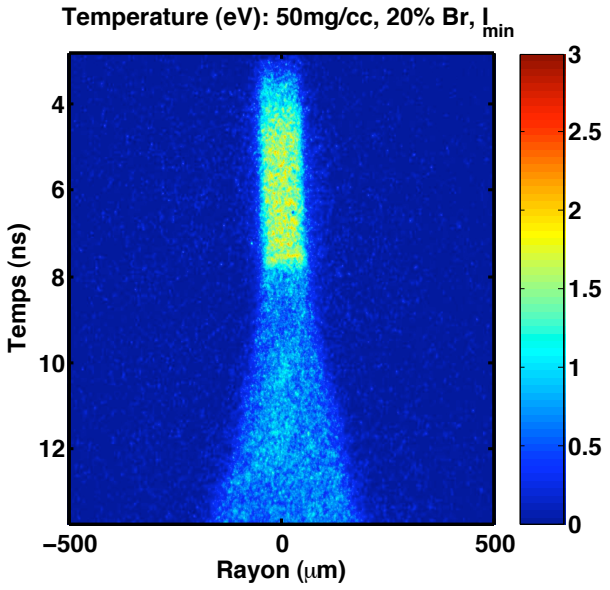


Figure 6.13 Température apparente de corps noir pour un tir à I_{min}.

Cette description est valable pour l'ensemble des tirs à I > I_{min}, il suffit pour s'en convaincre de regarder les figures 6.16, 6.18 et 6.21. Par contre, pour une intensité laser plus faible, l'émission du SOP face arrière montre une évolution différente, comme en témoigne la figure 6.13 à comparer avec la figure 6.12 (b).

On observe, tout d'abord, une émission constante sur un rayon de 50 μm (identique à celui du cône de mousse en sortie) jusqu'à $\sim$ 8 ns par rapport au début de l'impulsion laser (figure 6.13). A partir de ce temps, le rayon augmente et on mesure une vitesse radiale de $\sim$ 26 km/s. Ces considérations géométriques impliquent que cette première portion d'émission propre, avec un rayon constant, provient de la propagation du choc dans la mousse. De plus, le temps de transit est proche de celui du choc simulé dans le cône. Cette évolution de l'émission propre de la cible est observée pour tous les tirs quelques soient les CI (avec et sans brome, et avec et sans cylindre) pour l'intensité laser I_{min}.

L'hypothèse retenue pour comprendre une telle différence d'émission en fonction de l'intensité laser est que la propagation du choc (plus faible à I_{min}) ne perturbe pas, par son rayonnement, la mousse non choquée. Cette dernière reste transparente à l'émission du front du choc et permet l'enregistrement du rayonnement sur notre diagnostic. A plus forte intensité, la mousse non choquée est modifiée par l'émission du choc et devient opaque au visible. Ce changement dans la transmission de la mousse explique aussi la légère modification du profil émissif pour quelques tirs à forte intensité et sans cylindre en sortie du cône (figure 6.14). En effet, lorsque

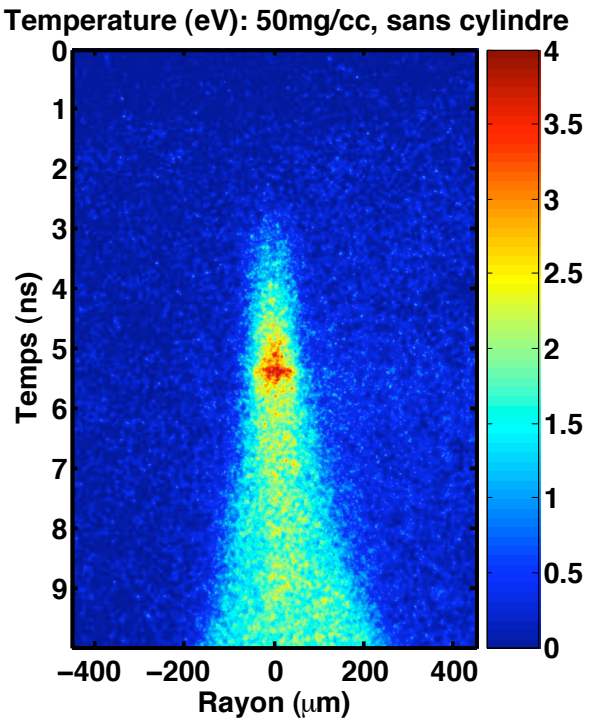
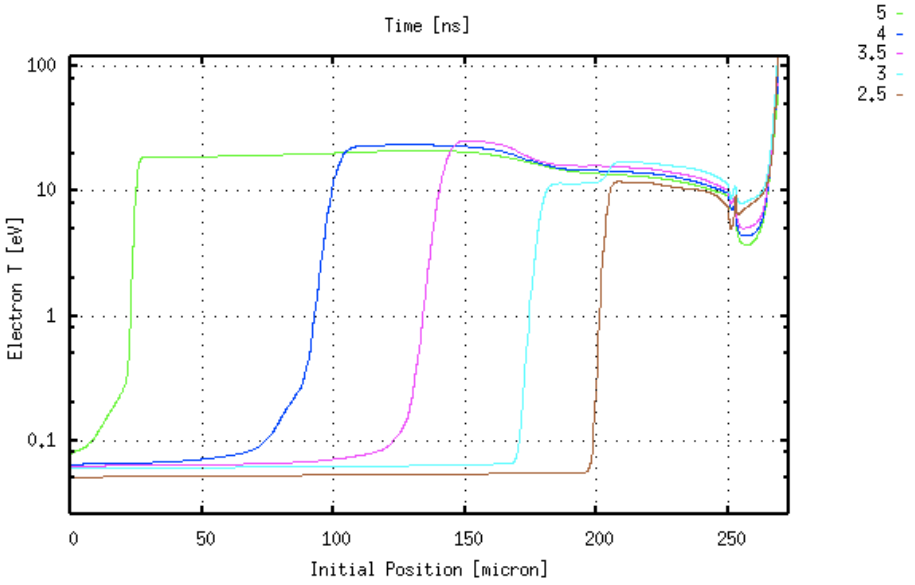


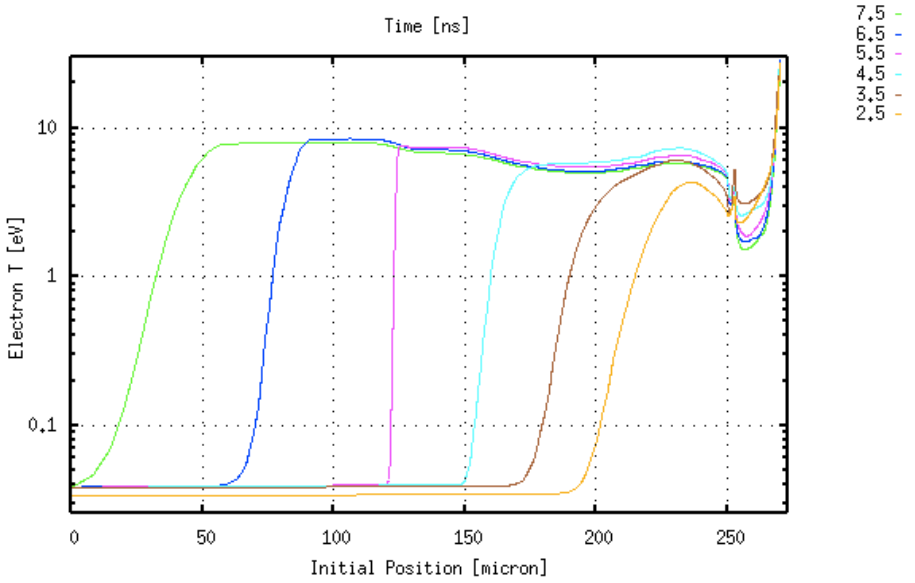
Figure 6.14 Température apparente de corps noir pour un tir sans cylindre en sortie du cône pour I = 7.5×10^{13} W.cm^{-2}.

l'épaisseur de la mousse diminue à l'avant du choc, l'émission augmente. Cette observation est facilitée pour les tirs sans cylindre collimateur où l'angle solide de collection du diagnostic n'est pas diminué. En ajoutant une longueur de 100 μm à l'arrière de la cible, nous réduisons le nombre de photons pouvant être recueillis par la première lentille du diagnostic et le signal enregistré sur la CBF est donc plus faible. Le pic (maximum d'émission) est celui du débouché du choc étant identique, par rapport au temps, au début de l'absorption du faisceau sonde sur le VISAR transverse.

Les simulations MULTI confirment cette hypothèse (figure 6.15). Pour I > I_{min} (figure 6.15(a)), la température de la mousse non choquée augmente au cours de la propagation du choc. Pendant sa formation dans l'ablateur de plastique et lors de sa propagation dans le bouclier de titane, la température de la mousse reste inférieure à 0.03 eV. Quand le choc débouche du titane, son émission préchauffe la matière jusqu'à 0.05 eV (2.5ns), la température de la mousse monte jusqu'à 0.09 eV avant de déboucher (figure 6.15(a)). C'est un phénomène radiatif car il n'est pas observé pour des simulations purement hydrodynamiques. Par contre, pour une intensité laser I_{min}, on n'observe pas d'augmentation de la température de la mousse non choquée qui reste $\leqslant$ 0.04 eV jusqu'au débouché du choc. Ce chauffage de la mousse par le choc entraîne l'absorption de son émission et explique les différences du profil d'émission obtenues (figures 6.13 et 6.12 (b)).



(a) I = 7.5×10^{13} W.cm^{-2}



(b) I$_{min}$ = 3.5×10^{13} W.cm^{-2}

Figure 6.15 Evolution des profils, à différents temps, de la température du choc dans une mousse de 50 mg/cc. L'échelle des températures est logarithmique et les temps associés (temps laser = 1ns) sont notés en haut à droite. La position de la mousse sur l'axe des abscisses est de 0 μm à 250 μm.

6.3.2 Densité initiale de la mousse ρ_0

L'évolution de la température en fonction de la densité, pour des conditions laser identiques, suit la conclusion de la section 6.2 concernant la vitesse du jet de plasma. Tout simplement, en diminuant la densité initiale de la mousse, on propage un choc plus fort qui augmente la température de la mousse choquée.

On évalue une température moyenne du jet de $\sim$ 3 eV pour 50 mg/cc et $\sim$ 1.9 eV pour 100 mg/cc (figure 6.16). Ces valeurs correspondent aux températures moyennes du plasma après sa propagation dans le cylindre. Très simplement, nous avons un choc plus fort dans la mousse de 50 mg/cc où U$_S$ = 69 km/s (tableau 6.3) qui porte la matière à une température T$_{choc}$ $\sim$ 17.4 eV en comparaison de 100 mg/cc où U$_S$ = 59km/s et T$_{choc}$ $\sim$ 15eV.

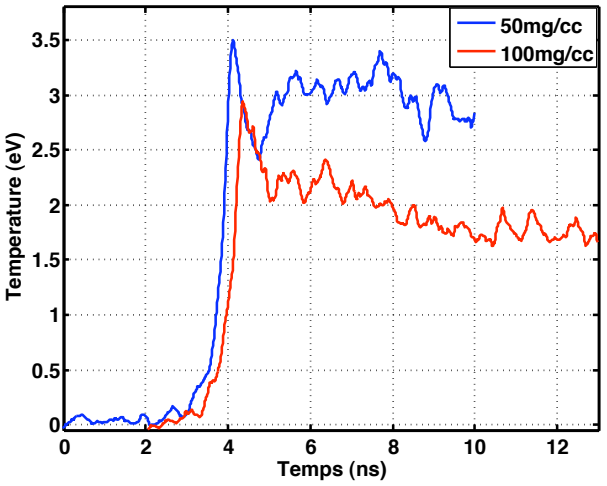


Figure 6.16 Profil de température à 50mg/cc (courbe bleue) et 100mg/cc (courbe rouge) pour I = 7.5×10^{13} W.cm^{-2}

Cette modification de la vitesse du choc entraîne celle de la température de la mousse dans le cône et explique les changements observés en fonction de ρ_0. Nous évaluons uniquement une température **apparente** du jet dans l'hypothèse d'émission du corps noir. L'analyse que nous présentons dans la section 6.5 sur les mesures de la densité du jet montre qu'au cours de sa propagation dans le vide, celui-ci se détend de manière radiale et une enveloppe de plasma peu dense se développe sur ses contours. La surface émissive du jet est écrantée par cette enveloppe de plasma non émissive mais partiellement absorbante (figure 6.17). Par conséquent le nombre

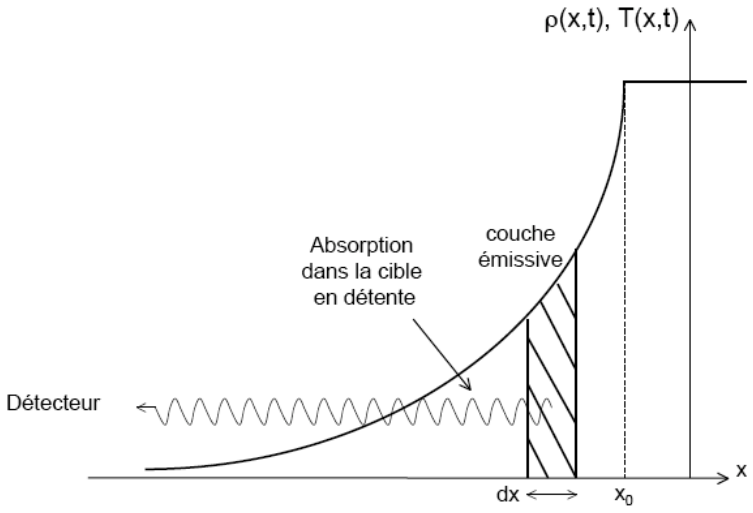


Figure 6.17 Emission propre apparente. Les photons issus de la surface émissive sont partiellement absorbés par le matériau en détente.

de coups mesuré au cours du temps ne traduit pas la température du jet mais est donné par :

$$N = \frac{S\Omega\Delta t}{k} \int_{\Delta\lambda} I(\lambda, T(t))T(\lambda)r(\lambda)d\lambda, \tag{6.1}$$

où $I(\lambda, T(t))$ est la densité spectrique de luminance apparente. Celle-ci est donnée par l'équation de transfert radiatif :

$$I(\lambda, T(t)) = \int_{x_0}^{\infty} k(\rho(x,t), T(x,t), \lambda)B(\lambda, T)e^{\int_x^{\infty} k(\rho(x',t),T(x',t),\lambda)dx'}dx,$$

avec k le coefficient d'absorption du plasma et $B(\lambda, T)$ l'émission de corps noir. A priori, le gradient de densité dans la ligne de visée du diagnostic d'émission propre face arrière est inconnue et il est alors complexe d'avoir accès de manière directe à la température du jet. Ainsi, ne connaissant pas la position de la surface émissive, nous ne pouvons pas effectuer une comparaison directe de ces températures avec celles simulées par MULTI.

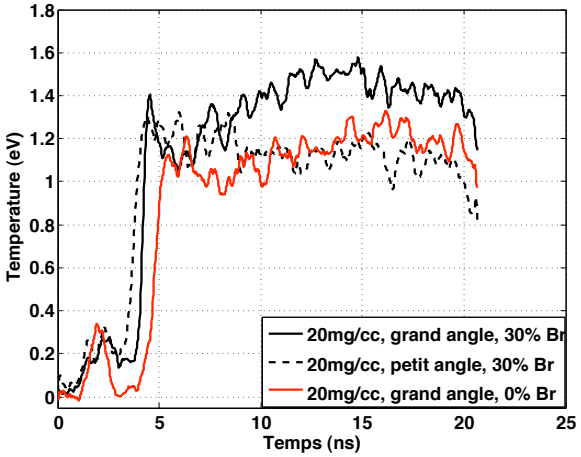


Figure 6.18 Profil de température à R = 0 μm pour une densité initiale ρ_0 = 20 mg/cc avec et sans brome et pour grand et petit angle.

Pour une densité de mousse beaucoup plus faible (20 mg/cc) et une intensité laser plus importante nous obtenons néanmoins des températures relativement basses (figure 6.18) malgré les vitesses de propagation observées (section 6.2). Même si les conditions de chocs dans la mousse de 20 mg/cc ne sont pas optimales, nous devrions mesurer des températures beaucoup plus importantes. En effet, en se référant aux simulations MULTI, la température du choc avant son débouché dans le vide atteint des valeurs importantes ($\sim$ 75 eV). Or d'après l'ombroscopie (section 6.1) et les images VISAR (section 6.5), on observe pour ces tirs à 20 mg/cc une épaisseur importante de plasma peu dense entourant le jet. Cette enveloppe peut fortement absorber l'émission propre du jet, expliquant ainsi les faibles températures déduites de l'émission propre. Il aurait fallu implanter un autre diagnostic pour affiner la mesure (XUV) mais cela n'a pas été possible pour des questions de place et de temps.

6.3.3 Dopant en brome

L'ajout du dopant en brome dans la mousse révèle des résultats différents selon l'intensité laser déposée sur cible. A faible intensité laser, nous notons une augmentation de l'émission propre du plasma (figure 6.19) en fonction du pourcentage de dopant. Cette augmentation de la température s'observe au cours de la propagation du choc dans la mousse et pour celle du jet dans le vide. Nous expliquons d'abord la différence du profil de la température du choc observée en fonction de l'intensité laser puis nous détaillons ensuite, son influence lors de la propagation de jet.

Sur l'ensemble des étapes de l'évolution du plasma dans la cible, on évalue une température plus importante du tir bromé à un pourcentage de 20% par rapport à celui à 5% (figure 6.20). Cette différence au cours de l'émission du choc dans la mousse (temps $\lesssim$ 5ns) est de l'ordre de 35%. L'évolution de la température en fonction du pourcentage de dopant diminue après le débouché du choc (à partir de 10 ns). Pour ce dernier, il est difficile de clairement affirmer d'une

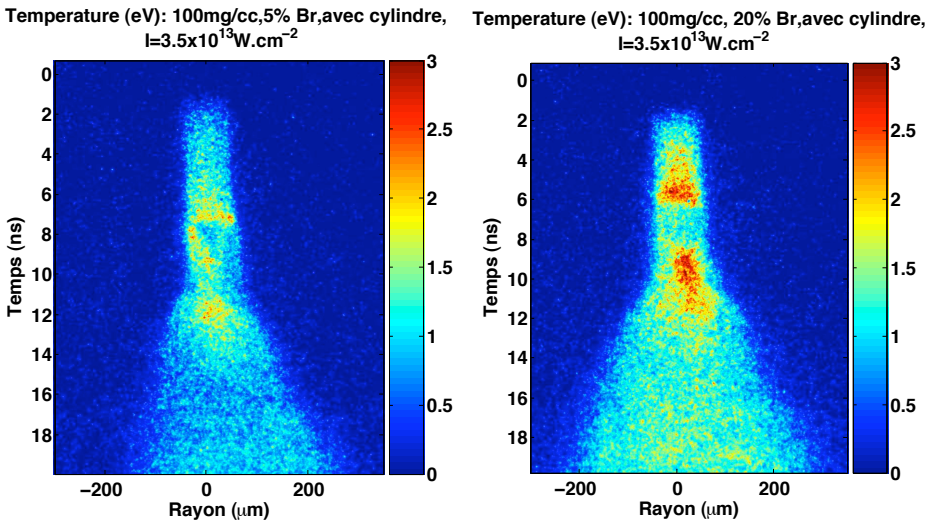


Figure 6.19 Emission face arrière et mesure de la température pour deux tirs de 5% et 20% dopée.

modification de la température du jet car l'écart semble diminuer au cours du temps (proche de 20 ns). Par contre, en considérant les figures 6.19, l'émission radiale ou "en volume" semble plus importante.

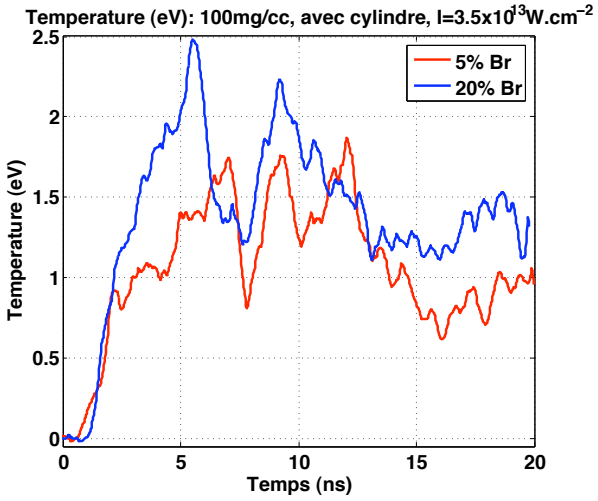


Figure 6.20 Profil de température à R = 0 μm pour une mousse dopée à 5% en masse (rouge) et 20% (bleue).

Afin de comprendre plus particulièrement l'influence du brome pour la température du jet, nous considérons des tirs réalisés à des intensités laser supérieures à I_{min}. Pour ces conditions, nous ne pouvons pas obtenir de mesure de la température apparente du choc dans le cône de mousse contrairement au cas précédent. Ainsi après le débouché, nous évaluons une faible augmentation d'intensité du signal (figures 6.18 et 6.21), quelque soit la densité de mousse utilisée (20 mg/cc ou 200 mg/cc) et les pourcentages de dopant en brome (0% à 30%).

Les mesures de température réalisées sont basées sur la relation entre l'émission propre et la température dans l'hypothèse de l'émission du corps noir [relation 6.1]. Il se peut certainement

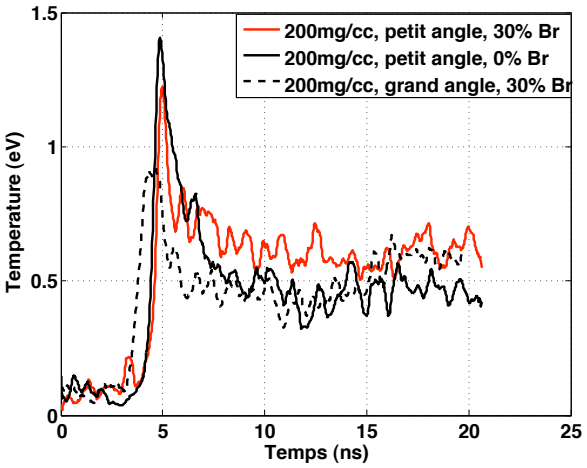


Figure 6.21 Profil de température à R = 0 μm pour une densité initiale ρ_0 = 200 mg/cc avec et sans brome et pour grand et petit angle.

que l'ajout du brome change le coefficient d'absorption k de la mousse et dans l'état actuelle des données, il est difficile de pouvoir l'estimer de manière claire.

6.3.4 Angle du cône

Pour étudier l'adaptation de la tâche focale à l'entrée du cône de mousse, nous avons effectué 2 couples de tirs (grand et petit angle), à ρ_0 = 20 mg/cc et ρ_0 = 200 mg/cc. Ces tirs correspondent à ceux décrits précédemment dans le paragraphe 6.2.2. Les résultats de la mesure du profil de température du jet, pour ces 4 tirs, sont présentés sur les figures 6.18 et 6.21.

Pour les tirs réalisés avec des densités ρ_0 élevées, nous n'observons aucune différence de température. Pour une densité plus faible, l'écart entre les deux angles du cône est notable (supérieur à l'incertitude de mesure de 20%).

Comme nous obtenons deux résultats différents en fonction de la densité de la mousse sur l'incidence de l'angle du cône, Il est délicat de conclure catégoriquement à son influence sans réaliser d'autres tirs.

6.3.5 Cylindre de collimation en sortie de cône

Pour une densité initiale ρ_0 = 50 mg/cc et ρ_0 = 100 mg/cc, nous mesurons une température moyenne du jet légèrement supérieure pour les tirs sans cylindres $\sim$ 5%.

Récapitulatif : - Les différences observées sur le profil d'émission propre du jet entre I_{min} et I > I_{min} s'expliquent par un préchauffage radiatif de la mousse dû à l'émission du choc. Lorsque ce préchauffage est inexistant, nous pouvons sonder la propagation du choc dans le cône et discerner une modification de l'absorption de la mousse par l'ajout d'un dopant en brome.
- L'évolution de la température du jet en fonction de ρ_0 dépend des conditions du choc. On mesure des valeurs plus faibles de la température du jet de plasma pour des densités ρ_0 plus importantes.
- Enfin, l'hypothèse d'émission du corps noir ne semble plus être adaptée pour des densités ρ_0 faibles, empêchant la réalisation d'une mesure fiable de la température du jet.

6.4 Vitesse d'expansion radiale

L'étude des images d'ombroscopie a montré, au cours du temps, une expansion radiale du jet (section 6.1). Nous confirmons, dans cette section, ces observations par l'analyse des résultats du diagnostic d'émission propre en face arrière. En utilisant la résolution temporelle de la CBF, nous obtenons l'évolution radiale du jet de plasma et nous confrontons ces mesures à un modèle analytique lié à l'expansion polytropique d'un plasma à symétrie cylindrique développé par E. Falize et al. [176]. Dans la section 6.2, concernant les vitesses de détente du plasma, nous avons effectué la même démarche mais pour une géométrie plane (débouché du choc). Pour étudier la partie radiale du plasma, nous ne pouvions pas modéliser son expansion dans le vide comme nous l'avons fait pour une détente longitudinale. Nous aboutissons néanmoins à cette même dépendance en fonction de c_s ($\propto \sqrt{T}$) de la vitesse du plasma.

6.4.1 Densité initiale de la mousse ρ_0

Indépendamment de la densité initiale de la mousse, nous observons une expansion de la partie émissive du jet (figure 6.22) qui décrit l'évolution du rayon en fonction du temps pour ρ_0 = 20 mg/cc à 200 mg/cc. En ne considérant que les premiers instants d'expansion du jet,

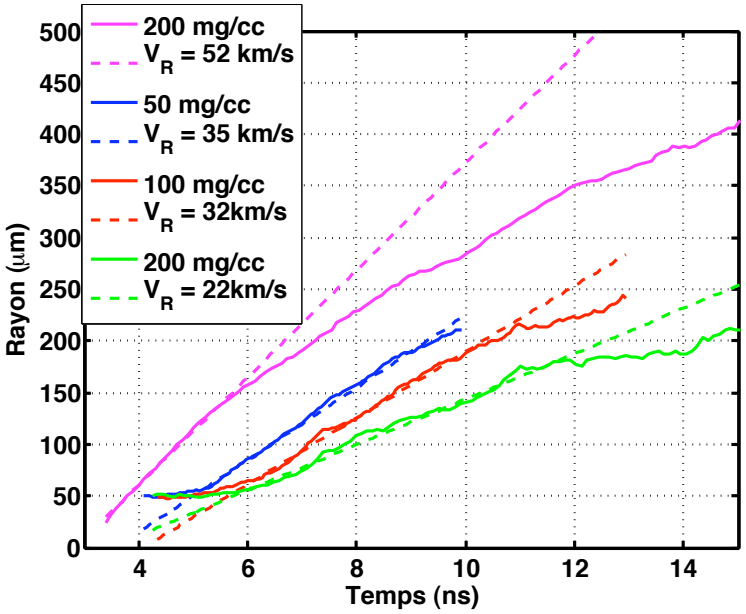


Figure 6.22 Evolution temporelle des rayons émissifs en fonction de la densité initiale de mousse.

on estime une vitesse radiale moyenne de 52 km/s pour 20 mg/cc à 22 km/s pour 200 mg/cc [6]. Nous obtenons ainsi, à un temps fixé, un rayon du jet plus important pour une densité ρ_0 plus faible.

La géométrie cylindrique du jet ne permet pas d'utiliser MULTI afin d'obtenir des ordres de grandeur de la dynamique du jet de plasma. Nous utilisons alors les résultats analytiques de l'expansion polytropique d'un gaz en symétrie cylindrique de E. Falize et al. [176]. Son application sur un cas particulier, celui à 100mg/cc avec des conditions optimales de la cible, permet

[6] La qualité des profils d'émission radiale limite la précision de mesure du rayon du jet à l'aide de ce diagnostic à ± 10μm (erreur sur l'estimation de la largueur à mi-hauteur). Pour estimer l'incertitude sur la mesure de la vitesse radiale, il faut également tenir compte d'une incertitude sur le temps de 0.125 ns et par conséquent l'incertitude sur ces vitesses est ± 10%.

ensuite par extension d'expliquer les observations décrites précédemment (figure 6.22).

La détente du plasma dans le vide est associée à une onde de raréfaction qui se dirige de l'extérieur (le vide) vers le centre du jet. Elle se caractérise par une baisse de la température et de la densité du plasma lors de son passage, quelque soit la géométrie : plane, cylindrique ou sphérique. C'est pourquoi nous avions des vitesses de détentes différentes, en fonction de la densité électronique (MULTI) considérée, pour interpréter la propagation du jet (section 6.2). De la même manière qu'en géométrie plane, où la détente de la cible est liée à c_s, la dynamique radiale du jet est proportionnelle à la vitesse interne du son dans le plasma et par conséquent à sa température ($c_s \propto \sqrt{T}$). Plus le plasma est chaud, plus celui-ci entre en expansion de manière rapide, sans autre processus de collimation (pertes radiatives importantes ou pression extérieure). L'analyse de la propagation du choc dans le cône montre une augmentation de sa vitesse en diminuant la densité de la mousse (section 6.2). Un choc plus fort entraîne logiquement des températures plus élevées de la mousse. On vérifie ainsi (figure 6.22) une accélération de la vitesse radiale pour $\rho_0 = 20$ mg/cc en comparaison de $\rho_0 = 200$ mg/cc car pour des CI identiques, la température du choc est plus importante.

Utilisons maintenant les résultats du modèle analytique d'expansion polytropique dans le vide du plasma. Cette représentation théorique permet de reproduire l'évolution dans le temps du rayon du jet. Son résultat valide l'interprétation réalisée sur l'influence de la température dans la modification de la dynamique radiale du jet en fonction de ρ_0. Pour plus de détails sur la résolution analytique de ce problème, nous dirigeons le lecteur vers la thèse de E. Falize [82].

L'évolution du rayon du plasma, pour une température ou une densité fixée, est obtenue à l'aide d'une transformation particulière sur les équations hydrodynamiques (équations d'Euler) : la transformation dite de "Burgan et Feix" [176] (notée "BFT") ou groupe de quasi-invariance. Elle permet d'aboutir plus facilement, dans certains cas, à des solutions auto-semblables d'un système d'équations donné en se plaçant dans un espace redimensionné. L'application de ce type de transformation à l'ensemble des équations d'Euler [7] à symétrie cylindrique permet d'obtenir une solution de l'évolution temporelle de la densité du plasma sous la forme :

$$\rho(r,t) = \frac{\rho_c}{C^2[t]}\left[1 - \left(\frac{r}{R_0 C[t]}\right)^2\right]^{1/(\gamma-1)}, \tag{6.2}$$

où $\rho_c = \rho(0,0)$ est la densité au centre du jet, R_0 le rayon initial, et $C(t)$ une fonction arbitraire (apparaissant au cours de la BFT des équations) et satisfaisant :

$$\ddot{C}C^{1+2(\gamma-1)} = \Omega^2. \tag{6.3}$$

La fonction $C[t]$ est associée à la valeur de $\Omega = [\sqrt{2/(\gamma-1)}]c_{s,0}/R_0$ où $c_{s,0}$ est la vitesse du son interne et elle décrit l'évolution de la densité du système considéré en fonction du temps. Ces solutions implicites $C(t)$ [176] s'écrivent sous la forme de

$$C \times \left({}_2F_1\left[1/2, -1/[2(\gamma-1)]; [1+2(1-\gamma)]\,/\,[2(1-\gamma)]\,; C^{-2(\gamma-1)}\right]\right) \propto (t-t_0),$$

pour $\gamma \neq 1$, où ${}_2F_1$ est une fonction hyper-géométrique et t_0 une constante arbitraire.

Afin de comparer ces résultats analytiques au cas expérimental, nous considérons maintenant d'une part, le rayon hydrodynamique du jet, $\mathrm{R}_H(\mathrm{t})$, définit en annulant la densité dans l'expression (6.2) ($\rho(R_H,t) = 0$) et, d'autre part, le rayon thermique $\mathrm{R}_{th}(t)$ décrivant l'évolution du rayon du plasma à une température donnée T_S différente de 0.

[7] pour un plasma polytropique d'indice $\gamma \neq 1$

Le résultat analytique (6.2) permet d'écrire simplement l'évolution du rayon hydrodynamique sous la forme de $R_H(t) = R_0 C(t)$ en appliquant $\rho(R_H, t) = 0$. Pour extraire l'expression du rayon thermique du plasma de (6.2), il faut utiliser la relation entre la température et la densité dans l'hypothèse d'un gaz polytropique soit, $T_S/T_C = (\rho_S/\rho_C)^{(\gamma-1)}$ avec T_C la température centrale du jet de plasma, et en utilisant la relation (6.2) on en déduit :

$$\frac{R_{th}}{R_H} = \sqrt{1 - \frac{T_S}{T_C} C(t)^{2(\gamma-1)}}.$$

L'évolution radiale du plasma est ainsi décrite en fonction du rapport $\eta = \frac{T_S}{T_C}$ et de la solution $C(t)$ de l'équation (6.3). Cette dernière dépend par Ω de la vitesse du son interne : $c_{s,0}$. Ainsi en réalisant la meilleure correspondance entre le modèle et les données expérimentales, nous remontons aux conditions internes du jet telles que sa température centrale T_C et sa vitesse du son interne $c_{s,0}$ (figure 6.23).

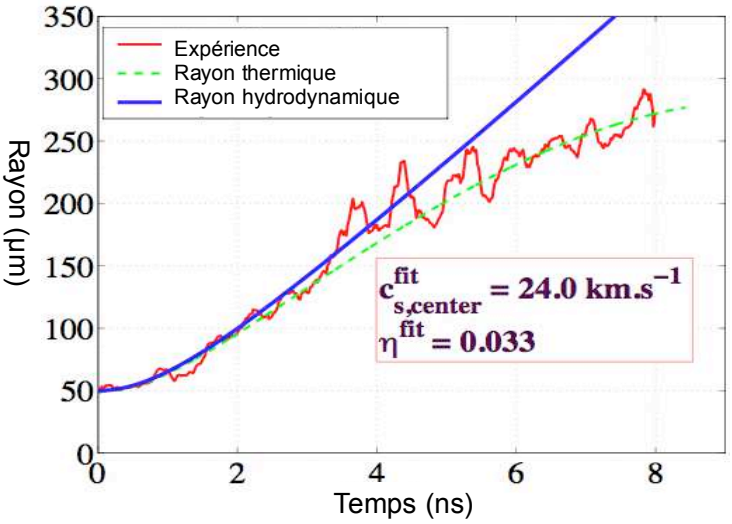


Figure 6.23 Comparaison des modèles analytiques du rayon hydrodynamique (R_H) en bleu et thermique $R_{th}(t)$ en vert. Les données expérimentales sont représentées en rouge. .

Les courbes tracées sur la figure 6.23 représentent le rayon émissif du jet mesuré par le SOP face arrière pour un tir de 100 mg/cc (en rouge), le rayon analytique hydrodynamique $R_H(t)$ (en bleu) et le rayon thermique, $R_{th}(t)$ (en pointillé vert). Le meilleur accord entre le modèle analytique et la mesure expérimentale est obtenu en considérant le rayon thermique pour $\eta = \frac{T_S}{T_C} = 0.033$ et $c_{s,0} = 24$ km/s. Ces deux valeurs permettent d'estimer la température centrale du jet : $T_C \sim 15$ eV. La différence avec la température apparente du corps noir mesurée (~ 1.9 eV) s'explique par l'impossibilité de connaître précisément la position de la surface émissive du jet (section 6.3). Par contre, on remarque que T_C est proche des valeurs de la température du choc (MULTI) dans la mousse mentionnées dans la section 6.3 avec les mêmes CI. Le désaccord entre les données expérimentales et R_H s'explique par l'impossibilité de mesurer, par pyrométrie visible, l'émission du plasma à une densité faible (trop froid). Ce modèle analytique, validé pour l'évolution radiale du jet à 100 mg/cc, révèle un impact de la température sur l'évolution radiale du jet.

Pour des conditions lasers adaptées au cône, l'évolution du choc incident est stationnaire ainsi la dépendance de l'évolution radiale du jet avec ρ_0 s'explique en fonction de la variation

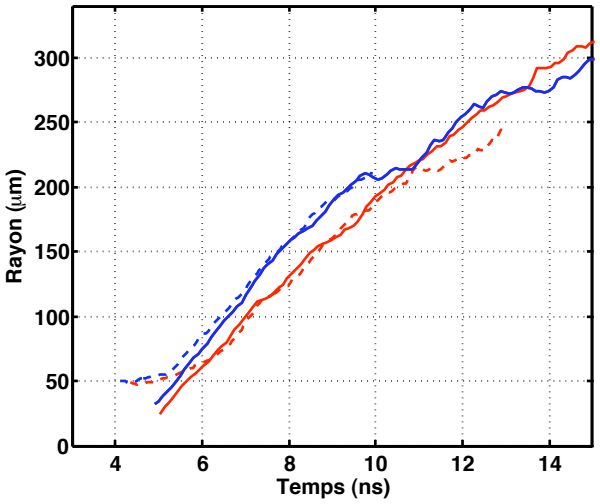


Figure 6.24 Comparaison de l'évolution radiale du jet à 50 mg/cc (bleue) et 100 mg/cc (rouge) pour des intensités laser de 7.5×10^{13} W.cm^{-2} (en pointillé) et 3×10^{14} W.cm^{-2}(traits pleins). .

de la température du choc dans la mousse (modèle analytique précédent). Par contre, dès lors que la planéité du choc ou l'adaptation de la tâche focale n'est pas réalisée (section 6.6), on a démontré une incidence importante sur la vitesse de propagation du jet (section 6.2) par la modification des caractéristiques du choc. Identiquement à la conclusion sur la vitesse de propagation du jet, on observe une évolution radiale similaire (figure 6.24) pour les tirs de mai 2006 et cela même avec une intensité laser supérieure.

On évalue alors pour l'ensemble des tirs de mai 2006 (intensité laser maximale utilisée), un ralentissement de la vitesse de propagation du jet (section 6.2) et une réduction de sa vitesse radiale. Ces deux paramètres (vitesse d'expansion et de propagation) sont déterminés par les conditions du choc dans la mousse comme le démontrent les deux modèles auto-similaires (plan et cylindrique).

6.4.2 Cylindre de collimation en sortie de cône

L'évolution du profil radial des tirs, avec et sans cylindres, est représenté pour une densité fixée à 50 mg/cc sur la figure 6.25. Nous remarquons tout d'abord, pour le tir sans cylindre, une faible émission avant le débouché du choc (maximum mesuré à t $\sim$ 4.7ns). Cette émission propre provient de la transmission d'une partie du rayonnement du choc lors de sa propagation dans la cible (voir discussion précédente dans la section 6.3). On observe ensuite la détente du jet de plasma dans le vide. La forme est différente selon la présence ou l'absence du cylindre. Pour le tir sans cylindre collimateur, la concavité de l'évolution radiale est tournée vers l'extérieur (figure 6.25 à gauche) contrairement à la figure 6.25 de droite où l'expansion ralentit.

Sur la figure 6.26, nous présentons l'extraction du rayon émissif du jet en fonction du temps, pour deux densités initiales ρ_0 de mousse. Les courbes en rose et rouge correspondent à l'évolution radiale extraite des figures 6.25. Au cours des premiers instants, on distingue quelque soit ρ_0 une évolution pratiquement identique pour chaque couple de densité (aux incertitudes de mesure près). Les profils se croisent ensuite à partir de $\sim$ 8.5 ns pour 50 mg/cc et 9.8 ns pour 100 mg/cc. La mesure des rayons, lorsque le cylindre collimateur est présent, se stabilise plus ou moins (voir extrapolation des courbes en pointillée de la figure 6.26).

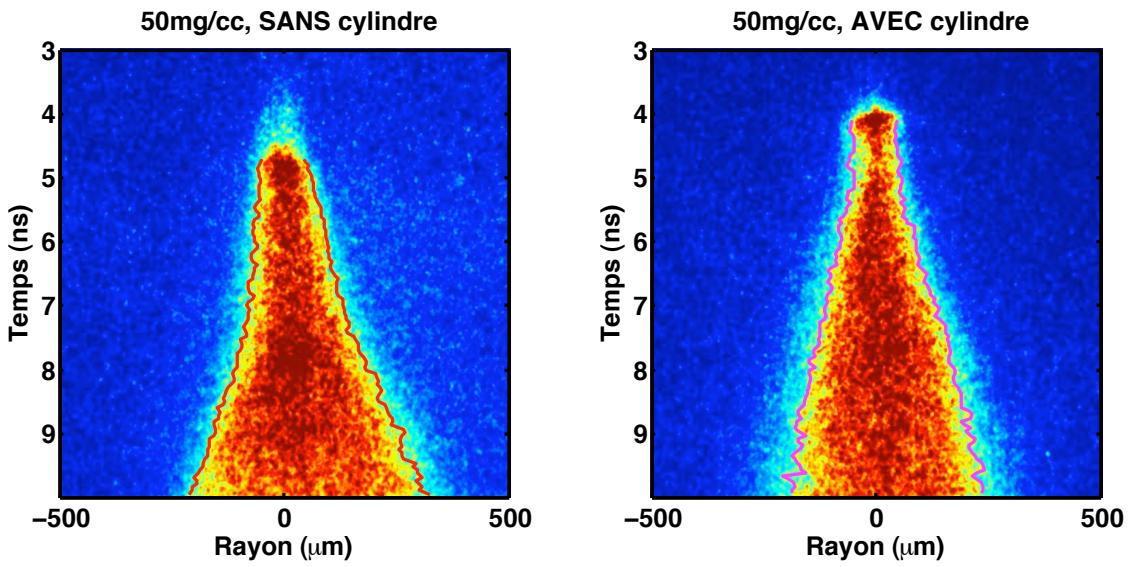


Figure 6.25 Evolution de l'émission propre du jet avec et sans cylindre collimateur pour ρ_0 = 50mg/cc.

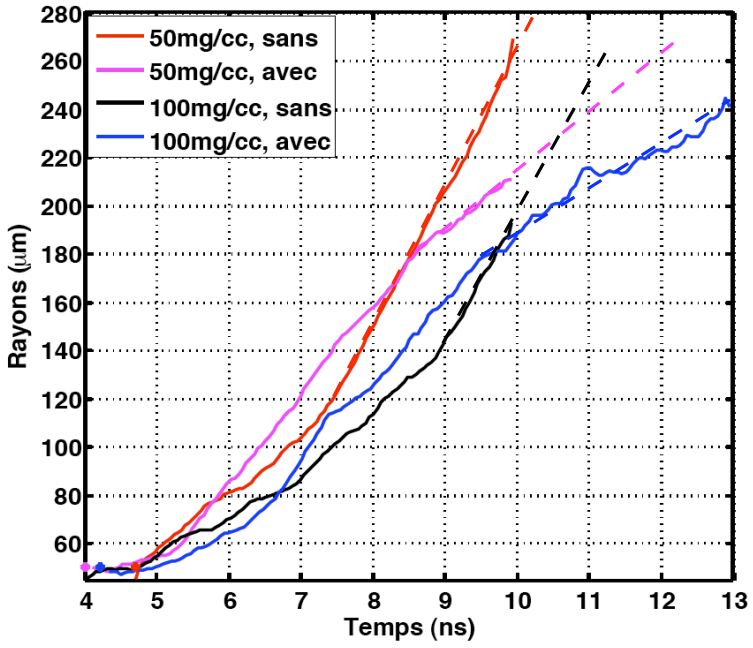


Figure 6.26 Evolution temporelle des rayons émissif des jets à différentes densités, 50mg/cc et 100mg/cc, avec et sans cylindre à la sortie du cône de mousse.

Deux hypothèses sont possibles pour expliquer cette observation : l'ajout du cylindre change l'évolution thermique du jet (refroidissement plus rapide), ou sa présence modifie l'écoulement du plasma. La première hypothèse tient compte des caractéristiques du diagnostic utilisé. Nous mesurons l'émission propre du plasma et cette donnée est influencée par la valeur de la température du jet ainsi que par les phénomènes d'absorption. La mesure de la température apparente du jet (figure 6.25) ne présente pas de modifications importantes entre les deux situations. Pour la deuxième hypothèse, il est raisonnable de penser à une limitation de l'expansion radiale du jet par collision du plasma sur les parois du cône. Cette surpression sur les parois du cylindre est formée par une accumulation du flot de plasma aux premiers instants. Cette pression focalise la matière qui continue de provenir du cône vers l'axe de propagation. Nous avons également

réalisé à I_{min} des tirs avec et sans cylindres et nous constatons une légère amélioration de l'évolution du profil émissif du jet. La différence sur ces rayons est moins marquée lors de cette campagne car nous avons utilisé une vitesse de balayage (CBF) plus rapide. Nous n'obtenons pas une dynamique du rayon sur un temps assez long (figure 6.26 à comparer avec la figure 6.13) permattant d'observer la stabilisation du rayon.

6.4.3 Dopant en brome et angle du cône

Aux incertitudes de mesure près, nous ne révélons pas de variations dans l'évolution radiale de jet en fonction du dopant en brome. Comme nous avons déjà vu dans la section 6.3, il n'existe pas de changement notable de la température qui modifierai la dynamique radiale du jet (fortement influencée par sa température).

Récapitulatif : L'évolution radiale du jet est déterminée par la température du plasma généré par choc dans le cône. Pour des densités plus faibles, ρ_0, nous observons à un temps fixé des rayons émissifs du jet plus importants. L'ajout du cylindre collimateur en sortie du cône de mousse permet de ralentir l'expansion radiale du jet de façon notable.

6.5 Densité du jet

Les études sur l'ombroscopie pour les vitesses et la morphologie (VISAR et GOI), montrent l'importance de connaître la densité du plasma à laquelle nous mesurons les paramètres du jet. En effet, nous rappelons que nous étudions ici, au cours des diverses expériences, un plasma qui se propage pendant 30 ns, à des vitesses de plus de 100 km/s et passant ainsi d'une échelle micrométrique à millimétrique. Nous comprenons l'importance de mesurer la densité du jet à chaque instant étant un paramètre qui évolue fortement au cours de la propagation du jet dans le vide. A l'aide des deux diagnostics, interférométrie visible et radiographie X, nous étudions deux aspects du jet de plasma : d'une part, la collimation très importante de la mousse par le cône grâce à la radiographie X et, d'autre part, son expansion dans le vide grâce à l'interférométrie visible.

6.5.1 Interférométrie visible

Nous exposons dans ce paragraphe les mesures de la densité électronique du jet effectuées soit avec le VISAR, soit avec l'interféromètre de Nomarski. Nous montrons tout d'abord comment on peut extraire en plus de la mesure de la vitesse du jet, sa densité électronique n_e au cours du temps. Nous détaillons ensuite le profil obtenu, pour des retards plus importants, à l'aide de l'interféromètre de Nomarski.

L'évolution temporelle de la densité électronique du jet est obtenue par le VISAR transverse. On observe pour la majorité des tirs, un décalage des franges plus ou moins important qui se forme à l'avant du jet (à partir de 8 ns, sur la figure 6.27). Cette modification de la figure d'interférence se retrouve également sur les images de la figure 6.6, présentées au cours de la section 6.2. La partie du jet correspondant au décalage des franges transmet le faisceau sonde ce qui suppose une densité électronique inférieure à $n_e^\star$ (chapitre 5).

Pour des tirs sur des cônes remplis de mousse avec ρ_0 >50 mg/cc, ce plasma ne représente qu'un petite portion du jet. Par exemple, pour le tir considéré de la figure 6.27, elle ne représente que 10% de la longueur totale du jet pour $\sim$ 6 ns après le débouché du plasma (figure 6.27 à t

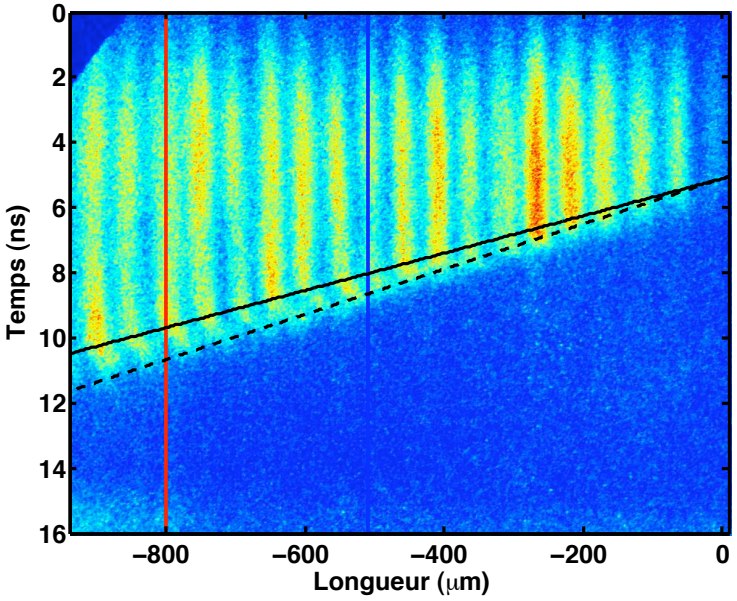


Figure 6.27 La droite en trait plein correspond à une vitesse de propagation de 144km/s, et celle en pointillé représente l'évolution d'un plasma à $n_e < n_e^\star$ se propageant à 175km/s à l'avant du jet. Les droites verticales définissent les positions : $L_1 = 520\mu$m (bleu) et $L_2 = 800\mu$m (rouge).

= 8 ns par rapport à l'origine laser). Ce plasma se propage à 175 km/s (droite en pointillé), qui est une vitesse supérieure à celle de 144 km/s de la partie absorbante du jet ($\sim n_e^\star$). Pour une densité initiale de mousse $\rho_0 = 20$ mg/cc, cette partie représente une longueur de 620 μm pour une zone opaque de seulement 345 μm (figure 6.6). Dans ce cas, la partie $n_e < n_e^\star$ du jet est majoritaire et confirme ainsi une évolution différente par rapport aux autres tirs comme nous l'avons déjà remarqué pour l'étude de sa morphologie et de son émission propre. Les conditions du choc dans la mousse sont certainement plus complexes (chocs radiatifs) pour cette cible (20 mg/cc).

A partir de ce décalage des franges, nous avons vue dans le chapitre 5, qu'il est possible d'extraire la densité électronique du plasma par intégration du déphasage. Nous réalisons ici ce calcul pour le décalage de frange observé sur la figure 6.27.

La mesure du déphasage en fonction du temps, $\Delta\Phi(t)$, extraite par transformée de Fourier inverse de l'interférogramme est représentée pour deux positions fixes : $L_1 = 520$ μm et $L_2 = 800$ μm (figure 6.28). Pour la position L_1 (resp. L_2) le déphasage devient important (bien supérieur au bruit) pour des temps compris de 7.8 ns $< t_1 <$ 8.8 ns (resp. 9 ns $< t_2 <$ 11 ns). Pour ces zones, nous pouvons extraire une densité électronique à l'aide de l'expression déjà présentée dans le chapitre 5 :

$$n_e(t) = \frac{k}{\tau} \int_{-\infty}^{t+\tau/2} F(t')dt'$$

$$\text{avec} \quad k = \frac{2\lambda\ n_c}{d\ n_0}.$$

La densité électronique de cette portion du jet est obtenue par intégration de $F(t) = \Delta\Phi(t)/2\pi$, connaissant la sensibilité du VISAR : $k/\tau = \frac{2\lambda n_c}{d\tau}$ ($n_0 \sim 1$). Cette valeur dépend de la largeur du plasma sondé, d. Le tableau 6.6 présente les sensibilités estimées en fonction de la dimension

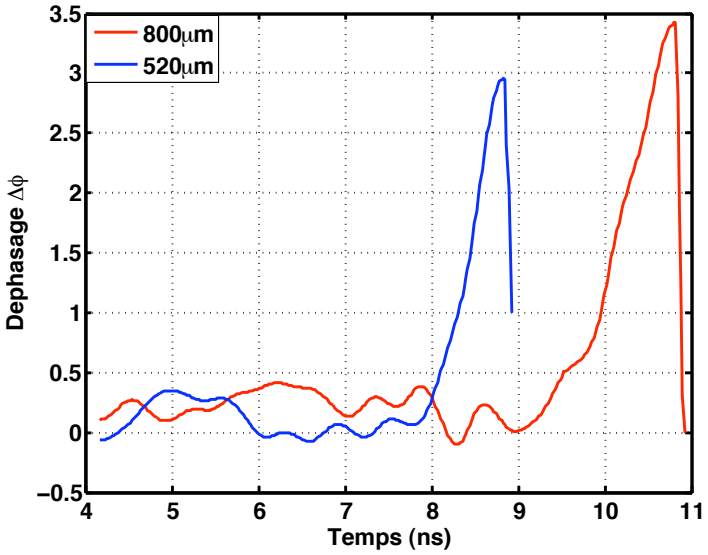


Figure 6.28 Déphasage au cours du temps pour deux position particulière sur la longueur du jet à $L_1 = 520\mu$m en bleu et $L_2 = 800\mu$m en rouge. .

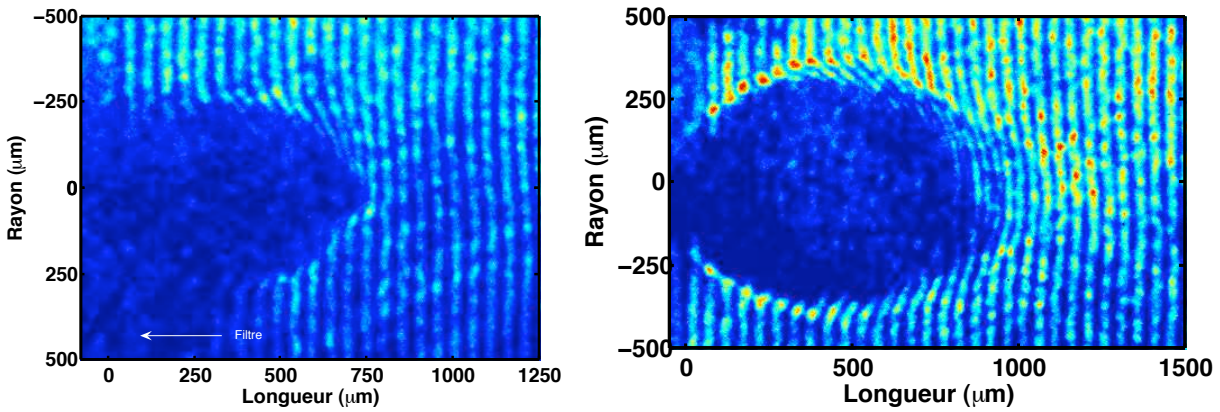
du plasma transverse. Pour un retard de 11 ns (correspondant à L_2), on estime l'extension transverse du plasma grâce à l'ombroscopie du jet (figure 6.3) et pour 8.5 ns (L_1) on déduit d de cette valeur, en tenant compte de la vitesse d'expansion radiale du jet (tableau 6.6).

Position	τ(ps)	d (μm)	k/τ (cm^{-3})	n_e (cm^{-3}) maximale
L_1	155.4	125	2.16×10^{20}	5×10^{19}
L_2	155.4	300	9×10^{19}	1.25×10^{19}

Tableau 6.6 Sensibilités du VISAR transverse et valeurs de la densité électronique maximale atteinte pour les deux positions L_1 et L_2 du jet.

Les résultats de la densité électronique obtenus par ce diagnostic sont présentés dans la dernière colonne du tableau 6.6. Ces données sont cohérentes avec l'estimation de la densité électronique de coupure, $n_e^\star$, présentée dans le chapitre 5. De plus, comme le jet est en expansion il est logique d'observer ici une décroissance de n_e en fonction du temps. Nous démontrons sur cette exemple de tir la possibilité d'extraire avec ce diagnostic l'évolution temporelle de la densité électronique du jet en plus d'en mesurer sa vitesse. Cette démarche est bien entendue applicable pour la majorité des tirs et permet d'effectuer une étude qualitative de ce paramètre plasma en fonction des CI.

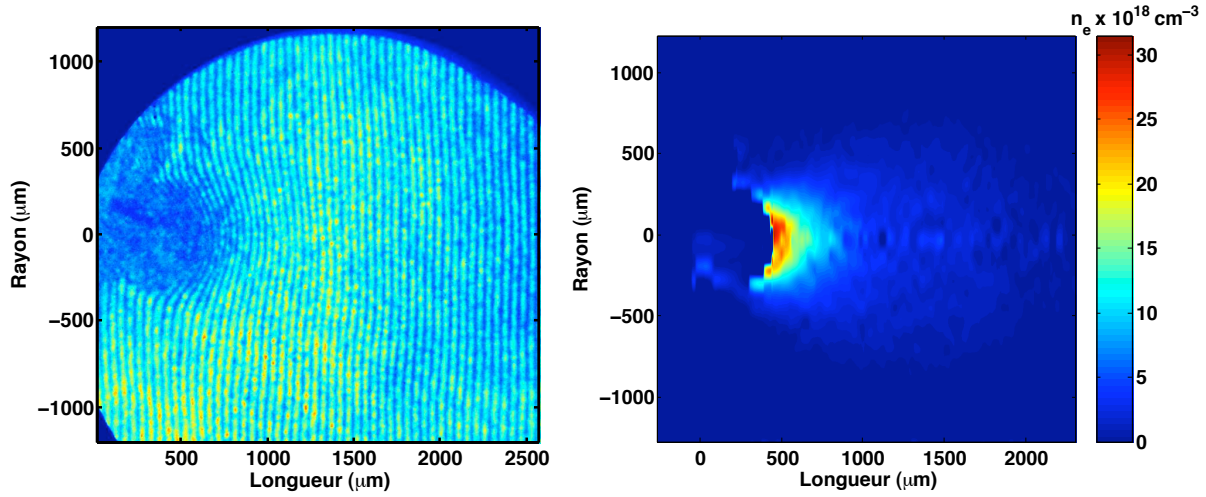
L'expansion radiale du jet dans le vide permet, après un certain temps, de mesurer la densité électronique à 2D. Nous venons de voir à l'aide du VISAR qu'il se forme à l'avant du jet un plasma rapide et de densité électronique $< n_e^\star$. La mise en place de l'interférométrie de Nomarski assure une mesure précise de la densité sur des instantanés du jet réalisés à des temps différents comme les deux tirs réalisés dans des conditions identiques : 12 ns (figure 6.29(a)) et 18 ns (figure 6.29(b)). Contrairement aux précédentes ombroscopies, nous observons ici une petite extension à l'avant du jet, d'abord opaque pour la figure 6.29(a) puis pour un retard plus important, plus "détendue" car détectable sur la figure 6.29(b) grâce aux décalages des franges. Nous avons déjà vu concernant cette expérience (février 2008) que nous sommes dans des conditions lasers et avec des épaisseurs pour la cible solide plus favorable à la propagation d'un choc fort dans



(a) Retard : 12ns (b) Retard : 18ns

Figure 6.29 Interférogramme de la propagation dans le vide du jet pour une densité de 100 mg/cc (8×10^{13} W.cm^2).

la mousse (section 6.2). Ces conditions expérimentales, couplées à un retard adéquat peuvent expliquer cette différence de morphologie. Nous remarquons également sur tout le bord du jet, un décalage des franges qui débute à 12 ns et qui s'élargit à 18 ns. Pour un retard bien plus important, $\sim$ 30 ns, nous obtenons l'interférogramme de la figure 6.30(a).



(a) Interférogramme (b) Carte de densité après inversion d'Abel

Figure 6.30 Tir dans le vide d'une cible de densité de 50 mg/cc (8×10^{13} W.cm^2) pour un retard de 30 ns.

On reconnaît, proche de la cible, la partie dense et opaque toujours observée du jet que se soit par interférométrie, ombroscopie ou radiographie. Cette partie correspond pour des retards $<$ 30 ns à la mousse fortement comprimée par le cône (paragraphe 6.5.2 et section 6.6) ou à un plasma composé d'un mélange avec le bicouche (pour des retards importants). Autour, nous observons un décalage de frange qui nous permet d'extraire la densité électronique du jet (figure 6.30(b)). La morphologie du plasma est identique à celle des ombroscopies réalisées à des retards plus faibles, avec une longueur de $\sim$ 2.2 mm (pour une densité $n_e \sim 5.10^{18}$cm^{-3}) et un diamètre à la même densité de 1400 μm. Nous mesurons donc un rapport d'aspect $\mathcal{R}$ toujours de $\sim$ 1.6 (section 6.1). La densité maximale obtenue proche du coeur du jet est de 3.10^{19}cm^{-3} correspondant à l'estimation réalisée dans le chapitre 5 de $n_e^\star$.

6.5.2 Radiographie X

Afin de sonder les parties denses et opaques au visible, nous avons choisi d'utiliser un diagnostic de radiographie X du plasma. Ce diagnostic détaillé dans la section 5.1.3 a démontré son efficacité sur une mesure de la compression par choc d'un matériau de référence (plastique).

⋆ **Description de la radiographie : mesure de la densité ρ_{jet}**

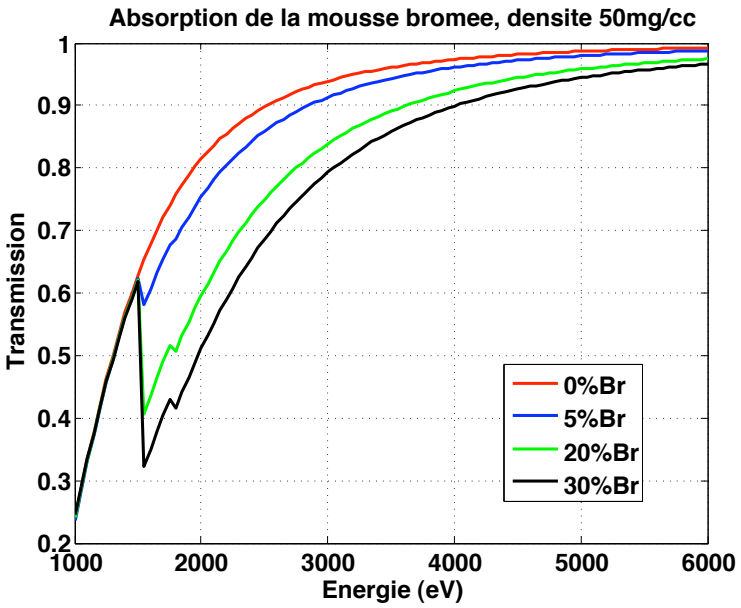


Figure 6.31 Transmission d'une mousse de 50mg/cc et d'épaisseur 100 μm en fonction de l'énergie (eV).

Afin d'utiliser la méthode de mesure exposée dans la section 5.1.3 du chapitre 5, nous devons connaître le coefficient d'absorption de la mousse bromée. Les courbes d'absorption de la mousse avec différents pourcentages en masse de brome sont reportées sur la figure 6.31. Le calcul de la transmission est réalisé à partir du site du CXRO [8] basé sur les tables de Henke et al. [166]. L'estimation des coefficients d'absorption est liée aux transitions lié-libre des atomes froids. A une énergie donnée, la transmission T d'une tranche de matière d'épaisseur d est donnée par :

$$T = exp(-\mu\rho d) \qquad \text{avec,} \tag{6.4}$$

$$\mu = 2r_0\lambda f_2. \tag{6.5}$$

où μ est la section efficace de photoabsorption ou coefficient d'absorption, r_0 le rayon classique de l'électron, λ la longueur d'onde. Les coefficients de diffusion atomique f_2 sont basés sur des mesures de photoabsorption d'éléments dans leurs états fondamentaux. L'hypothèse de base est la modélisation de la matière condensée en un groupement d'atomes n'interagissant pas entre eux. Cette hypothèse est en général valide pour des énergies suffisamment éloignées des seuils d'absorption. Dans les régions proches des seuils, l'état chimique spécifique est important et des mesures directes doivent être faites. Il faut aussi noter que la section efficace de diffusion Compton [177](Hubbell et al., 1975) [9] est incluse dans le calcul des transmissions. La section efficace Compton est significative pour des éléments légers (Z < 10) à de hautes énergies (10

[8] `http://www-cxro.lbl.gov/`

[9] La diffusion Compton est la diffusion d'un photon sur une particule de matière, par exemple un électron.

keV à 30 keV).

A l'aide du tableau 4.1, des tables de Henke et al. [166] et de la relation 6.4, on calcule le coefficient d'absorption pour une mousse 20% bromée en masse, de formule empirique $C_{43}H_{32}O_{16}Br_{2,5}$ soit : $\mu = \mathbf{79.43cm^2/g}$.

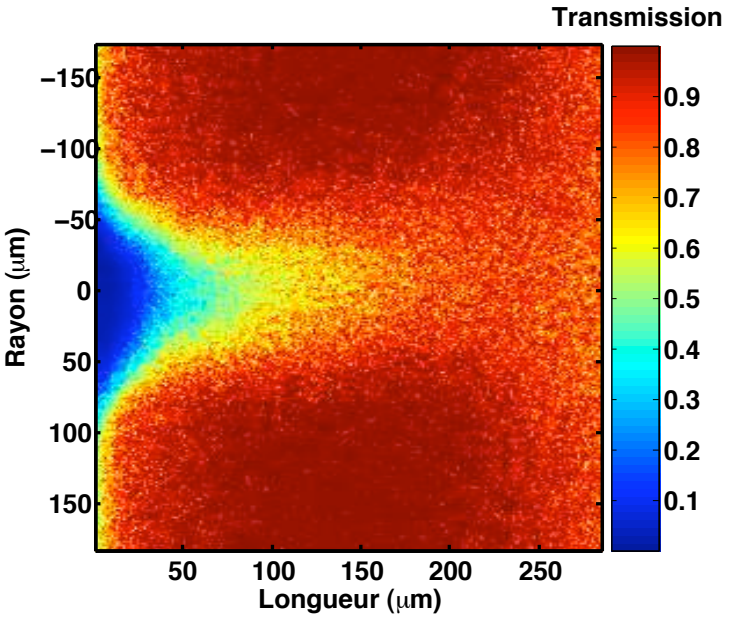


Figure 6.32 Transmission de la radiographie à 5.2keV du jet de plasma à t = 12ns avec une cible de 50 mg/cc, 20% bromé et sans cylindre.

La transmission du jet de plasma (figure 6.32) montre en tout premier lieu un aspect relativement collimaté du plasma en comparaison de ce que l'on a vu jusqu'à présent, en ombroscopie par exemple. De plus, on atteint une transmission (T) de l'ordre de 60% à $\sim$ 100 μm du bord de la cible ce qui est très supérieure à la transmission de la mousse dans ses conditions initiales. Pour une densité de 50 mg/cc et un diamètre de 100 μm on trouve une transmission à 5.2keV de $T \sim 96\%$ (figure 6.31). On distingue sur la radiographie du jet une absorption très importante proche de la position centrale de la cible ($\sim$ 90%). Il est difficile d'associer ce résultat uniquement à une densité de la mousse en raison d'un probable mélange avec les bords du cône en acier chauffé par conduction ou pas les chocs obliques notamment. Par contre, lorsque l'on s'éloigne de la cible (distance $\geqslant$ 100 μm) seule la mousse est impliquée dans la transmission de la source X. La symétrie cylindrique du jet de plasma est vérifiée par l'émission propre et on peut appliquer l'inversion d'Abel pour remonter à sa densité. Nous appliquons pour cela, la méthode exposée dans le chapitre précédent (5.1.3).

A partir des données expérimentales (figure 6.32) et en suivant le formalisme développé dans le chapitre 5 (relation 5.18), nous déterminons la densité du jet à différentes positions longitudinales (figure 6.33). Pour les courbes de 50 μm à 200 μm, on observe un profil similaire mais qui décroît au fur et à mesure que l'on s'éloigne du bord de la cible. Cette décroissance de la densité due à l'expansion du jet dans le vide est cohérente avec les observations déjà réalisées dans le visible. Le profil rouge à 50 μm est beaucoup plus piqué et atteint une densité importante de l'ordre de 1.2 g/cc. On considère que la mesure de la densité proche du cône est plus complexe à interpréter car il faut certainement tenir compte d'une absorption de l'acier qui compose les bords de la cible. Les évolutions radiales de la densité moyenne du jet, très semblables à 200

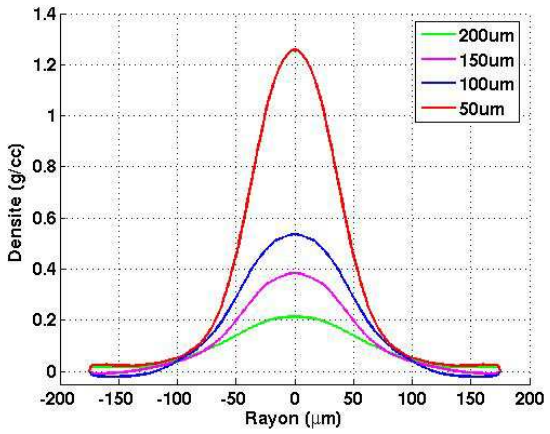


Figure 6.33 Résultat de l'inversion d'Abel sur le jet de plasma

μm, 100 μm et à 150 μm, sont cohérentes avec la description d'une expansion polytropique du plasma que nous venons d'exposer précédemment afin d'interpréter l'évolution radiale du plasma (section 6.4).

A la position de 100 μm du bord de la cible, le facteur de compression maximale est ρ/ρ_0 = 10 et décroît à $\sim$ 4 pour 200 μm. Nous pouvons considérer ce facteur comme étant à priori constant quelque soit la densité initiale de la mousse. En effet, même si la mesure a été effectuée avec une mousse de 50 mg/cc, les raisons physiques d'un fort taux de compression provient de la géométrie même de la cible (forme conique). Il se peut qu'à une position légèrement différente ou à un autre retard l'on mesure cette valeur pour une mousse de 100mg/cc. A l'aide de cette mesure, nous connaissons un ordre de grandeur de la densité moyenne du jet pour sa partie la plus dense qui est cohérente avec l'ensemble des autres diagnostics (visibles) et des simulations DUED (section 6.6). Nous voulions acquérir de plus nombreux résultats à une énergie adaptée lors de campagne de Février 2008 mais des problèmes laser ont empêché de réaliser ce projet.

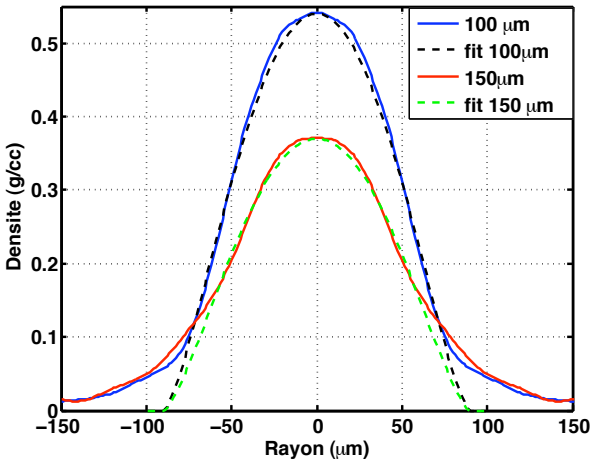


Figure 6.34 Comparaison des profils de densité expérimentaux (traits pleins) et analytiques (traits pointillés).

En reprenant l'évolution de la densité en fonction du rayon [relation (6.2) de la section 6.4], nous comparons les données expérimentales de la radiographie (figure 6.34) avec une famille de

courbes données par le modèle d'expansion polytropique cylindrique :

$$\rho(R,t) = \rho_{max}\left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right)^{\frac{1}{\gamma-1}},$$

où ρ_{max} est la valeur maximale de la densité du profil du jet et R son rayon pour chaque longueur du jet. Le résultat analytique est en accord avec les données radiographiques, confirmant la symétrie cylindrique du plasma formé et la forte compression mesurée.

⋆ **Estimation des incertitudes sur ρ_{jet}**

L'incertitude sur la mesure de la densité par radiographie X est liée aux différents termes de l'expression 6.4. Cela concerne le facteur d'absorption (μ), la mesure de la transmission (figure 6.32) et la méthode d'inversion d'Abel. Nous passons ici en revue l'influence de ces sources d'erreur dans la mesure de la densité du jet à l'aide de notre diagnostic pour essayer de dégager une estimation globale des incertitudes.

Facteur d'absorption

La première source d'erreur sur μ est liée à la largueur spectrale de la source. Grâce à l'utilisation du cristal sphérique, la transmission détectée s'effectue à une longueur λ_0 fixe (2.382Å). Or dans ce cas, l'influence de la largueur de la raie de résonance est négligeable sur la valeur de μ. La seconde source d'erreur possible est un changement drastique du coefficient d'absorption dû au chauffage. Le coefficient d'absorption utilisé, $\mu = 79.43$ cm^2/g, est celui de la mousse bromée froide. Néanmoins pour une énergie de 5.2keV l'écart entre les valeurs tabulées et les données expérimentales pour les espèces composant la mousse diffèrent peu et donc l'erreur sur ce facteur est négligeable dans notre cas. Si nécessaire, il est possible de nos jours de réaliser une mesure précise de μ à l'aide d'une source X synchrotron.

Mesure de transmission

L'incertitude sur la transmission, I/I_0, dépend du contraste des images. Pour l'inversion d'Abel, nous réalisons une moyenne des données expérimentales et l'erreur réalisée par rapport à cette moyenne est de $\sim 8\%$.

Inversion d'Abel

La symétrie cylindrique absolument nécessaire pour pouvoir appliquer l'inversion d'Abel des profils d'absorption est une hypothèse forte à vérifier. L'asymétrie des données se trouve être une source importante d'erreur et ajoute une incertitude sur l'extraction de la densité si les résultats expérimentaux dérogent à cette règle. La symétrie de la cible assure une relativement bonne symétrie du jet, vérifiée sur l'ensemble des diagnostics visibles. Une autre source d'erreur est numérique, liée à l'extraction de la dérivée lors de l'inversion. Cette erreur se répercute en majorité sur l'axe de symétrie. Le centre de la courbe est donc le lieu où l'incertitude de la mesure de densité est la plus importante. Le lissage des résultats permet de diminuer cette erreur. Enfin, la propagation des erreurs de transmission à travers l'inversion d'Abel a été vérifié et entraîne une incertitude sur ρ de l'ordre de 10%.

Il existe des méthodes plus perfectionnées que la méthode d'intégration directe utilisée (article de P. Tomassini et al. [178]) qui peuvent être appliquées pour améliorer les résultats par la suite.

L'ensemble des incertitudes décrites ci-dessus influent sur la précision des valeurs expérimentales de la densité du jet, et correspond à une estimation de l'incertitude relative : $\mathbf{\Delta}\rho/\rho = \pm\mathbf{15}\%$.

Récapitulatif : La radiographie par rayons X sondent les parties denses du jet (densité moyenne ~ 0.2 g/cc) et démontre une collimation importante de la mousse par le cône (rapport d'aspect de 2.5). L'interférométrie visible, permet à des retards suffisants de mesurer la densité électronique (2D) du jet grâce à son expansion dans le vide.

6.6 Génération du jet

Les résultats numériques présentés ici, en plus des études théoriques sur les chocs obliques (chapitre 3), permettent d'obtenir une interprétation de la génération du jet de plasma. Nous allons tout d'abord décrire les résultats numériques obtenus pour un tir de 50mg/cc avec cylindre collimateur, dans les conditions expérimentales de novembre 2005. Puis nous comparons la propagation du plasma simulée par le code DUED [140] aux mesures expérimentales dans le cône (vitesse de choc). Enfin, en considérant un profil gaussien de la tâche focale nous allons voir pourquoi la planéité du choc est une condition essentielle pour obtenir une propagation optimale du plasma.

Il est important de souligner que nous présentons seulement une interprétation possible de la génération du jet de plasma. Nous ne pouvons pas à ce jour être catégorique pour deux raisons. La première est que les simulations demandent des modifications constantes du maillage selon chaque condition initiale afin de fonctionner. Le dimensionnement du code DUED pour nos cibles a été difficile et il reste très sensible à toutes modifications des CI. Contrairement au cas de MULTI, utilisé pour le dimensionnnement des cibles planes (chapitre 4), DUED ne peut pas être employé pour effectuer une étude paramétrique sur : la variation de la densité de mousse, l'angle du cône et les conditions lasers (intensité et tâche focale). La deuxième raison est la difficulté de valider ces résultats numériques. En effet, à l'aide de nos diagnostics, il n'a pas été facile de sonder les processus de formation du jet dans le cône. Nous comparons néanmoins certains résultats expérimentaux à cette étude numérique concernant la propagation du choc dans le cône (VISAR et émissivité). Ces simulations restent malgré tout de précieuses aides pour interpréter l'effet du cône et sa capacité à collimater le plasma, le chauffer et surtout à générer des jets "massiques" (grande quantité de masse).

Les simulations présentées ont été réalisées par T. Vinci [179]. Le code DUED a déjà été introduit dans le chapitre relatif aux conditions expérimentales (chapitre 4). L'interprétation des données numériques a pu être réalisée à l'aide des considérations théoriques décrites dans le chapitre 3 concernant la formation des chocs réfléchis et leur stabilité.

6.6.1 Formation du jet de plasma

L'ensemble des simulations concerne un tir sur un cône rempli de mousse ayant une densité initiale de 50 mg/cc, avec cylindre en sortie de cône (figure 6.35), pour des conditions laser correspondant à l'expérience de novembre 2005 : $I = 7.5\times10^{13}$W.cm^{-2} et un profil super-gaussien (PZP). Nous ne considérons que les mailles correspondant à la mousse au cours de l'ensemble des figures de ce paragraphe, mise à part pour la figure 6.35 qui présente les conditions initiales de la simulation. Nous suivons, au cours du temps, la propagation du choc dans le cône de mousse à partir de cette simulation bidimensionnelle afin d'en détailler les aspects caractéristiques.

Pour les premiers instants de la simulation nous observons la propagation du choc incident (généré par pression d'ablation) (figure 6.36(a)) suivit de l'onde réfléchie sur le front d'ablation (figure 6.36(b)). Nous obtenons des résultats similaires au cas 1D exposé dans la section 6.2

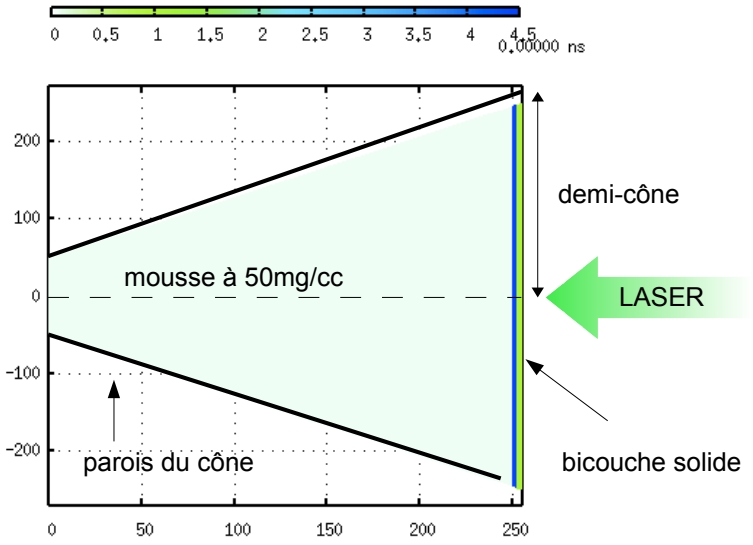
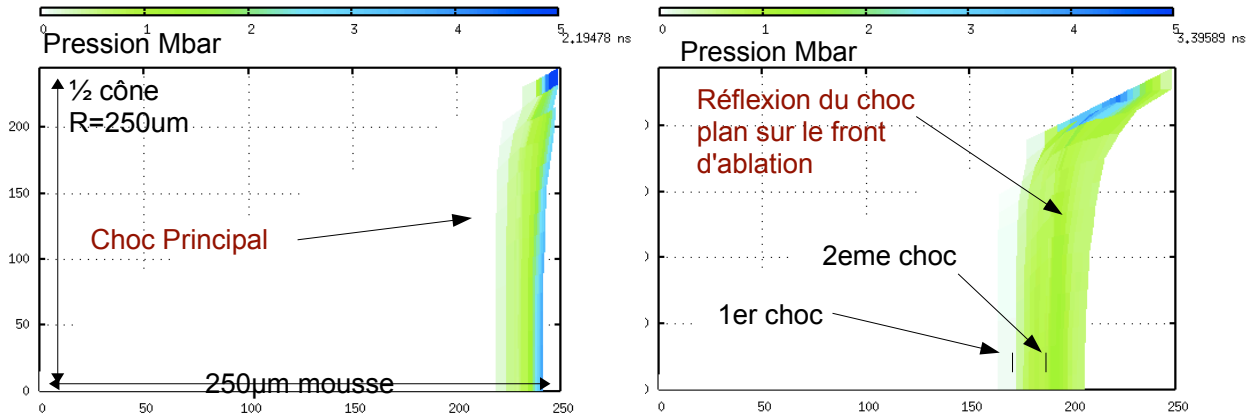


Figure 6.35 Conditions initiales de la simulation en densité (g/cc).

(figure 6.8) mais avec des pressions légèrement plus faibles.

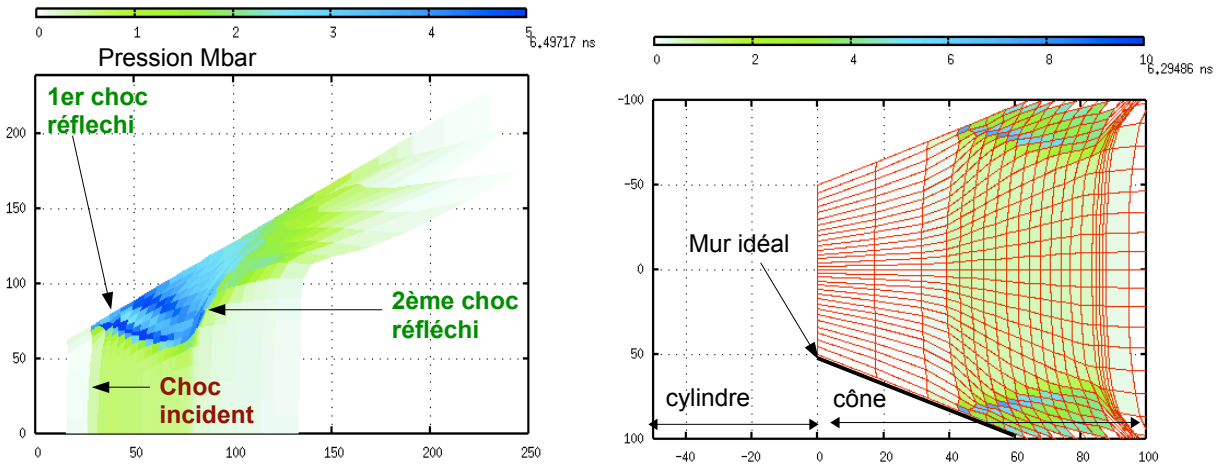


(a) ∼ 2.2ns (b) ∼ 3.4ns

Figure 6.36 Comparaison de la propagation du choc plan avec les simulations MULTI 1D.

Le choc plan incident, rencontre une discontinuité oblique (les parois du cône) et, il se forme une onde de choc réfléchie, conformément à la description réalisée dans le chapitre 3 (figure 3.11). L'onde transmise n'est pas observée sur nos images car les conditions aux limites sur le cône sont celles d'un mur idéal. Derrière ce premier choc sur les parois (figure 6.37(a)), nous observons une deuxième onde de choc qui se réfléchit sur le mur idéal, correspondant cette fois-ci à la réflexion oblique du second choc (figure 6.36(b)). Ces deux chocs obliques se propagent dans un milieu déjà choqué par le choc incident plan et ils atteignent donc des pressions supérieures de ∼ 6 Mbar en comparaison des ∼ 0.8 Mbar pour le choc incident.

La description théorique de la stabilité des chocs obliques montre des conditions de stabilité ou d'instabilité (incident, réfléchi et transmis) en fonction de l'angle d'incidence et de U_S (chapitre 3). Les premiers calculs théoriques réalisés semblent montrer des conditions propices à l'instabilité des chocs par la formation d'une onde de Mach (figure 3.12). Indépendamment de ce travail théorique (juste initié), nous observons au cours de l'étude des simulations ce qui



(a) ∼ 6.5ns (b) ∼ 6.3ns

Figure 6.37 Formation des ondes réfléchies sur les parois du cône.

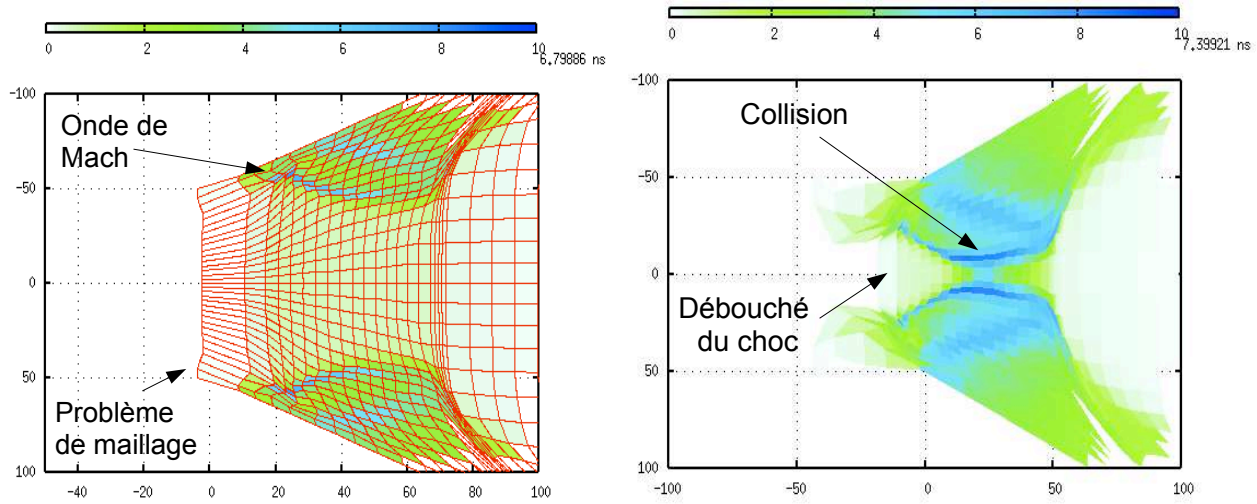
s'apparente à une onde de Mach (figure 6.38). C'est un phénomène instationnaire qui évolue au cours du temps et se caractérise par le détachement du point d'encrage des ondes (incidente, réfléchis et transmise) de l'interface puis de son éloignement. Nous décrivons maintenant ce que nous voyons sur la simulation et qui peut s'apparenter à cette onde de Mach

Au premier instant, le choc incident et le choc réfléchi se rejoignent sur la discontinuité formée par les parois du cône (mur idéal pour la simulation). Ce point de réunion des deux ondes de choc (noté I dans le chapitre 3) se situe sur la figure 6.37(b) à 40 μm de la sortie du cône de mousse sur les parois du cône. Nous avons rajouté le maillage sur cette image pour assurer qu'il n'y a pas de problème de torsion des mailles à cet instant, pouvant perturber l'interprétation de la simulation. Sur la figure 6.38(a), 500 ps de propagation du choc plus tard, nous remarquons que ce point s'est éloigné de la paroi du cône. On distingue une sorte de point "triple" (triple car à l'origine de 3 ondes de choc) au milieu du maillage qui commence à perturber les mailles. Proche de la sortie du cône, le maillage se détend dans le vide et se déforme latéralement ("problème de maillage" sur la figure 6.38(a)). Encore plus tard (7.4 ns), on retrouve ces mailles encore plus tordues de part et d'autre du bord du trou (figure 6.38(b)). On comprend bien, par la suite qu'elles ne sont pas à considérer pour effectuer de futures comparaisons avec les résultats expérimentaux.

Sur la figure 6.38(b), on distingue encore le point "triple" à 25 μm du bord. De ce point partent toutes les mailles "parasites" et on peut penser que l'onde de Mach pour ce maillage n'est pas très bien prise en compte. Un maillage plus fin pourrait peut être faciliter sa formation.

Il est important de remarquer sur cette simulation l'avance du débouché du choc incident (noté sur la figure 6.38(b)) par rapport à la collision des chocs réfléchis. Cette mousse choquée va donc se détendre avant la forte collimation par les ondes de choc réfléchies (figure 6.39). La collision des chocs réfléchis portent le mousse à des pressions importantes, de l'ordre de 15 à 20 Mbar, expliquant les fortes compressions mesurées par radiographie X. L'observation de la détente du plasma avant la propagation du noyau dense de mousse (rapport d'aspect ∼ 2.5) peut expliquer d'une part, les vitesses de propagation du plasma observées par ombroscopie et d'autre part, permet d'interpréter l'apparition du "petit" nez devant le jet sur les figures 6.29.

Nous avons conclus dans la section 6.2 à des vitesses de jet proches de celles du débouché de choc. Ainsi, comme le choc incident est en avance sur la formation du jet, il est tout à fait cohérent d'obtenir ces mesures. Il se peut que l'effet du cône soit masqué par la détente du plasma choqué formant une enveloppe autour du jet.



(a) ∼ 6.8ns (b) ∼ 7.4ns

Figure 6.38 Onde de Mach et propagation des ondes de choc réfléchies.

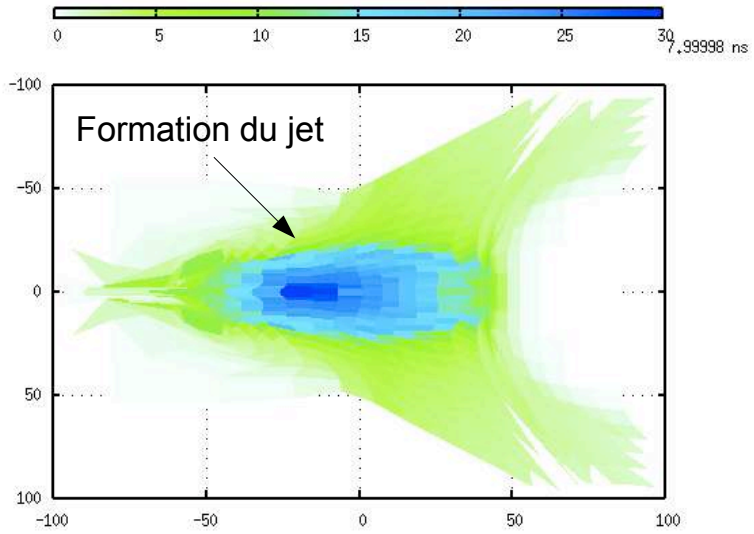


Figure 6.39 Formation du jet de plasma par collision des ondes de choc réfléchies.

6.6.2 Planéité du choc dans le cône

La planéité du choc dans les conditions expérimentales de novembre 2005 et février 2008 est obtenue grâce à l'utilisation des lames de phase de type PZP ou HPP (chapitre 4). Le profil radial d'intensité du laser est donc super-gaussien. En mai 2006, à cause de l'utilisation des RPP, nous n'avons pas propagé un choc plan dans le cône (figure 6.40 (a) et (b)). La réflexion de choc sur les parois du cône n'est pas optimale (figure 6.40 (c)) et nous observons une déformation de plus en plus importante du front de choc au cours de sa propagation. Le débouché (figure 6.40 (d)) s'accompagne d'une onde de raréfaction remontant le cône de mousse. Dans ces conditions, la formation du jet de plasma est dégradée et son éjection du cône ralentie. Les résultats de cette simulation amènent aux mêmes conclusions réalisées dans la section 6.2 : des vitesses de propagation du jet très insuffisantes malgré des intensités lasers importantes.

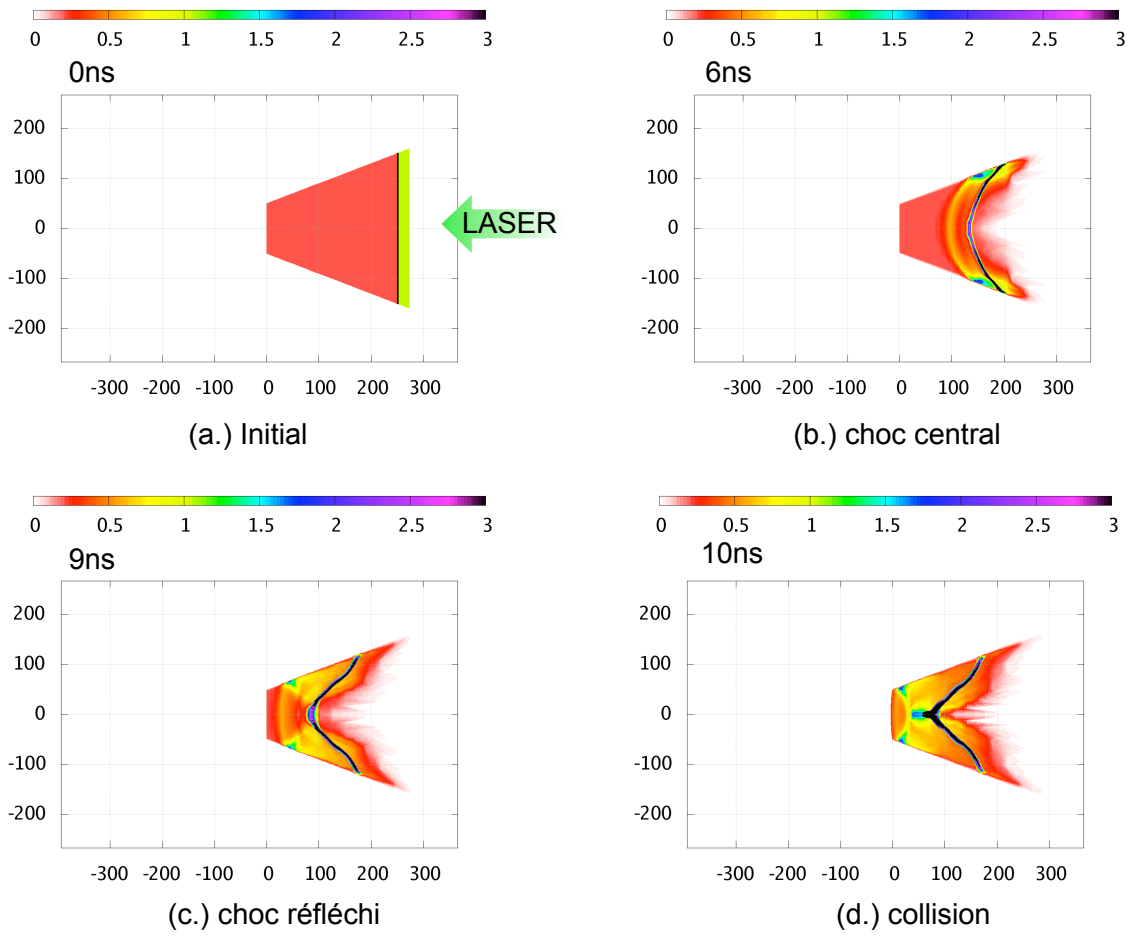


Figure 6.40 Génération du choc par un profil laser gaussien (RPP) dans un cône petit angle.

6.6.3 Comparaison avec les données expérimentales

L'absence de préchauffage lors des tirs à faible intensité laser permet d'observer à l'aide du VISAR l'évolution de la vitesse du choc dans la mousse (figure 6.41). Au cours des premiers instants, on remarque une zone sombre de diamètre de 100 μm qui correspond au cône remplie de mousse absorbant le faisceau sonde ou rendant impossible sa réflexion sur la cible solide. Jusqu'à $\sim$ 7 ns, le choc évolue dans la mousse. Lors de sa propagation, à partir $\sim$ 2 ns, le faisceau sonde à ω commence à se réfléchir sur le front du choc ce qui induit l'apparition des franges. Ensuite, lorsque le plasma se propage dans le cylindre, il absorbe complètement le faisceau sonde.

L'observation des franges à l'aide du VISAR face arrière n'a pas été possible pour l'ensemble des tirs. En effet, pour une densité de 50 mg/cc, 5% ou 20% bromée, nous n'avons rien observé. Par contre, l'intensité des franges est plus importante lors d'une augmentation de 5% à 20 % pour une mousse de 100 mg/cc.

Nous pouvons remonter à l'évolution de la vitesse du choc comme nous l'avons déjà effectué dans le chapitre 5 pour le plastique et la silice fondue. Malheureusement, contrairement au cas bien connu d'un choc plan dans un matériau de référence, nous ne pouvons obtenir que l'allure des vitesses et non une valeur absolue pour plusieurs raisons. Tout d'abord, il n'est pas possible, n'ayant qu'une seule image VISAR exploitable de déterminer l'entier correspondant

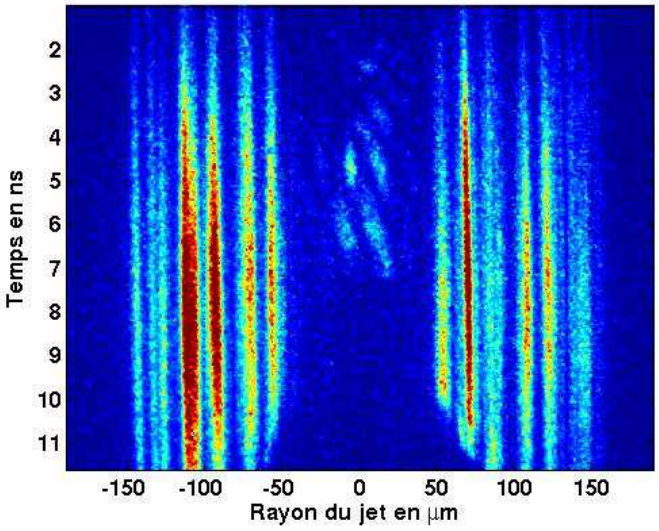


Figure 6.41 Résultat pour le VISAR ω face arrière avec une sensibilité de 6.8 km.s^{-1}.fr^{-1} et pour cible de densité initiale de mousse de 100mg/cc avec 5% de dopant de Br et cylindre collimateur (I = I$_{min}$).

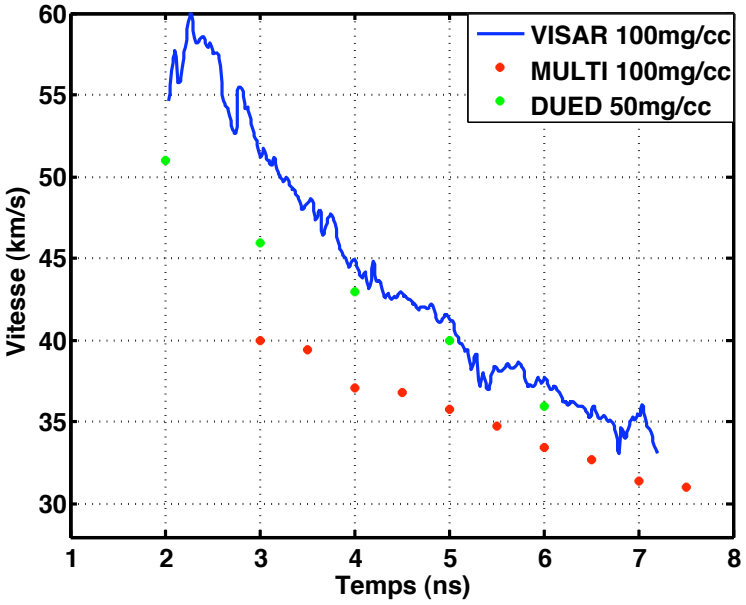


Figure 6.42 Mesure de la vitesse du choc dans la mousse.

à un déphasage de 2π. De plus, l'absence des franges de référence au début de la propagation du choc complexifie l'estimation de son décalage. Enfin l'indice de réfraction du milieu peut évoluer et nous ne pouvons pas pour le moment en tenir compte. Afin de néanmoins estimer des vitesses cohérentes avec ce décalage de frange (figure 6.42), on estime en fonction de l'émissivité face arrière un temps de débouché du cône de mousse par rapport à l'impulsion laser. On en déduit un temps de transit du choc de 6.4 ns. Ce temps nous donne une vitesse moyenne de 44 km/s pour une épaisseur de mousse de 250 μm et en considérant la propagation du choc dans le bicouche (0.7 ns). Les simulations MULTI montrent une décroissance du choc au cours de sa propagation dans la mousse (choc non stationnaire) par contre elle décélère plus lentement

que les mesures effectuées. Si l'on considère maintenant l'évolution du choc par DUED, on remarque une évolution plus proche des résultats expérimentaux. La décélération du choc est un effet bidimensionnelle due à la propagation d'un choc plan dans une section qui diminue [180].

Récapitulatif : Les simulations DUED permettent de simuler la propagation du choc dans le cône de mousse. On observe au cours de cette propagation, la réflexion du choc incident sur les parois du cône formant, par collision sur l'axe, le jet de plasma dense et collimaté. Le débouché du choc incident avant l'éjection du jet de plasma dans le vide peut masquer l'observation de l'effet du cône avec nos diagnostics visibles. La mesure du ralentissement du choc incident dans le cône (choc plan dans une section variable [180]) est en accord avec les simulations 2D DUED.

6.7 Comparaison avec le cas astrophysique

En étudiant précédemment l'évolution de chacun des paramètres du jet en fonction des CI, nous venons d'apprécier la richesse des données obtenues sur la dynamique du jet de plasma. Ces résultats représentent l'objectif premier de l'astrophysique de laboratoire : caractériser précisément les jets de plasma obtenus expérimentalement. Le second objectif est d'obtenir la similarité avec le cas astrophysique. Nous présentons ici les nombres sans-dimension des jets de plasma calculés à l'aide des mesures.

Après avoir brièvement rappelés les nombres sans dimensions que nous considérons (chapitre 2), nous discutons des paramètres clefs du jet : diamètre, longueur, vitesse, température et densité. La mesure de ces paramètres au cours du temps, nous permet de différencier plusieurs étapes dans son évolution, chacune des étapes étant associée à des nombres sans-dimension particuliers. Nous présentons ces résultats en fonction du "temps de vie" du jet définit par le temps de propagation du plasma dans le vide après son débouché du cône. Cette démarche révèle l'importance de l'invariance initiale (chapitre 2) pour conserver au cours du temps un plasma similaire au cas astrophysique.

Nous décrivons dans le chapitre 2, l'ensemble des critères nécessaires pour étudier les jets de plasma par similarité. Nous rappelons ici les nombres sans-dimension que nous devons calculer pour satisfaire la similarité avec les jets astrophysiques [80, 128, 9]. Leur présentation est faite en deux parties :

– Ceux décrivant les caractéristiques du plasma tels que les nombres de Reynolds, de Péclet, le paramètre de localisation (plasma collisionnel) et le facteur de refroidissement :

$$Re = \frac{\mathbf{DV_{jet}}}{\nu}, \tag{6.6}$$

$$Pe = \frac{\mathbf{DV_{jet}}}{\kappa}, \tag{6.7}$$

$$\zeta = \lambda_{mfp}/\mathbf{D}, \tag{6.8}$$

$$\chi = \frac{\tau_{BB}}{\tau_{\mathbf{hydro}}}, \tag{6.9}$$

$$\tag{6.10}$$

en reprenant l'ensemble des notations déjà introduites dans le chapitre 2 où $\mathbf{D}$ est le diamètre du jet et $\mathbf{V_{jet}}$ sa vitesse. Les données expérimentales des jets sont mises en gras.

– Puis, ceux propres aux lois d'échelle et à la dynamique du jet comme le nombre de Mach et η (mais non applicable ici car on propage le jet dans le vide) :

$$\mathcal{M} = \frac{\mathbf{V_{jet}}}{c_s} \tag{6.11}$$

où c_s est la vitesse du son interne au jet. La viscosité ν, la diffusivité κ et la vitesse du son interne du plasma dépendent également des paramètres de température, de densité et d'ionisation du plasma. Pour les calculer, nous utilisons les données expérimentales présentées précédemment au cours du chapitre 6 et les expressions de Spitzer [85] décrites au chapitre 2.

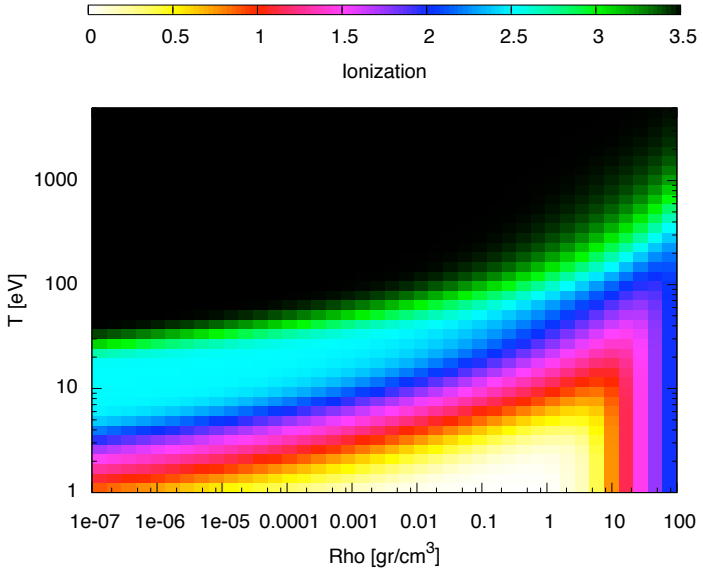


Figure 6.43 Variation de l'ionisation en fonction de la densité et de la température pour la mousse de plastique.

Le seul paramètre explicitement non mesuré ici est l'état d'ionisation du plasma (Z). Connaissant la densité de la mousse et sa température grâce aux mesures, nous calculons l'état d'ionisation du plasma à partir du modèle SNOP [181]. Nous présentons son évolution en fonction des paramètres plasma sur la figure 6.43.

Les caractéristiques du plasma, sont choisies pour deux temps particuliers dans l'évolution du jet (tableau 6.7) à savoir 5 et 25 ns pour voir le début et la fin de la dynamique du jet. A partir de ces valeurs expérimentales, nous calculons par la suite les nombres sans-dimension (tableau 6.8).

Les valeurs caractéristiques du jet de plasma en fonction du temps concernent d'une part, la radiographie X du jet (figure 6.32), à 5 ns du débouché du cône de mousse (temps moyen de vie du jet), et d'autre part, l'interférométrie visible pour un retard de 30 ns soit un temps moyen de vie du jet de 25 ns (figure 6.30(a)). Dans ce tableau L indique la longueur du jet.

Au début de la propagation du jet, nous observons grâce à la radiographie (figure 6.32) un jet collimaté (rapport d'aspect de 2.5), dense et chaud. La mesure directe de la température centrale du jet n'a pas pu être réalisée à cause de la difficulté (décrit dans la section 6.3) de connaître la surface émissive du jet. Néanmoins, les mesures de l'expansion radiale du jet permettent d'estimer cette température centrale à $\sim$ 15 eV (section 6.4), proche de la valeur simulée par DUED (section 6.6). Les données relatives à ce temps de vie du jet sont listées dans

Temps moyen de vie du jet	n_e (cm^{-3})	T(eV)	V(km.s^{-1})	$D(\mu m)$	$L(\mu m)$	Z
5 ns	5.10^{22}	15	60	90	230	2
25 ns	5.10^{18}	1	90	1200	2200	0.5

Tableau 6.7 Paramètres expérimentaux des jets de plasma

la première ligne du tableau 6.7. Le rapport d'aspect est maximal car il reflète la capacité du cône de mousse à collimater le plasma (section 6.6).

Plus tard, les paramètres évoluent (deuxième ligne du tableau 6.7) et nous mesurons un jet beaucoup moins dense (figure 6.30(a)), moins chaud mais plus rapide. Ces résultats correspondent à l'expansion polytropique du plasma dans le vide comme nous l'avons présenté au cours des diverses sections de ce chapitre.

En considérant ces données, nous estimons maintenant les nombres sans dimension [relations (6.7) à (6.10)] associés à ces temps caractéristiques d'observation des jets expérimentaux. Les résultats de ces calculs sont présentés dans le tableau 6.8.

Temps moyen de vie du jet	R_e	P_e	ζ	χ	$\mathcal{M}$
5 ns	3.5×10^6	2.5×10^3	3×10^{-5}	82	2
25 ns	1×10^5	2.7×10^2	2.4×10^{-5}	8.5	16

Tableau 6.8 Nombres sans dimension associés aux jets expérimentaux.

Les paramètres énumérés dans le tableau 6.8 sont à comparer au cas astrophysique décrit à la fin du chapitre 2 (voir le récapitulatif de la section 2.5). La première remarque est le bon accord concernant les nombres caractéristiques validant la description de nos plasmas par un modèle fluide ($\zeta \ll 1$), où la viscosité et la diffusion de la chaleur sont négligeables : $Re \gg 1$ et $Pe \gg 1$. Deux paramètres clefs évoluent fortement au cours de ces deux instantanées des jets : le nombre de Mach, $\mathcal{M}$ et le facteur de refroidissement, χ.

Pour la première ligne du tableau 6.8, la température est très élevée et elle conduit à une forte valeur de la vitesse du son. Comme, de plus, V_{jet} est plus faible qu'à 25 ns, le nombre de Mach n'est pas très élevé : $\mathcal{M} \sim 2$. Par ailleurs, pour ces premiers instants de la propagation du jet dans le vide, en supposant une émission du corps noir pour calculer χ on obtient sa limite inférieure. On trouve $\chi \sim 100$ au lieu de 10 pour le cas astrophysique.

Plus tard, au cours de la propagation du jet, on calcule des nombres sans dimension plus proches des jets astrophysiques avec $\mathcal{M} \sim 17$ et $\chi < 10$ (voir le tableau 2.2 du chapitre 2). Le calcul de χ tient toujours compte ici de l'hypothèse d'émission du corps noir pour le jet de plasma mais, dans ce cas, il n'est pas sûr qu'elle soit complètement applicable, car le jet a tendance à être de moins en moins optiquement épais lorsque le temps s'écoule. Par conséquent, cette valeur du facteur de refroidissement est ici minimisée en supposant une émission du corps noir. En considérant d'autres fonctions de refroidissement, plus précises pour ces paramètres du plasma, il se peut que χ augmente. Ainsi, on voit à l'aide de ces données (tableau 6.8) qu'au cours de son expansion, les densités électroniques devenant très faibles, les températures et la dynamique du jet sont convenables afin de s'approcher des conditions astrophysiques.

Le calcul des nombres sans dimension à l'aide des paramètres plasma expérimentaux pour ces deux instants démontrent une similarité proche des objets astrophysiques mais à un instant donné. Dans les futures expériences, le schéma de la cible sera amélioré afin d'atteindre

les bonnes conditions dès le début de la propagation du jet pour satisfaire l'invariance sur une période prolongée. Il faudrait dès le début de la formation du jet accélérer le plasma davantage afin d'avoir un plus grand nombre de Mach. L'augmentation de température T est aussi nécessaire, mais il faut réaliser que si T augmente alors c_s augmente aussi. Ceci a pour effet de faire diminuer $\mathcal{M}$. Néanmoins comme la dépendance en température du facteur de refroidissement est en T^2 et celle du nombre de Mach en $1/\sqrt{T}$, ce paramètre du plasma est le point clef pour obtenir un facteur de refroidissement proche des conditions astrophysiques.

Récapitulatif : A l'aide d'une caractérisation complète du plasma, nous avons vérifié expérimentalement, à différents temps, la similarité des jets obtenus avec le cas astrophysique. Le calcul des nombres sans dimension pour ces jets démontrent la nécessité d'atteindre la similarité dès les premiers instants afin de vérifier l'invariance au cours du temps.

Chapitre 7

Propagation du jet dans un milieu ambiant

Les jets astrophysiques se propagent dans le milieu interstellaire qui influence fortement leur évolution (voir chapitre 1). Connaissant le développement des jets expérimentaux dans le vide, en fonction des conditions initiales (chapitre 6), nous avons décidé d'étudier leur interaction avec un milieu ambiant. Cette investigation s'est déroulée de deux manières expérimentales distinctes : par l'analyse de l'interaction du jet de plasma avec un milieu gazeux et par une étude de collision de chocs successifs. Leur objectif respectif est de sonder la physique complexe du choc d'étrave (voir section 1.2).

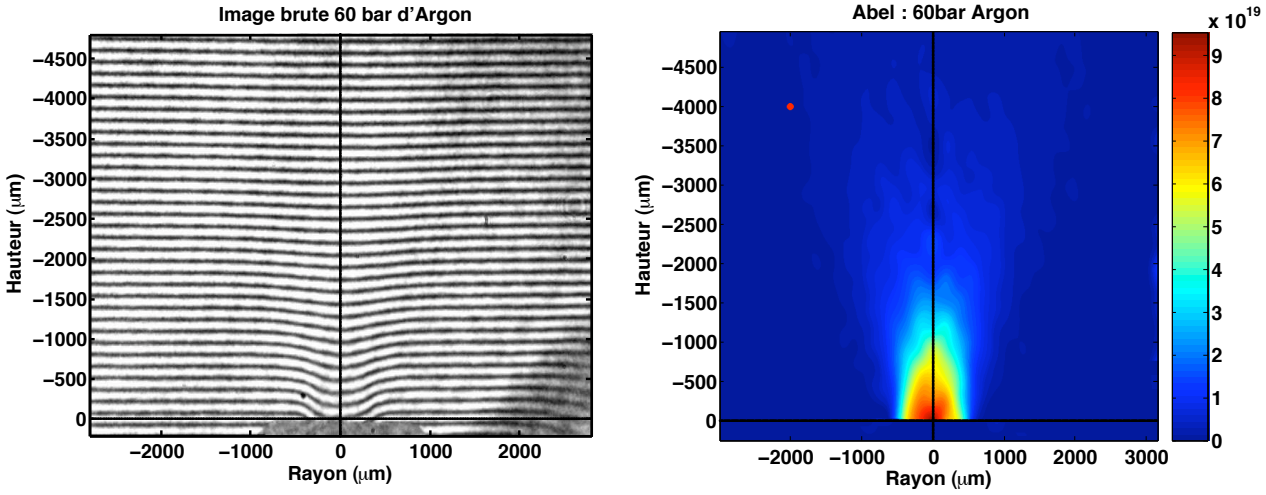
Possédant une bonne connaissance de la dynamique des jets dans le vide et les diagnostics associés, nous avons exploré comment ceux-ci se modifient en présence d'un milieu ambiant. Tout d'abord, pour vérifier les critères expérimentaux décrits dans le paragraphe 4.1 (chapitre 4), nous avons décidé d'utiliser une buse de gaz pour générer le milieu ambiant car nous le caractérisons ainsi de manière précise. Puis, nous présentons les résultats concernant le SOP transverse qui mesure la modification du front émissif. L'interférométrie visible et la radiographie protonique révèlent d'intéressantes structures de ce que l'on considère comme étant l'interface entre le jet et le milieu. Nous découvrons dans ce chapitre l'ensemble de ces observations et leurs modifications en fonction de la densité du milieu ambiant.

Pour explorer une autre voie dans la compréhension de la morphologie du choc d'étrave, nous avons entrepris l'étude de la collision de chocs successifs dans un milieu gazeux. Les résultats sont en accord avec les simulations hydrodynamiques 1D. Nous observons enfin par ombroscopie transverse, l'apparition d'un profil surprenant pouvant révéler la croissance d'instabilités hydrodynamiques.

7.1 Propagation du jet de plasma dans un milieu gazeux

Nous détaillons tout d'abord la caractérisation du milieu ambiant obtenue par mesure d'interférométrie visible (Mach-Zender) au laboratoire de jet de gaz du LULI. L'analyse des résultats de l'émission transverse révèle deux modifications majeures du profil émissif en présence du milieu ambiant : une diminution des vitesses lorsque la densité du gaz augmente et une variation de l'émission sur la longueur avec l'apparition de pic d'intensité. Enfin, nous présentons la modification de la morphologie de la surface d'interaction en fonction de la densité du milieu ambiant, observée par interférométrie visible et par radiographie protonique.

Les différentes conditions initiales explorées ici comme la densité de la mousse (50mg/cc ou 100mg/cc), la pression du gaz (5 bar à 80 bar) et le choix des retards (de 12ns à 30ns)



(a) Interférogramme.

(b) Mesure du profil de densité de neutre (en cm^{-3})

Figure 7.1 Caractérisation de la densité pour une buse de gaz à une pression de 60bar. Le point rouge désigne la position de la cible.

pour l'interférométrie visible et la radiographie, permettent de décrire précisément l'évolution de l'interface entre le milieu gazeux et le jet de plasma. L'interférométrie de Mach-Zender (figure

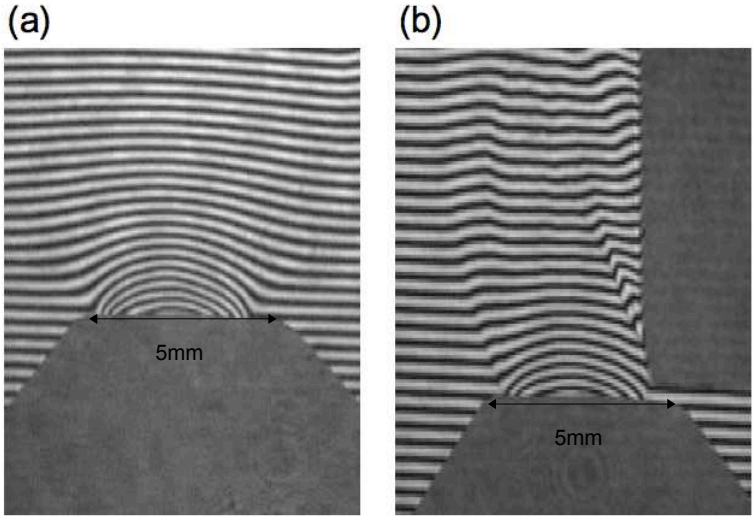


Figure 7.2 (a) Interférogramme de la buse de gaz sans perturbation de la cible à proximité. Sur l'interférogramme (b), on observe bien un choc débutant au bord de la cible et se propageant le long du jet de gaz.

7.1(a)) réalisée au laboratoire jet de gaz du LULI permet, par inversion d'Abel, de caractériser le milieu ambiant (figure 7.1(b)). Le déphasage observé est relié à la densité de neutre d'argon, N, par la formule :

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi N(\eta_0 - 1)L}{\lambda n_{at}},$$

où n_{at} et η_0 sont la densité et l'indice de réfraction du gaz d'argon dans les conditions normales de températures et de pression, λ la longueur d'onde du faisceau sonde et L la longueur du plasma sondée. La pression utilisée dans la buse de gaz, de 5 à 80 bars, entraîne une variation de la densité du gaz d'argon devant la cible de $n_a = 6\times10^{17}$ à 10^{19} cm^{-3} ou en densité, de $\rho_a = \frac{M(g/mol)}{\mathcal{N}_\mathcal{A}} = 0.04$ à 0.5 mg/cc. La position de la cible à une hauteur de 4mm (figure 7.1(b))

est le résultat d'un compromis pour d'une part, obtenir une densité de gaz assez importante (pour vérifier le paramètre sans dimension η) et d'autre part, pour éviter les perturbations causées par le jet de gaz (vibrations et chocs parasites).

La présence de la cible à proximité de la buse engendre des chocs qui se propagent dans le jet de gaz (figure 7.2). Non seulement le profil de gaz est perturbée mais aussi la cible modifie la symétrie cylindrique du milieu ce qui rend l'utilisation de l'inversion Abel délicate. Il existe néanmoins des méthodes possibles de reconstruction tomographique [182] pour extraire la densité du gaz qui ne nécessite pas de vérifier strictement cette symétrie (thèse de J. Faure).

La reconstruction tomographique consiste à reformer l'image complète du déphasage à partir d'un ensemble de projections à différents angles autour du jet de gaz. Cette mesure à différents angles de la variation de phase permet de reconstruire spatialement le déphasage subi, de manière discrète, et de remonter au profil de densité du jet de gaz. Dans notre cas, grâce au positionnement de la cible à une hauteur assez importante, nous avons supposé que celle-ci ne perturbe pas fortement le profil de densité du jet de gaz. Nous n'avons pas utilisé cette méthode mais cette possibilité conforte le choix d'utiliser une buse de gaz en face arrière de la cible (voir section 4.1) car il est ainsi possible de réellement caractériser la densité et le profil du milieu dans lequel se propage le jet de plasma.

7.1.1 Evolution de la vitesse

Lors des tirs sans milieu ambiant, nous avons vérifié la reproductibilité des résultats déjà présentés dans la section 6.2 (figure 6.10). Nous avons observé une émission constante du bord de la cible jusqu'à la fin du jet de plasma. Par contre, avec un milieu ambiant, on obtient un changement du profil d'émission du plasma (paragraphe 7.1.1.1). On observe un ralentissement important de la partie émissive du plasma et une modification de l'intensité du signal évoluant au cours du temps. Nous détaillons maintenant les résultats expérimentaux qui montrent que les mesures réalisées à l'aide du diagnostic d'émission propre transverse correspondent à la mesure de l'évolution du front du choc d'étrave généré par l'interaction du jet avec le milieu (paragraphe 7.1.1.2).

7.1.1.1 Description des résultats

Le ralentissement du plasma est observé à partir de 9ns (figure 7.3) où on mesure une diminution de la vitesse de 144 km/s aux premiers instants à 82 km/s de $\sim$ 14ns à 18ns. La dernière donnée correspond à une vitesse dite de "saturation de l'émission" qui a été calculée par la dérivée de la longueur observée au cours temps (figure 7.4). Ce travail est présenté pour les tirs de densités de 50mg/cc (figure 7.4(b)) et de 100mg/cc (figure 7.4(a)) pour différentes densité du gaz ambiant. Les points correspondent à la mesure de la longueur du jet à différents temps (ordonnée à gauche) et les droites décrivent l'évolution de la vitesse déduites de ces mesures (ordonnée à droite). Les couleurs sont associées à la pression utilisée pour la buse du gaz et elle est proportionnelle à la densité du milieu ambiant. On observe une décroissance notable des vitesses en présence d'un milieu ambiant contrairement à la propagation du plasma dans le vide (courbe rouge à 0bar figure 7.4(a)). Ce ralentissement est d'autant plus élevé que la milieu gazeux est dense (figure 7.4(b)).

La présence du gaz ne modifie pas seulement la vitesse du front d'émission mais également l'émissivité du plasma. La ligne sombre à une longueur de 200 μm du bord de la cible (constante au cours du temps) est due par un défaut (poussière) sur le trajet optique lors du tir et n'est donc pas à considérer pour la suite de la discussion. A part cela, on remarque sur la figure 7.3

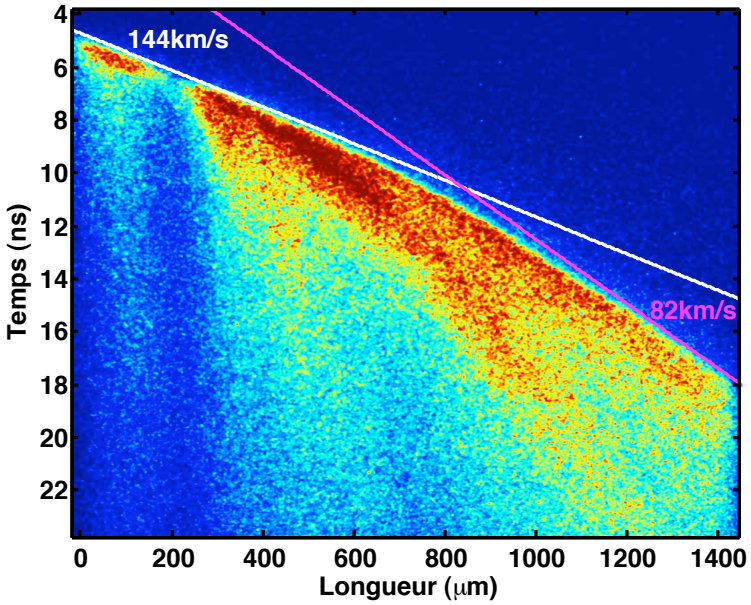
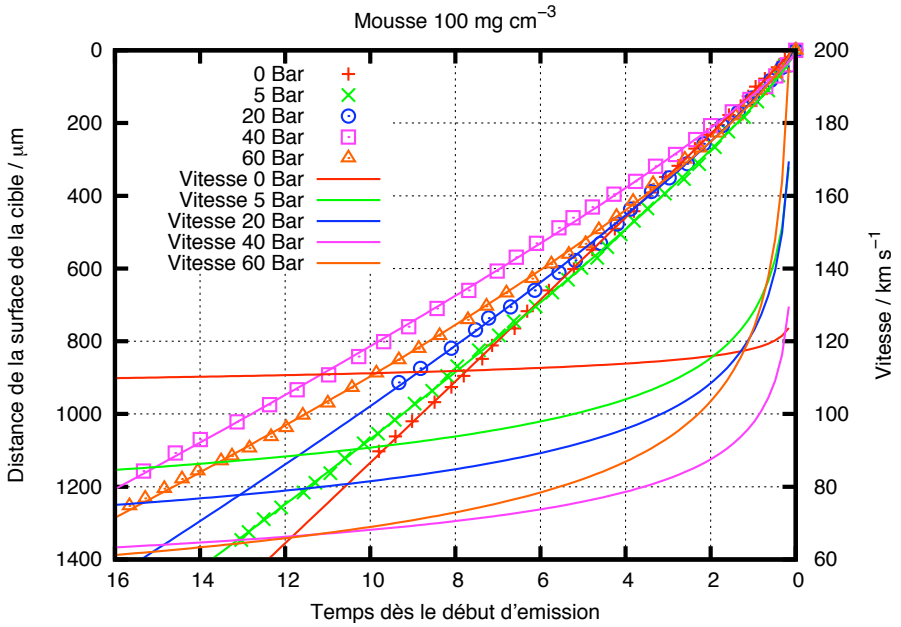


Figure 7.3 Résultat du SOP transverse pour un tir de 100mg/cc et une densité du milieu ambiant de 4.8×10^{18}cc (pression initiale de 40bar). La vitesse initiale du front de choc est de 144 km/s. .

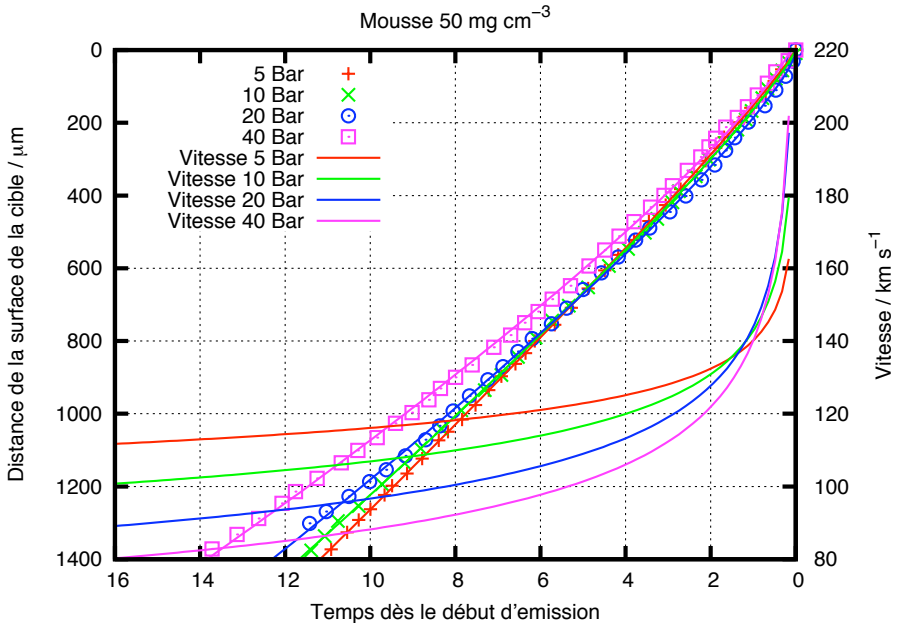
(à partir de 10ns) 3 courbes d'intensité variable qui évoluent au cours du temps. Sur la figure 7.5, nous réalisons à des temps fixes, des coupes en fonction de la longueur de cette image. Nous observons plus clairement les pics d'émission se situant entre le bord de la cible et le front de l'émission. De droite à gauche (figure 7.5), on observe un premier pic qui est celui du front de choc et un deuxième commençant à apparaître à 12ns. Il évolue sensiblement à la même vitesse que le front de choc. Un troisième pic se distingue également dès 10ns par rapport au laser. Contrairement au précédent, il semble ralentir au cours du temps car il reste à une longueur fixe de 500 μm entre 14 ns et 16 ns. Cette inhomogénéité du profil émissif du plasma est observée pour une densité initiale de mousse de 50mg/cc et de 100 mg/cc et pour des pressions de 5 à 40 bars.

Trois hypothèses sont toujours possibles afin d'expliquer ces observations. Si le front du choc est opaque à l'émission visible du jet, on n'observe ici que l'émission venant du front du choc, contrairement à celle du jet de plasma sur toute sa longueur dans le cas d'une propagation dans le vide. De là, la mesure à différentes longueurs d'une modulation de l'émissivité (figure 7.5) ne peut provenir que de certaines portions du choc devenant transparentes et permettant d'enregistrer l'émission du jet de plasma. Cette hypothèse peut être confortée par les résultats d'interférométrie transverse (voir figure 7.8). On remarque une diminution de l'absorption du faisceau sonde par le choc, mais uniquement sur une échelle de temps plus importante que celle du SOP transverse. Pour les mêmes retards (à 20ns de retard maximum), nous observons un profil opaque du choc, quelque soit la densité du milieu ambiant.

Ensuite, comme nous l'avons décrit dans le chapitre 1, la structure de l'interaction du jet avec l'ISM est composée de deux chocs : le choc d'étrave et le disque de Mach. On peut penser que le deuxième pic d'émission observé sur la figure 7.5 peut être associé au disque de Mach remontant le jet de plasma. Malheureusement, deux arguments ne semblent pas corroborer cette hypothèse. Tout d'abord, nous observons plusieurs pics d'émission, autre que le front du choc et le deuxième pic. Ensuite, comme nous l'avons expliqué précédemment, il est étonnant de sonder à l'intérieur du cocon, et donc de voir l'émission du disque de Mach alors que le front de choc est opaque et ne permet déjà pas de transmettre l'émission du jet de plasma dans le visible par



(a) 100mg/cc



(b) 50mg/cc

Figure 7.4 Evolution de la longueur et de la vitesse en fonction du temps.

hypothèse.

Enfin, l'allure perlée, observée de cette émission le long du jet, fait penser aux "noeuds" décrits dans la section 1.2 du chapitre 4. De plus complètes analyses permettront de vérifier si les conditions plasma ici réalisées sont propices à la croissance d'instabilités hydrodynamiques pouvant expliquer ces observations .

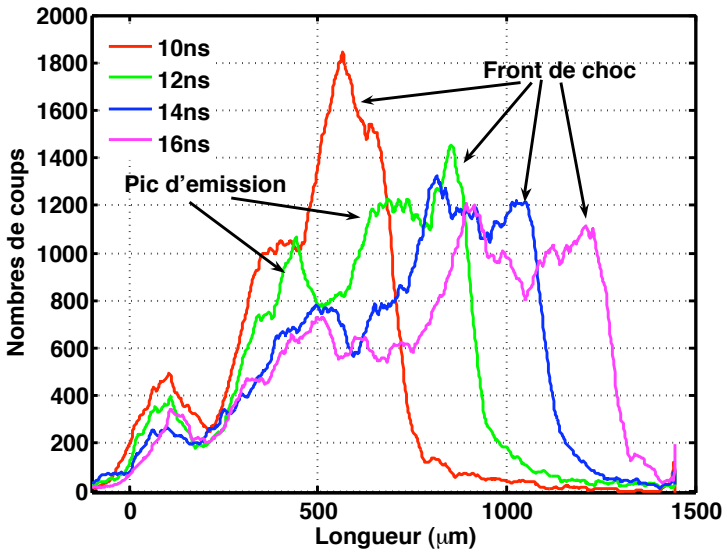


Figure 7.5 Evolution de l'émission du jet en fonction de sa longueur à différents temps.

Récapitulatif : Contrairement au cas de la propagation du jet dans le vide, on observe une modulation de l'émission et une diminution de la vitesse mesurée en fonction de la densité du milieu ambiant par le SOP transverse. Ces deux observations majeurs, nous autorisent à conclure que la vitesse ainsi mesurée en présence d'un milieu ambiant est celle du front du choc généré par l'interaction du jet de plasma avec le gaz. Ces vitesses correspondent à celles du choc d'étrave variant en fonction du rapport de la densité du jet avec celle du milieu : η.

7.1.1.2 Comparaison des vitesses en fonction de la densité du milieu

L'évolution des vitesses en fonction de la densité du milieu ambiant pour une densité de mousse initiale de 100mg/cc est présentée sur la figure 7.6 et pour une densité de 50mg/cc sur la figure 7.7. Cette vitesse correspond à celle de saturation présentée dans le paragraphe 7.1.1.1 précédent et que l'on suppose être la vitesse de propagation du choc d'étrave dans le gaz (V_{BS}). Le choc dans le gaz est généré par l'interaction du jet se propageant à une vitesse supersonique dans le milieu. Il faut néanmoins tempérer cette affirmation concernant la génération du choc d'étrave uniquement par le jet de plasma généré dans le cône. Il est difficile de certifier que ce phénomène n'est pas perturbé par les effets du gaz ambiant. Celui-ci peut remplir le cylindre colimateur placé à la sortie du cône de mousse et se mélanger à la mousse. Dans cette hypothèse, on modifie les conditions dans le cône en perturbant certainement la génération du jet. Nous pouvons même dans le gaz, pour les premiers instants, la transmission du choc principal de la mousse au milieu gazeux, la propagation du jet n'intervenant que quelques instants après (section 6.6).

Pour vérifier l'hypothèse de l'étude du choc d'étrave (produit par l'interaction du jet avec le milieu ambiant), nous considérons le modèle théorique décrit dans l'article de P. Hartigan [57]. Nous comparons ainsi les mesures de vitesse obtenues avec l'évolution de la vitesse du choc d'étrave en fonction de la densité du milieu ambiant, n_a, sous la forme :

$$\beta n_j (V_j - V_{BS})^2 = n_a V_{BS}^2, \tag{7.1}$$

où n_j et V_j sont la densité et la vitesse du jet et β un coefficient exprimant l'efficacité du transfert de moment du jet à la zone d'interaction. Le facteur β varie de 0.4 et 0.8 si l'on considère

des jets adiabatiques [57].

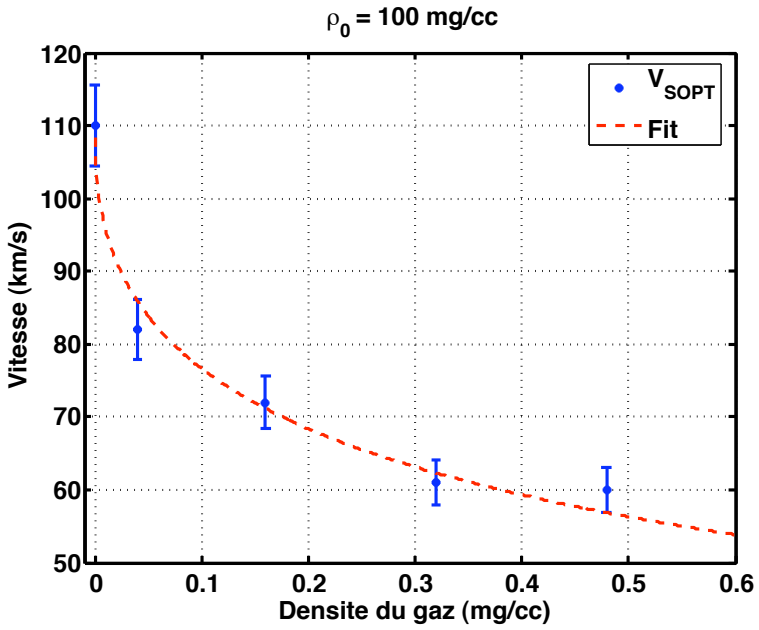


Figure 7.6 Evolution de la vitesse V_{SOPT} mesurée en fonction de la densité du milieu ambiant pour des tirs avec une densité initiale de mousse de 100mg/cc.

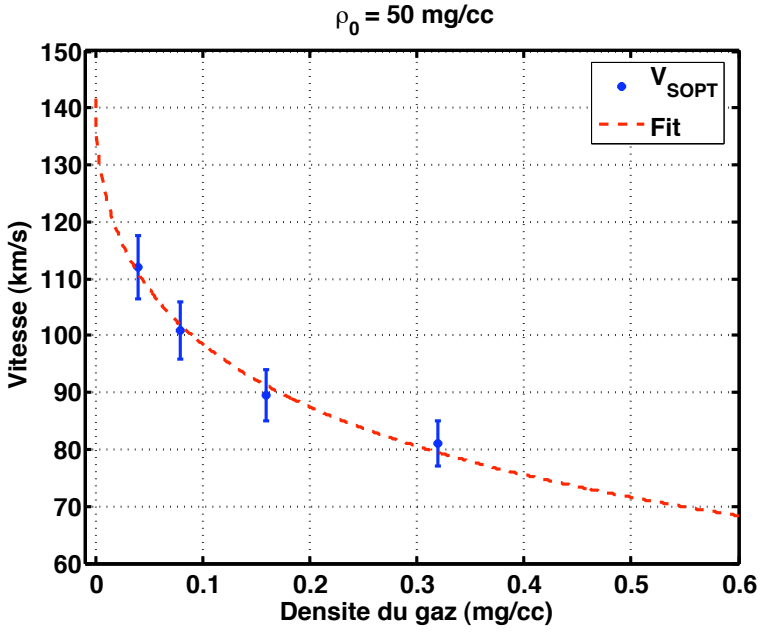


Figure 7.7 Evolution de la vitesse en fonction de la densité du milieu ambiant pour des tirs avec une densité initiale de mousse de 50mg/cc.

Les résultats de cette analyse sont présentés sur la figure 7.6 pour une densité initiale $\rho_0 =$ 100 mg/cc et sur la figure 7.7 pour $\rho_0 = 50$ mg/cc. Les paramètres obtenus correspondant à chaque courbe vérifient la relation (7.1) et sont présentés dans le tableau 7.1. La vitesse du jet V_j obtenue par extrapolation des données par la relation (7.1) correspond à celle de la vitesse moyenne du jet de plasma mesurée lors de sa propagation dans le vide (tableau 6.3). Pour une densité initiale ρ_0 de 100 mg/cc on trouve une densité du jet n_j supérieure à celle pour $\rho_0 =$

ρ_0 (mg/cc)	V_j (km/s)	$0.8n_j$ (mg/cc)	$0.4n_j$ (mg/cc)
100	108	0.7	1.5
50	142	0.6	1.3

Tableau 7.1 Résultats de l'analyse de l'évolution de V_{BS} en fonction de la densité n_a du milieu ambiant avec $0.4 \leqslant \beta \leqslant 0.8$ [relation 7.1].

50 mg/cc. Ces valeurs sont comprises entre les mesures de densité réalisées précédemment. En effet, si l'on se réfère au tableau 6.8 présentant les deux conditions "extrêmes" du jet observées par radiographie et par interférométrie, on remarque que la densité n_j pour le tir de 50mg/cc est comprise entre 0.1 mg/cc (interférométrie) et 300 mg/cc (radiographie).

7.1.2 Interférométrie du jet

Au cours de la description des caractéristiques du jet de plasma (chapitre 6), nous avons présenté des résultats d'interférométrie pour la propagation dans le vide (figures 6.29 et 6.30(a)). Par comparaison avec la figure 7.8, l'ajout du milieu ambiant entraîne une modification conséquente du profil d'absorption. Cette figure présente les interférogrammes obtenus pour deux densités de mousse ρ_0, 50mg/cc pour la première colonne et 100mg/cc pour la deuxième. La différence lors de la propagation d'un jet avec une densité de mousse initiale plus faible (50mg/cc) est une vitesse de propagation plus rapide (section 6.2). Pour un même retard (30ns), on observe alors une évolution similaire mais plus avancée pour les tirs de 50 mg/cc par rapport aux tirs à 100 mg/cc. Chaque ligne correspond à une même densité du milieu ambiant soit 0.6×10^{18} cm^{-3} pour la première et soit 4.8×10^{18} cm^{-3} (40bar) pour la seconde.

Les quatres interférogrammes présentent un profil d'absorption du front de choc très perturbé. Contrairement aux images obtenues jusqu'à présent pour la propagation du jet de plasma dans le vide (section 6.1 et figure 6.29). Les contours de la zone absorbante ne sont pas lisses mais présentes des bosses irrégulièrement espacées. Pour un retard suffisamment important ($\sim$ 30 ns) et pour une densité de gaz faible, le front de choc est moins dense et permet de sonder l'intérieur du cocon où on observe les parties plus denses du jet de plasma (zone sombre proche de la cible déjà observée dans le vide (figure 6.30(b)) et le milieu choqué se trouvant entre le jet et le front de choc.

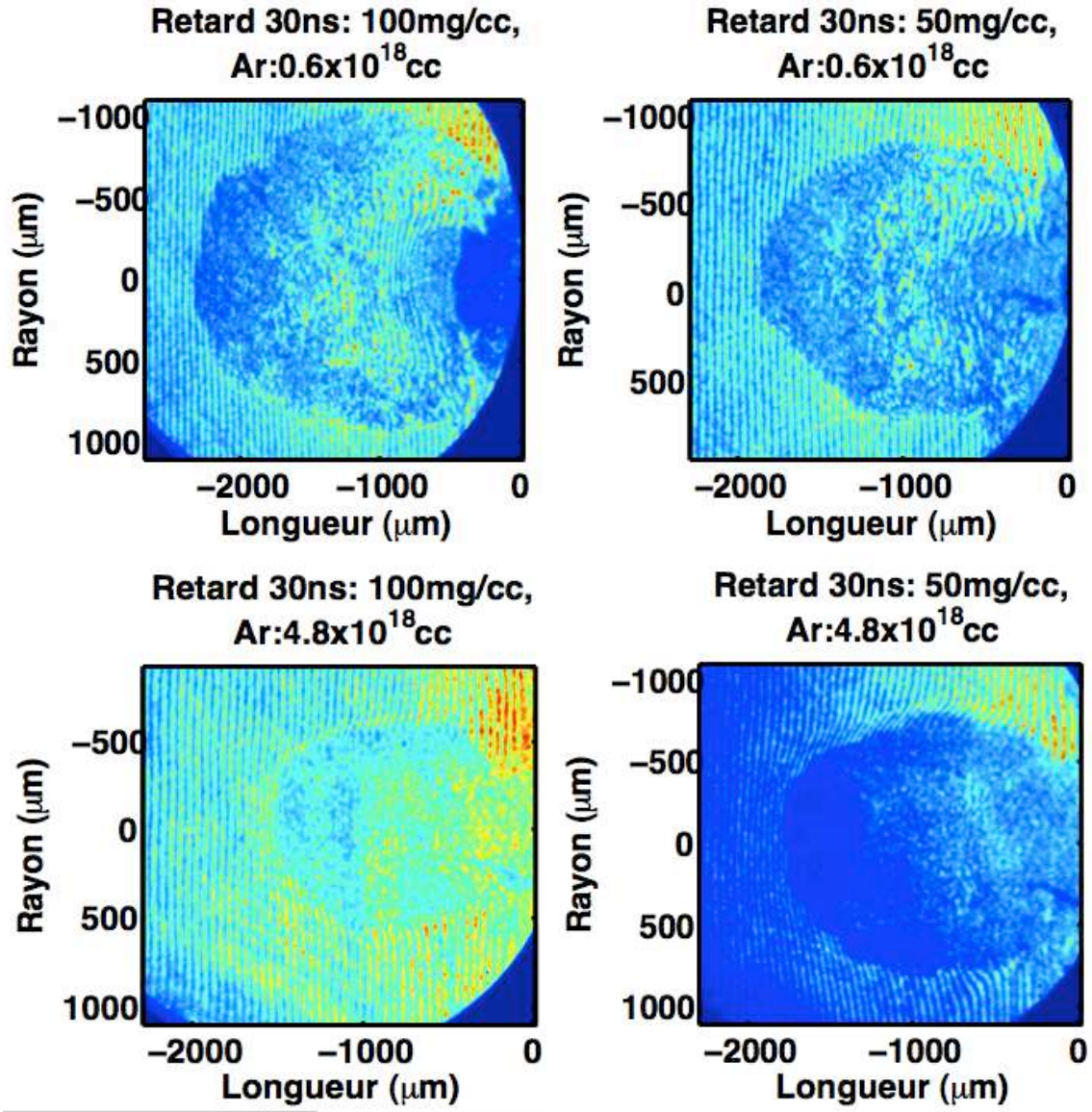


Figure 7.8 Comparaison des interférogrammes en fonction de la densité du milieu ambiant et de ρ_0. La première colonne correspond à une densité initiale de mousse de 100mg/cc et la deuxième à 50mg/cc. La première ligne représente les tirs réalisés avec une densité du milieu ambiant de 0.6×10^{18} cm^{-3} (pression initiale de la buse à 5 bar) et la deuxième de 4.8×10^{18} cm^{-3} (40bar).

7.1.3 Comparaison de la morphologie entre le diagnostic protonique et interférométrique

L'utilisation de la radiographie protonique nous permet de sonder le jet avec et sans milieu ambiant afin de résoudre précisément les zones de fort gradient du choc d'étrave, opaques au visible. Sur la figure 7.9, nous observons le résultat obtenu à une énergie pour les protons de $\sim$ 5Mev et sans gaz. On reconnaître sur la partie inférieur de l'image, en blanc, la buse de gaz. Ce tir correspond à l'image d'interférométrie de la figure 6.30. En comparant les deux images, on remarque une lacune de protons (partie blanche sur l'image 7.9) qui correspond à la partie opaque du coeur du jet sur le diagnostic visible. Même si l'homogénéité du faisceau de proton est bien loin d'être parfaite, nous ne décelons pas les contours extérieurs du jet (faible densité) obtenues par interférométrie. Les protons sont absorbés par la partie dense du plasma, le gradient limitant le jet n'est pas suffisamment important pour être observé.

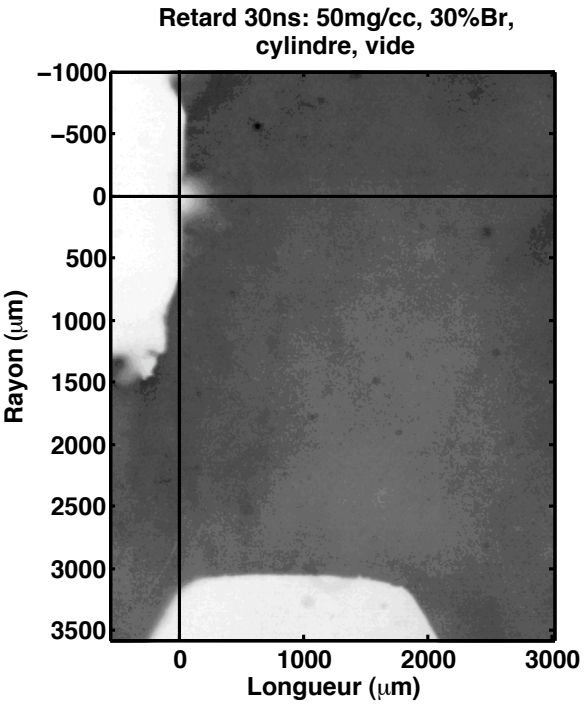


Figure 7.9 Radiographie protonique (second RCF HD) du jet de plasma se propageant dans le vide.

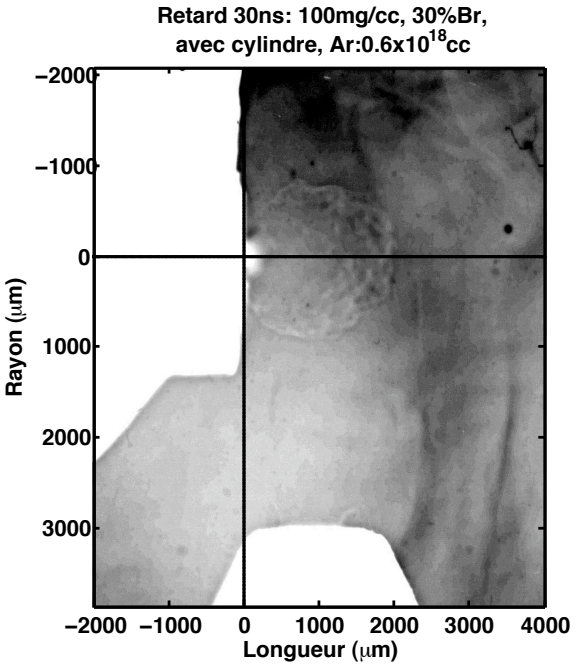


Figure 7.10 Radiographie protonique (second RCF HD) du jet de plasma se propageant dans le milieu ambiant à une densité de 0.6×10^{18} cm^{-3} (5 bar).

Concernant les tirs avec un milieu ambiant, nous observons de manière plus précise (figure 7.10) les contours perturbés de la zone d'interaction du jet avec le gaz. Nous notons toujours une zone opaque proche de la cible. Cette partie de l'image correspond à la même partie observée sur

les interférogrammes lorsque que le front de choc devient transparent au visible (figure 7.8 image en haut à gauche). La résolution du diagnostic protonique permet de discerner plus précisément la structure complexe, un peu granuleuse, de l'interface du jet avec le milieu. En réalisant des zooms sur cette région on remarque d'autant plus ces structures (figure 7.11), quelque soit ρ_0.

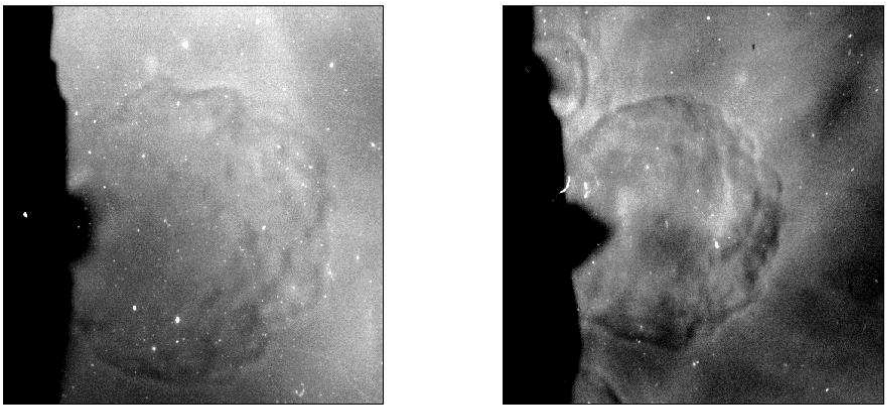


Figure 7.11 Radiographie protonique à 30 ns (Ar = 5 bar) pour un tir de 100 mg/cc (à gauche) et 50 mg/cc (à droite).

L'interprétation de ces perturbations n'est pas clairement établie. Diverses hypothèses sont envisageables telles que des fluctuations dans le profil du gaz provenant de la buse. Celles-ci peuvent fragmenter le front du choc et engendrer cette aspect granuleux. Ces modifications dans le milieu ambiant peuvent être dus à la présence de la cible (même si nous avons réduit cet effet voir figure 7.2) ou à la formation de "clusters" dans le jet de gaz. Il se peut également que nous observons la croissance d'une instabilité hydrodynamique de type K-H. Le manque de temps entre la présentation des résultats dans ce manuscrit de thèse et la fin de l'expérience ne me permet malheureusement pas de conclure.

Pour les résultats présentés ici, nous n'avons pas pu extraire la densité du jet de plasma pour deux raisons. La première est que le faisceau de protons obtenu avec les conditions laser de PICO 2000 était de mauvaise qualité en raison d'un ASE trop important du laser. Les protons ne sont pas très énergétiques (<10MeV) et leur distribution spatiale n'est pas homogène. La seconde est qu'il faut estimer le profil de densité escompté en traitant la propagation des protons à l'aide d'un code Monte-Carlo et en itérant jusqu'à retrouver les données expérimentales (chapitre 5). Ainsi, même si cette technique existe pour estimer la densité du plasma par radiographie protonique, nous utilisons ici que sa sensibilité face aux gradients de densité et la résolution spatiale des images obtenues (de l'ordre de quelques μm) qui nous ont permis de déceler des détails non visibles par interférométrie.

7.2 Expérience de double choc : observation de la fragmentation du choc

Pour étudier l'évolution de la collision de choc, intervenant lors de la coalescence de chocs multiples le long du jet de plasma (voir le paragraphe "Fragmentation du choc d'étrave" 1.2 du chapitre 1) nous avons produit deux chocs successifs d'intensité variable à l'aide des 2 faisceaux de LULI2000 et observé leur collision dans un milieu gazeux.

Nous décrivons en premier lieu, la cible et les conditions laser utilisées puis nous résumons les résultats obtenus sur chacun des diagnostics. Enfin, nous interprétons ces résultats et les comparons avec des simulations mono-dimensionelles MULTI.

7.2.1 Principe de l'expérience

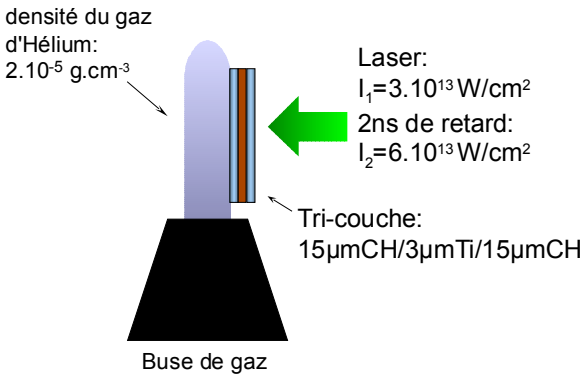


Figure 7.12 Description de la configuration expérimentale de la cible utilisée pour générer le double choc dans le jet de gaz. .

Le schéma de la cible ainsi que les intensités laser utilisées sont résumés sur la figure 7.12. Les deux faisceaux du LULI2000 ont été utilisés à 2ω et focalisés avec un diamètre de 500μm lissé à l'aide d'une lame de phase (PZP). Le premier faisceau délivre une énergie de $\sim$200J, correspondant à une intensité de $\sim 3.10^{13}$ W.cm^{-3}, pour générer le premier choc. Puis, avec un retard de 2 ns, le deuxième faisceau forme un nouveau choc, plus rapide car nous avons choisi une intensité laser plus importante de $\sim 6.10^{13}$ W.cm^{-3}. La formation des chocs est réalisée sur une cible solide, un tricouche de 15μm CH/3μm Ti/15μm CH. La première couche de CH est l'ablateur, suivit du bouclier de Ti puis la dernière couche de plastique permet de sonder à l'aide des diagnostics de face arrière, les caractéristiques du choc avant sa transmission au milieu gazeux. Le gaz utilisé est de l'hélium à une densité de 2.10^{-5} g.cm^{-3}.

L'implantation des diagnostics est identique à celle présentée dans le chapitre 4 sur la figure 4.5 avec laquelle les tirs tests de jet de plasma de novembre 2005 ont été effectués. Le SOP face arrière mesure l'évolution de l'émission en fonction du temps ainsi que la température apparente du corps noir du choc dans le gaz. L'ombroscopie transverse sonde la propagation du choc à $n_e^\star$ à l'aide des deux GOI et enregistrent le profil du choc avant et après la collision pour un même tir. Nous détaillons dans le paragraphe qui suit les résultats de l'ensemble de ces diagnostics.

7.2.2 Résultats obtenus de la collision de choc

Le VISAR transverse nous donne des informations importantes relatives à la collision de choc (figure 7.13). Au début, à partir de $\sim$ 1ns, nous mesurons la vitesse du premier choc dans l'hélium, soit 47km/s. Puis au temps $t_s = 4.3$ ns, nous observons une accélération à 125km/s de la partie absorbante du choc. Le second choc se propage avec une vitesse supérieure au premier car l'intensité laser est plus importante que celle utilisée pour générer le 1er (voir figure 7.12). Le choix du retard entre les deux faisceaux est réalisé afin d'observer la collision dans le jet de gaz.

Sur la figure 7.14, nous présentons le résultat obtenu de l'émission des deux chocs. Tout d'abord à $\sim$ 1ns, nous observons l'émission venant du premier dans la dernière couche de plastique. En connaissant précisément l'épaisseur de plastique, on estime une vitesse moyenne du

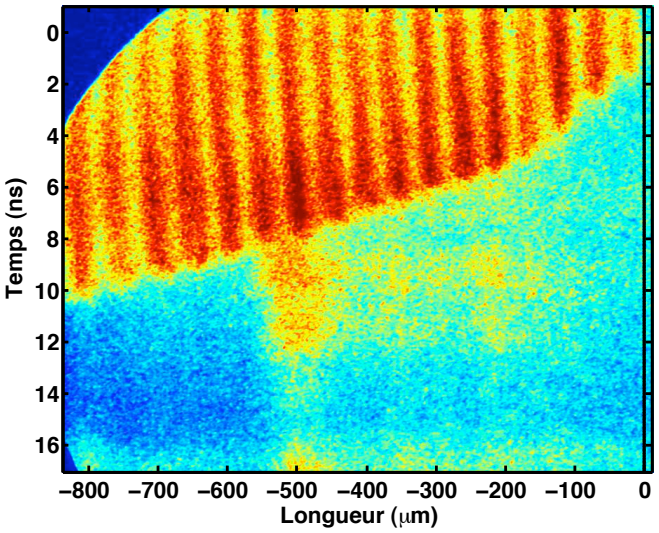


Figure 7.13 Résultats du VISAR transverse lors de la collision des deux chocs.

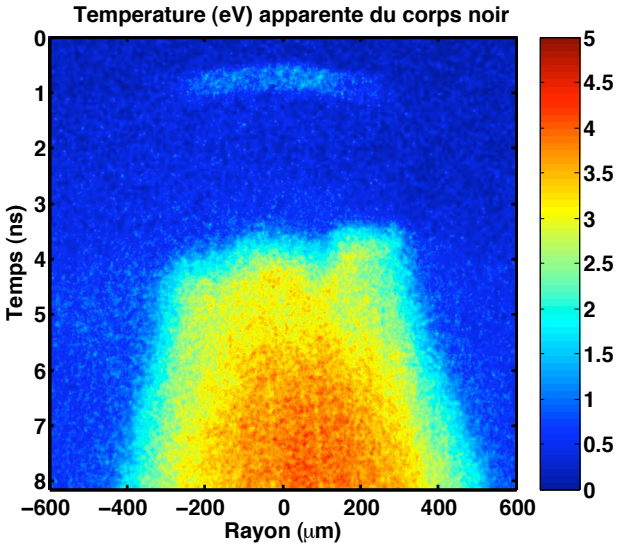


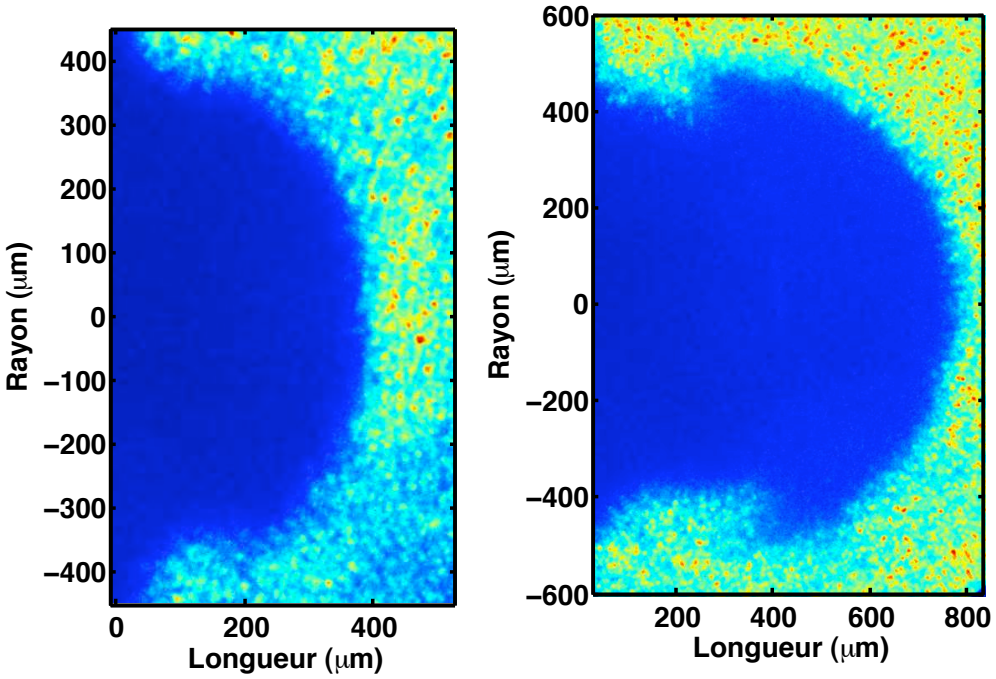
Figure 7.14 Température apparente du corps noir extraite à l'aide de la calibration absolue du diagnostic de SOP face arrière..

choc de 24km/s. Nous obtenons de plus, avec une réflectivité de 50% pour le plastique (voir paragraphe 5.2.3 du chapitre 5), une température équivalente du corps gris de 3.4eV dans cette épaisseur de plastique. Cette mesure est en accord avec la table Sésame du polystyrène pour laquelle à la vitesse choc de $\sim$ 24km/s correspond une température de 3.18eV.

Ensuite nous n'observons plus d'émission de la propagation du premier choc dans le gaz d'hélium. Les raisons ne sont pas encore clairement établies mais peuvent s'expliquer soit par une absorption du gaz non choqué mais préchauffé ou ionisé par l'émission du choc, soit à cause d'une température trop faible pour être mesurée par notre détecteur.

Au temps $\sim$ t_s, nous observons (figure 7.14) une augmentation de la température jusqu'à $\sim$ 5eV (température équivalente du corps noir). Ce temps correspond à celui de l'accélération mesurée sur le VISAR transverse (figure 7.13) et définit ainsi ce que l'on déduit être le temps

de collision des deux chocs.



(a) 4 ns (b) 8 ns

Figure 7.15 Ombroscopie transverse de la collision des chocs.

En ombroscopie transverse, à l'aide des deux GOI, nous avons sondé la morphologie du premier choc à un retard de 4ns (figure 7.15(a)) puis pour le même tir après collision des deux chocs à 8ns (figure 7.15(b)). Au début, nous observons une propagation régulière du choc avec une dimension latérale de l'ordre du diamètre de la tâche focale (500μm). Sur la figure 7.15(b) prise à un retard supérieur au temps t_s donné par les deux diagnostics précédents, nous observons le début d'une modification du profil du choc. Cette morphologie, proche d'un "champignon", semble apparaître. Il est vrai que la propagation du gaz choqué, chauffé à ∼5eV, à travers le gaz au repos réunit des conditions propices à la croissance de l'instabilité de type Rayleigh-Taylor.

L'objectif de cette campagne était d'observer lors de la collision une fragmentation du front de choc à l'origine peut être de l'aspect perturbé du choc d'étrave [58]. Nous n'avons pas observer un tel effet. Les hypothèses sont multiples pour comprendre ce résultat et demande une investigation plus poussée à l'aide de futures expériences. On peut citer pour cela : une vitesse de choc trop faible, une résolution spatiale de nos diagnostics insuffisante (voir ci-dessous simulation) ou encore des retards insuffisants pour observer la croissance de l'instabilité. Malgré tout, nous présentons une voie expérimentale très prometteuse de part les résultats déjà obtenus et aussi par le bon accord avec les simulations 1D que nous décrivons ci-dessous.

7.2.3 Comparaison des résultats aux simulations MULTI 1D

Pour simuler les conditions expérimentales, nous avons utilisé le code MULTI (description dans le chapitre 4). Les paramètres du choc mesurés dans la dernière couche de plastique témoin ont permis de fixer l'intensité réelle sur la cible et de connaître le pourcentage effectif d'énergie à l'origine du premier choc. Le résultat de cette simulation est présenté sur la figure 7.16. Le tricouche se situe entre 500 μm et 533 μm, le gaz d'hélium (densité de 2.10^{-5} g.cm^{-3}) de 0 μm

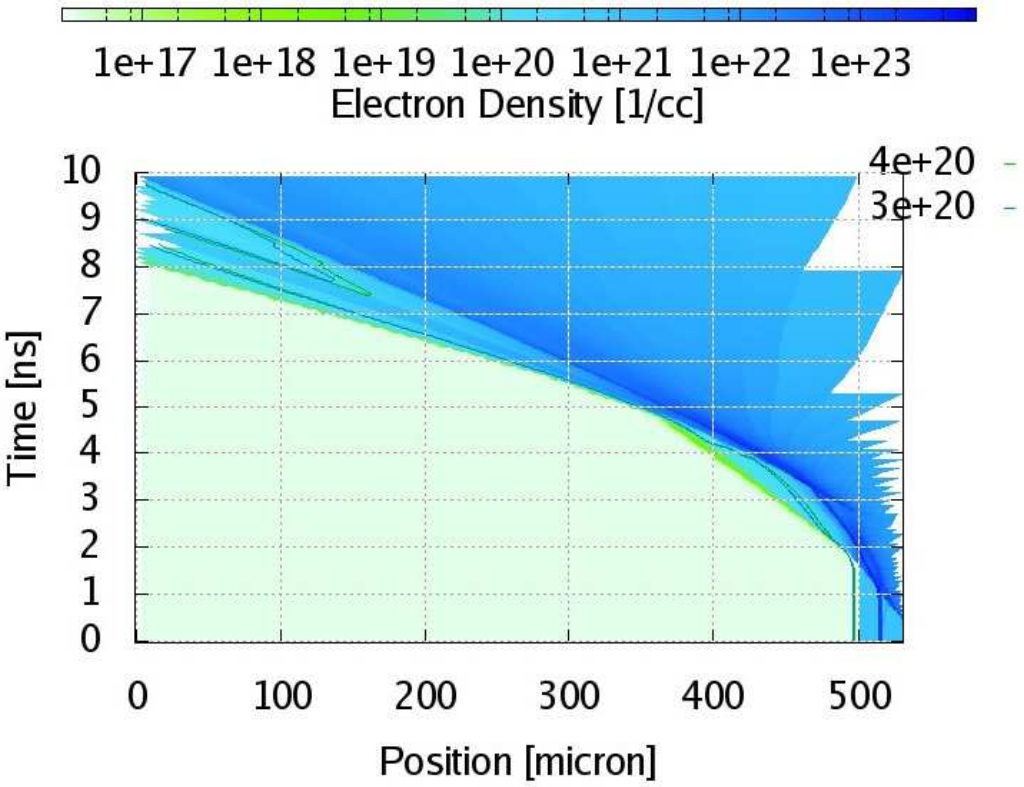


Figure 7.16 Evolution de la densité électronique (cm^{-3}) dans le gaz d'hélium donnée par MULTI.

à 500 μm.

A $\sim$ 2ns, nous observons le débouché du premier choc qui se propage à une vitesse de 46km/s. La collision avec le deuxième choc se situe à 5ns et accélère le choc à 112km/s. Ces données numériques sont en très bon accord avec les mesures effectuées à l'aide du VISAR transverse. La densité électronique du choc dans l'hélium est $\leq n_c/10$ et devrait être mesurée par le VISAR transverse. Cette portion de gaz choqué à l'avant de la cible solide devrait être à l'origine d'un décalage de frange, observable sur le VISAR. Mais la distance entre le front du choc dans le gaz et le tricouche mis en mouvement par le choc est faible ($\sim$ 15 μm) ce qui est inférieur à la dimension de nos franges. Cette proximité du choc avec le tricouche ne permet pas d'observer, s'il y a lieu, la fragmentation du front du choc dans ces conditions.

Chapitre 8

Conclusions et perspectives

Ce dernier chapitre résume l'ensemble des résultats obtenus au cours de mon travail de doctorat sur les jets de plasma et élargit l'étude réalisée en présentant des applications de nos conclusions pour de futurs travaux. Ces perspectives expérimentales visent à poursuivre les recherches abordées dans ce manuscrit.

8.1 Conclusions

L'objectif de cette thèse, comme son nom l'indique, est l'étude expérimentale appliquée à l'astrophysique de laboratoire, de la formation et de la propagation de jets de plasma créés par un laser de puissance. Elle a pour but d'initier des recherches en laboratoire sur les jets d'étoiles jeunes afin de discriminer les effets des processus suivants : la collimation du plasma par pression du milieu ambiant et par pertes radiatives, la fragmentation du choc d'étrave par collision de chocs et croissance d'instabilités plasma et la formation des noeuds par pulsation de l'étoile et par instabilité de Kelvin-Helmholtz (K-H). Trois grandes parties se dégagent de mon travail de thèse :

- Le développement d'une cible pour la génération d'un jet de plasma par un laser de puissance et l'utilisation d'une gamme complète de diagnostics pour en mesurer l'ensemble des paramètres
- L'étude de sa propagation et de son évolution dans le vide et dans un milieu ambiant
- L'application des résultats expérimentaux pour vérifier la similarité des jets obtenus avec ceux d'étoiles jeunes

Les résultats acquis à l'aide des nombreux diagnostics sont détaillés et permettent de caractériser précisément l'évolution des paramètres du plasma tels que sa morphologie, sa vitesse, sa température et sa densité. Grâce à cette connaissance du jet nous avons pu en vérifier expérimentalement sa similarité avec les jets d'étoiles jeunes en calculant à partir des données l'ensemble des nombres sans dimension.

Génération d'un jet de plasma par laser de puissance

De nombreuses voies sur les schémas de cible sont actuellement étudiées expérimentalement. La cible laser doit satisfaire des contraintes techniques comme atteindre une gamme de température et une gamme de densité restreintes, fixées par les lois d'échelle, afin de vérifier la similarité avec l'astrophysique. De plus, leur dimensionnement par des simulations numériques reste encore complexe et nécessite l'utilisation de code hydrodynamique radiatif au minimum bi-dimensionnelle.

Pour ce travail de thèse nous avons choisi d'utiliser la cible composée d'un cône de mousse.

L'avantage du cône de mousse est de propager le plasma en face arrière de la cible (côté opposé au laser). Dans cette configuration, l'ajout d'un milieu ambiant bien caractérisé est possible et achevé. La masse de plasma générée est importante, permettant d'atteindre les durées de vie du jet nécessaires à la similarité ($\sim$ 30 ns). La flexibilité de la cible, à l'aide de la connaissance des conditions de choc dans le cône, facilite son utilisation avec des lasers de puissance d'intensités différentes (chapitre 4). Par ailleurs, les travaux numériques et analytiques commencés dans cette thèse démontrent la forte collimation du plasma dans le cône par collision des chocs réfléchis (section 6.6). Les conditions initiales de la cible explorées dans ce manuscrit (intensité laser, densité de mousse, caractéristiques du cône, ...) ont permis d'accroître la collimation du plasma grâce à l'ajout d'un cylindre en sortie du cône, d'en vérifier son effet (section 6.4) et d'avoir une base de données riche, indispensable pour valider des codes numériques complexes.

Les résultats avec cette cible nous montrent qu'une collimation initiale du plasma n'est pas suffisante afin de pérenniser cet aspect en laboratoire. La génération d'un plasma dense et relativement froid ne permet pas d'atteindre un rapport d'aspect comparable aux jets astrophysiques ni de vérifier dès les premiers instants la similarité avec le cas astrophysique (section 6.7). D'autres processus physiques, comme une augmentation des pertes radiatives ou la présence d'une pression extérieure par un milieu ambiant, doivent intervenir dans ce cas pour contre-carrer ces observations. Cependant les perspectives décrites ci-dessous prévoient des améliorations sur ces points dans un futur proche.

Etude de la propagation et de l'évolution du jet de plasma

La détermination des données nécessaires pour vérifier la similarité des jets de plasma (vitesse, température, densité et morphologie) a été accomplie grâce à l'implantation d'un grand nombre de diagnostics [125]. L'efficacité des techniques d'extraction de la densité et de la température du plasma a même été validée (chapitre 5) pour la mesure des paramètres du choc dans des matériaux de référence (CH). L'obtention de la résolution temporelle de ces quantités est un atout important pour comprendre les phénomènes observés afin de les modéliser. Ces données permettent de contraindre les modèles analytiques et numériques qui doivent ainsi vérifier l'évolution dans le temps des paramètres mesurés.

La propagation du jet dans le vide est bien caractérisée en fonction des conditions initiales (chapitre 6). On a constaté que son évolution correspond à une expansion dans le vide confirmée par les mesures de son rayon et de sa densité au cours du temps. Les températures atteintes dans nos conditions de cible et avec ces intensités laser ne suffissent pas pour obtenir des pertes radiatives importantes homothétiques de celles des jets astrophysiques (section 6.7). De plus, nous observons uniquement la conservation du profil initial du jet de plasma formé dans le cône grâce à la radiographie et non par les diagnostics visibles. Nous pensons que le débouché du choc incident masque sa propagation proprement dite en générant un plasma peu dense avant la formation du jet par collision de chocs obliques.

Application à l'astrophysique de laboratoire

La simulation expérimentale de l'interaction d'un jet avec le milieu interstellaire (ou le milieu ambiant d'un nuage moléculaire) est accomplie par la propagation du jet de plasma dans un milieu gazeux bien défini (chapitre 7). L'observation de structures complexes par interférométrie visible et surtout par radiographie protonique est très instructive et prometteuse au regard des ressemblances obtenues avec les observations astrophysiques du choc d'étrave. La réalisation tardive de cette expérience par rapport à la période de rédaction de ce travail de

thèse ne permet pas encore de clairement expliquer ces résultats mais, malgré tout, une voie intéressante pour comprendre la morphologie fragmentée des chocs d'étrave des jets d'étoiles jeunes se dessine.

Enfin, la comparaison des nombres sans dimension expérimentaux au cas astrophysique a souligné l'importance d'atteindre l'invariance dès les premiers instants de la propagation du jet afin de réellement parler d'invariance globale conservée au cours du temps. Nous avons vu que ces paramètres sans dimension peuvent fortement évoluer au cours du temps, démontrant ainsi que nous ne pouvons parler que de similarité ponctuelle (à un temps fixé) pour le moment (section 6.7). L'invariance globale est très complexe à accomplir expérimentalement car cela nécessite de générer des jets dont les caractéristiques sont similaires dès les premiers instants au cas astrophysique indépendamment du laser ou des processus indirects (cible) utilisés pour former initialement le jet.

8.2 Perspectives

Les pistes que nous présentons maintenant permettent de quantifier la valeur des travaux commencés dans ce manuscrit. Nous avons construit une base de données nécessaire pour trouver expérimentalement les conditions futures propices à la similarité avec les jets astrophysiques. Les perspectives expérimentales proposées ci-dessous concernent l'amélioration de la cible utilisée, un changement éventuel (voir probable) de la cible pour étudier particulièrement les propriétés radiatives du plasma, une modification du profil de densité du milieu ambiant (milieu anisotrope), et enfin l'ajout d'un champ magnétique extérieur au jet.

Amélioration de la cible « cône de mousse »

Afin de réduire ou supprimer les handicaps de cette cible, des solutions existent comme une attaque laser directe sur le cône de mousse pour générer des chocs radiatifs (atteignant 200eV pour des vitesse de propagation importante $\sim$ 200km/s) ou l'utilisation des mousses métalliques avec des lasers d'intensités plus fortes (type LIL). Ces deux modifications possibles de la cible visent à augmenter les pertes radiatives du plasma pour, en principe, conserver la collimation initiale produite à l'intérieur du cône. Dans ce cas précis, il est d'autant plus nécessaire d'étudier la stabilité du choc dans le cône, à l'aide des outils numériques (DUED) et théoriques (chocs obliques) cités dans cette thèse pour optimiser la vitesse du choc par rapport à l'angle du cône.

Etude des propriétés radiatives : nouveau type de cible

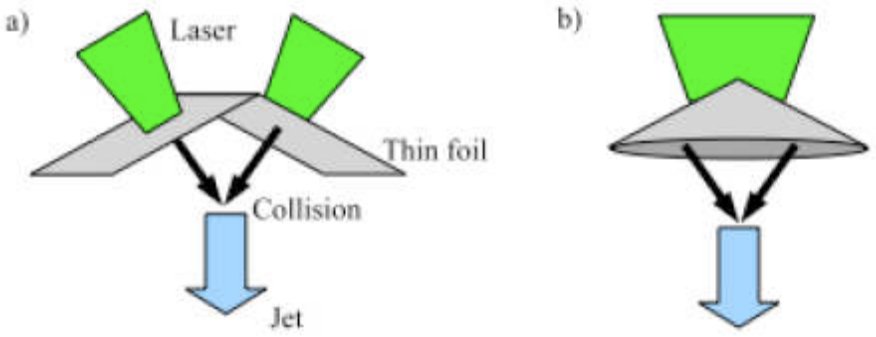


Figure 8.1 (a) Cible « feuilles en V » (b) Cible métallique conique.

L'insuffisance des pertes radiatives pour notre type de cible est un inconvénient important pour atteindre la similarité. Une autre possibilité envisagée est d'étendre à trois dimensions le principe de collision et de convergence déjà utilisé à 2 dimensions pour les cibles feuilles en V (figure 8.1 (a)). Pour récupérer la symétrie cylindrique faisant défaut aux feuilles en V, un cône métallique peut être utilisé et, en focalisant le laser sur son apex (pointe extérieure du cône), on accélère de manière convergente le plasma de détente en face arrière (figure 8.1 (b)). L'utilisation couplée de feuilles métalliques fines et de l'énergie importante du laser permet en théorie d'atteindre des régimes de températures plus élevés que les cônes de mousse tout en conservant l'avantage de la propagation du jet en face arrière. De plus, il est possible d'utiliser le panel de diagnostics implanté et validé par notre travail avec les cibles cônes de mousse afin d'en mesurer les paramètres plasma.

Profil anisotrope du milieu ambiant pour l'étude de la formation des noeuds

Certaines simulations [66] montrent la formation efficace d'un ensemble de noeuds le long du jet, par l'instabilité de K-H, lorsque celui-ci se propage dans un environnement où la densité du milieu varie cela reste d'ailleurs vrai même si la densité extérieure ne varie pas mais reste uniforme. Le jet de plasma se propage dans nos conditions (chapitre 7) dans un milieu gazeux homogène. Une alternative intéressante est d'utiliser des profils de densité hétérogènes afin de mesurer leur influence sur le choc d'étrave [183]. Ceci nécessite une légère modification du milieu ambiant (changement de la buse de gaz).

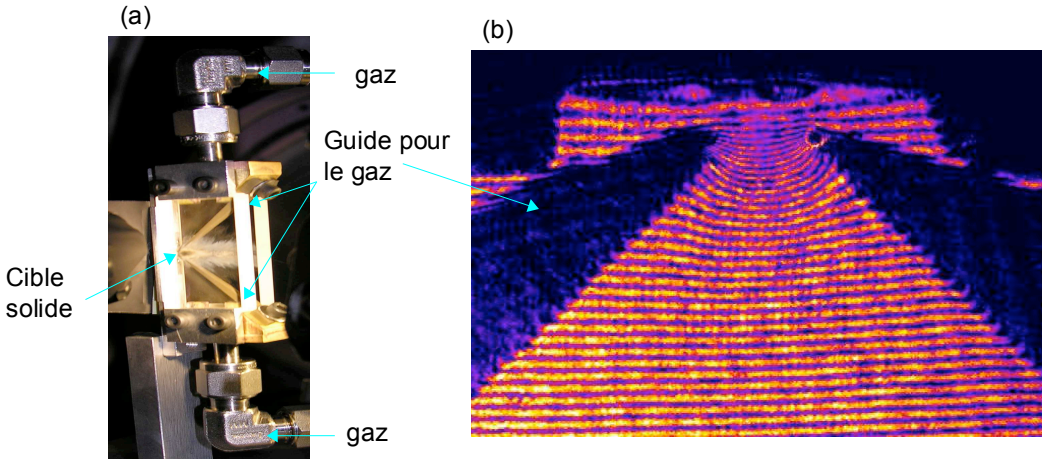


Figure 8.2 (a) Cellule de gaz permettant de produire un gradient de densité en accumulant le gaz à l'arrière de la cible solide qui se détend ensuite dans le vide. (b) Interférogramme de la cellule de gaz. La zone de densité élevée se trouve entre les deux guides de la cellule.

Le schéma de la cellule de gaz imaginé et créé par Tom Hall peut être utiliser. Nous l'avons employé (figure 8.2 (a)) à deux reprises sur les installations Alisé du CEA et LULI2000 pour l'étude de l'accélération d'un choc dans un gradient de densité qui se réfère aux cas des supernovae. La sur-densité de gaz est formée par les guides qui dirigent le flot de matière dans un volume restreint derrière la cible, puis l'ouverture à l'arrière de la cellule permet au gaz de se détendre dans le vide (figure 8.2 (a)). Le gradient de densité se forme ainsi (décalage des franges de plus en plus important en s'approchant de la cible solide sur la figure 8.2 (b)) et permet au choc généré dans la cible solide d'être accéléré. En remplaçant la cible solide par un cône de mousse, nous pouvons voir l'impact du gradient de densité sur le choc d'étrave et vérifier si on observe des modifications notables par rapport à un profil homogène.

Ajout d'un champ magnétique extérieur

Les observations et les modèles astrophysiques soulignent l'importance du champ magnétique durant la génération et la propagation des jets de plasma (section 1.1). Le nombre sans-dimension à considérer est le paramètre β qui correspond au rapport de la pression thermique avec la pression magnétique :

$$\beta = P_{th}/P_{magn}.$$

Proche de l'étoile ($< 10^3$ UA[1]), la densité électronique du milieu ambiant (n) et le champ magnétique (B) sont importants : n $> 10^3$ cm^{-3} et B > 100 μG. On trouve $\beta \sim 1$. Pour des distances d plus importantes ($d > 10^4$ UA), B^2 décroît plus rapidement que n. On en déduit une augmentation de $\beta \sim$ n/B^2 ~ 10 [48]. En considérant les paramètres mesurés ici pour nos jets de plasma (densité) et en utilisant des bobines récentes pouvant générer des champs magnétiques jusqu'à 1MG nous pouvons atteindre des régimes de l'ordre de $\beta \gtrsim 0.4$. La possibilité de varier le champ magnétique de 0 MG à 1 MG ouvre la voie à l'étude prometteuse des jets dans des régimes proches et éloignés de l'étoile grâce aux lasers intenses.

Plusieurs voies expérimentales pour étudier en laboratoire les jets astrophysiques s'ouvrent donc et prolongent la présente étude dans diverses directions, qui nous semblent, riches et prometteuses.

[1] 1UA = 150 millions de kilomètres = distance Terre/Soleil

Abstract
Plasma jet propagation and generation studies using intense lasers : application to laboratory astrophysics

Introduction

The goal of thermonuclear fusion motivates the building of powerful installations like intense lasers (LMJ, NIF) or Z-pinch facilities (Sandia machine). A new field of research emerges from these advances : "High Energy Density Physics" (HEDP). HEDP includes several fields of physics fields : plasmas, condensed matter, nuclear, atomic and molecular physics, hydrodynamics, MHD and astrophysics. The possibility of simulating matter at conditions close to those of astrophysical objects using intense laser or Z-pinch machine opens the way to the "laboratory astrophysics" research. The possibility of performing well-designed laboratory simulations to study astrophysical objects can contribute to understanding the different processes and to validate complex simulations. Two classes of experiments are proposed : static and dynamic.

Static experiments give the possibility of matching exactly the plasma parameters encountered in astrophysics to measure useful data. These experiments study astrophysical objects by comparison, as in EOS experiments or opacity measurements. The dynamic experiments represent laboratory astrophysics by resemblance and similarity. We try to reproduce astrophysical phenomenon and to observe by resemblance the evolution or to reach the similarity. The use of scaling laws allows us to directly apply laboratory results to astrophysical objects.

Experiments such as those discussed below are aimed at producing laboratory plasma jets and to measure their parameters - for example density, temperature and velocity - and using this plasma in such a way as to gain useful information about astrophysical systems. Using these measurements similarity criteria can be checked.

The goal of this thesis is to develop experiments relevant to study the propagation of Young Stellar Object (YSO) jets, and their collision with the interstellar medium (ISM). This work represents the first stage proof-of-principle laser experiments for this configuration, and preliminary results on the effect of the introduction of an ambient gas on the propagation of a plasma jet.

Part I : Generalities

Chapter 1. Astrophysical jets

In this chapter, we describe the YSO plasma jets, their generation, characteristics and evolution from the astrophysical point of view. We also present several experiments already performed using plasma guns, lasers and Z pinches, which aim to simulate astrophysical jet

during the generation phase ("magnetic tower") or during its propagation and interaction with an ambient medium.

1.1 Young star and plasma jet generation

Astrophysical jets take place in astronomical systems exhibiting accretion disk such as YSOs, supernovae, pulsars, active galactic nuclei and so forth. Whereas from these systems the launching could be different, the jets share some common characteristics, such as the collimation. Furthermore, more or less evenly spaced emission knots, which move at high speed away from the central source, have been observed. Finally the jets terminate with bow shocks, which can be understood like a "working surface" with the ambient surrounding medium. The YSOs during their formation need to release energy to continue their contraction in order to initiate the thermonuclear fusion and to move onto the main sequence. This is achieved due to the high amount of matter ejection in bipolar outflows. During the generation of the plasma jet, MHD processes seem to be the most promising candidate to recreate the observational characteristics of YSO (ejection rate and collimation). As a result of these descriptions, we choose as an initial astrophysical state of study a supersonic collimated jet of plasma with the parameters described in Table 1.1, regardless of the generation processes. Our studies apply to the regions having little or no magnetic effects during the jet propagation, ie from 300 AU from the source. We focus on its evolution, its interaction with the ISM and features such as knots or the bow shock. In particular we are trying to study the collimation and structure of the jet of plasma, without the presence of an external magnetic field.

1.2 Questions surrounding YSO plasma jets

The laboratory astrophysics concerning YSO jet propagation can, among other things, be applied to discriminate the effects of different processes :

- The plasma collimation by environmental pressure and radiative losses
- The bow shock fragmentation by shocks collisions and the growth of plasma instabilities
- The formation of knots through star pulsation and Kelvin-Helmholtz instability

These are some potential issues for different laser plasma experiments.

1.3 Plasma jet experiments

Obtaining many additional experimental data is crucial for laboratory astrophysics for two main reasons :

- The similarity with YSO jets requires the calculation of the dimensionless numbers to check experimentally the similarity of the jet.
- The validation of numerical and theoretical models requires measuring the temporal evolution of the jet and certain static parameters. It is essential to measure these parameters in order to help models and numerical codes to discriminate between the impact of the different processes during the jets evolution.

Chapter 2. Scaling Laws

2.1 Principle of scaling laws

The goal of the work presented in this thesis is the development of relevant experiments designed to provide insight into the physics of YSO jets. The question then naturally arises : to what extent can laser-plasma experiments - which last a few ns and have a spatial scale of at most a few mm - be relevant to the evolution of objects which are a few pcs is size, and last for 1,000s of years. In the chapter 2, we describe a set of scaling relations which allow the mapping

of laboratory experiments onto astrophysical scales, and it is found that the performing of useful laboratory experiments is indeed a possibility to study YSO jets. Two descriptions are presented :

- dimensionless analysis described in Ryutov et al. for the Euler and MHD equations
- Lie algebra for radiative hydrodynamics in optically thin and thick media developed by E. Falize et al.

2.2 Hydrodynamic systems

When the plasma parameters satisfy :

$Pe \gg 1$: : heat diffusion is negligible.

$Re \gg 1$: viscosity is negligible.

$\tau_{thin} \gg \tau_{hydro}$ or $\tau_{BB} \gg \tau_{hydro}$: the radiative flux is negligible (or $Pe_\gamma \gg 1$).

$\zeta \ll 1$: the fluid description is applicable.

The system is described by the hydrodynamics equations (Euler equations) and the scaling can be applied. Hence two systems (1 and 2) are similar if : Eu1 = Eu2 , with Eu the Euler number.

2.3 Magneto-hydrodynamic systems

Two systems matching the dimensionless numbers (2.37) and (2.38) of ideal MHD are similar if they also verify the assumptions of a fluid without dissipation by viscosity, diffusion of heat and magnetic resistivity.

2.4 Radiative hydrodynamics equations

The mathematical formalism of Lie algebra, used to demonstrate the existence of scaling laws provides :

- A direct relationship between physical parameters to access similarity,
- A demonstration of the existence of scaling laws for optically thin plasmas with radiative losses and optically thick plasma taking into account all the radiative terms.

2.5 Applications for YSO plasma jets

Dimensionless analysis :

The evolution of YSO jets is governed by the hydrodynamic radiative equations, since the cooling factor for these objects is $\chi \sim 0.1$ -10. The similarity of astrophysical jets is possible if the dimensionless numbers are identical in both systems with :

- Number of Mach : $\mathcal{M} \sim 10 - 25$,
- Ratio between jet and ambient medium density : $\eta \sim 1$ -10.

Lie algebra :

To achieve the similarity with the astrophysical case, the parameters of the plasma jets must match the invariants specified by the homothetic group, e.g. the Strouhal number, the adiabatic coefficient, the Euler number and the cooling factor.

Chapter 3. Laser matter interaction

In this chapter, we present the processes occurring during laser matter interactions in the nanosecond (ns) regime and in the picosecond (ps) regime. The ns pulse is used to generate a strong shock through the matter to produce plasma jet, due to the chosen shape of the target. The propagation of fast electrons generated by the short pulse laser (ps) produced x-ray or

protons sources during their evolution through solid target. These two kinds of backlighter allow the probing of denser part of the jet by radiography.

3.1 Laser plasma interaction in the ns regime

Planar shock

The laser delivers a significant amount of energy to the target in a very short time. The material is then quickly heated and expelled forward in the direction of the laser. In effect, a shock wave is generated and propagated through the target. The equations of conservation of mass (3.9), momentum (3.10) and energy (3.11), are the Rankine-Hugoniot equations and are the basis of relations for a planar shock propagating through a medium. The properties of the plane shock wave during its propagation at the interface of two media depend on their impedances.

Oblique shock

In our target scheme, we propagate an oblique shock and this is the reason why we study this analytical aspect in this paragraph. All curves in the planes (P, φ) and (U_S, σ) allow for an incident shock speed, U_S, and with an angle σ, check the stability of the spread of the shock wave. With the help of relations 3.16, 3.18 and 3.19, we can analytically determine the angle of deflection ϕ and the speed of particles in the environment. Contrary to the case of planar shock evolution, a regime of stability or instability can occur. The parameters of the initial oblique shock (U_S and σ) and the speed of sound at the rear shock cs and impedance Z, are the variables needed to study the stability of the oblique shock velocity at the interface of two environments, and to infer its characteristics, ϕ and w (fluid velocity).

3.2 Laser plasma interaction at high intensity regime

The laser interaction at very high intensity generates high-energy electrons that propagate and interact with densities close to solid. The various processes of generating fast electrons are resonant absorption, heat shielding, J $\times$ B heating and normal and anomalous skin effects. The efficiency of production of electrons depends on the gradient length in front of the target (laser side).

PART II : Formation and measurements of the plasma jets parameters

Chapter 4. Experimental conditions

We present here the target and the experiments we consider for this report. All the experiments were performed using a foam cone target and with the LULI2000 laser.

4.2 Target description : the foam cone target

In the ablation process, a shock is created through the target, compressing and heating the foam. The plasma is then guided on the cone axis and a cylinder (or washer) at the cone exit enhances the plasma collimation. The target flexibility is ensured by the possibility of varying characteristics such as the pusher thickness, cone angle, density and composition of the foam and the lasers conditions (phase plate, intensity).

4.3 LULI2000 experiments

The first experiments allowed us to measure all of the parameters of the jet during its propagation in vacuum. We also tested many initial conditions :

- Laser : various laser intensities, dimensions and phase plate (RPP and PZP)
- Target : density foam (20mg/cc, 50mg/cc, 100mg/cc and 200mg/cc), brominated (0%, 5%, 20% and 30% by mass), with and without cylinder at the exit.

Finally, to perform the February 2008 experiment, this knowledge acquired earlier helped to investigate the plasma jet propagation in an ambient medium generated by a gas jet nozzle.

The adaptation of the target in relation to the laser conditions is done by modifying the thickness of solid target, as demonstrated by the MULTI 1D simulations. The computing tools, in addition to being a valuable aid to the design of targets, can accurately characterize the shock propagation in the foam target. This last point is essential in order to interpret and estimate analytically the development of the oblique shock in the cone.

Chapter 5. Diagnostics description

Several diagnostics have been implemented to measure all the necessary plasma jet parameters. We describe here the techniques and the detectors used in order to probe the jet and to extract the density, temperature and velocity.

5.1 Diagnostics to measure plasma density

Depending on the density of the plasma that we want probe, we employed different diagnostics. During our experiments, we used two main techniques :

- For electronic densities below n_c , which for our laser probe ($\lambda = 532$nm) is 4. 10^{21} cm^{-3}, we used visible interferometry. This diagnostic is also useful when adding an ambient medium (gas) because we can also probe the conditions of the matter with which the jet interacts.
- The plasma jet core is denser than nc and it becomes opaque to visible light. Only a much shorter beam wavelength (X-rays for example) or particles (protons) can access this region, or at least can be used to explore this part of the jet. In this case we have tested two types of source to assess the jet density and to study its morphology : x-rays and protons.

Rear side VISAR

The VISAR interferometer is a Mach-Zender, where adding an etalon in one arm introduces a delay that depends upon the wavelength of the probe beam. It allows, upon reflection of the probe beam by the target and due to Doppler effect, a measure of the reflecting surface speed. This measure, $v(t)$, depends on the fringe shift, $F(t)$. The relationship in vacuum is $v(t) = S.F(t)$, or looking through another material of index n_0, $v(t) = [S.F(t)]/n_0$. The VISAR sensitivity, S, is given by : $S = 2\tau_0 \frac{(\delta+1)}{\lambda_0 2\pi}$.

Transverse VISAR and visible interferometry

Visible interferometry diagnostics (Transverse VISAR, Mach Zender and Nomarski interferometers) probe the electron density of the plasma jet for $n_e < n_c$. A snapshot of the 2D density profile is inferred using Abel inversion (cylindrical symmetry of the jet) for the Mach-Zender and Nomarski interferometers. The transverse VISAR allows a study of the changes over time along the propagation axis of the jet.

X ray radiography

The X-ray radiography provides the measurement of the jet density with good spatial and temporal resolution (duration of the source) for the denser part of the plasma jet. Using

protons, for the last experiment (February 2008), we probed the working surface between the ambient medium and the jet.

5.2 Temperature measurements

Through an absolute energy calibration of the self-emission diagnostic we can determine the apparent black body temperature jet of plasma.

5.3 Jet shape and velocity measurements

Measurement of the plasma jet velocity in two complementary ways is achieved either by self-emission, or by shadowgraphy. The 2D morphology of the plasma jet is obtained by shadowgraphy and using GOIs as detectors.

Chapter 6. Plasma jet propagation in vacuum

In this section we sum up the major results obtained for the plasma jet propagation in vacuum. All these results allow an accurate description of the jet and to experimentally calculate the dimensionless parameters.

6.1 Jet shape in vacuum

The study of the jet morphology by shadowgraphy allows us to measure changes in the aspect ratio of plasma jet : R. The interpretation of these dimensionless number shows :

- The reproducibility, depending on the initial foam density
- The increase in R when using the washer

6.2 Jet propagation velocity in vacuum

The velocity evolution of the plasma jet, for a given initial foam density, is linked to the shock conditions in the foam, and a proper adjustment of the laser focal spot at the cone entrance (plasma velocity or shock release proportional to the shock conditions in the foam). The acceleration of the shock in the foam is produced by impedance matching for different densities of foam (identical laser intensity and pusher).

- Adapting the laser focal spot and producing planar shock is necessary to obtain optimal plasma jet velocity.
- We measured an acceleration of the jet with the addition of the washer, while the addition of bromine has no effect on the velocity.

6.3 Plasma jet temperature

The differences observed in the jet emission profile between Imin and I > Imin can be explain by foam preheating due to shock front radiation. For a shot at Imin, we can probe the shock evolution in the cone and discern a change in the foam absorption when bromine is added to the foam.

- The temperature evolution of the jet according to the initial foam density depends on the shock conditions. Temperature increases when the initial foam density decreases.
- Finally, the assumption of black body emission is no longer applicable for low foam densities, preventing a reliable measurement of the temperature of the jet.

6.4 Radial expansion velocity

The radial evolution of the jet is determined by its temperature and hence linked with to the shock conditions in the cone. The washer at the cone exit slows down the radial jet expansion significantly.

6.5 Plasma jet density

X-ray radiography probes the dense parts of the jet (average density 0.2 g/cc) and demonstrates an important collimation of the foam by the cone (aspect ratio of 2.5). Visible interferometry allows a measure of the electron density (2D) of the jet through its expansion into the vacuum for large time delays.

6.6 Plasma jet generation

The DUED code is used to simulate the shock propagation through the foam cone. During its evolution, the shock reflection on the walls of the cone forms the dense plasma jet through a collision on-axis. The incident shock, occurring before the plasma jet propagates into the vacuum, may mask the observation of the cone effects with our visible diagnostics. The VISAR measurement of the incident shock deceleration agrees with 2D simulations DUED.

6.7 Comparison with the astrophysical case

Using a full characterization of plasma, we verified experimentally, at different times, the similarity of the experimental plasma jet with the astrophysical case. The calculation of the dimensionless numbers demonstrates the need to achieve the similarity at the early moments to verify the invariance over time.

Chapter 7

Two experiments using ambient medium have been performed to simulate and infer the bow shock evolution.

7.1 Plasma jet propagation through an ambient medium

Unlike in the case of the jet evolution in vacuum, there are two main modifications of the evolution of the transverse emission : the plasma velocity decreases and the emission is modulated. These two observations allow us to conclude that the velocity measured in the presence of an ambient medium comes from the shock front generated by the interaction of the plasma jet with the gas (bow shock). This velocity varies according to the ratio of the density of the jet with the medium : η.

7.2 Double shocks experiment

To study the bow shock evolution (fragmentation), we performed a double shock experiment to measure the shock collision in gas.

Conclusion

This final chapter summarizes the results achieved during my doctoral work on experimental studies of plasma jets and explores several avenues for future work in the outlook section. These

experimental prospects intended to continue this research discussed in this manuscript.

The aim of this thesis, as its name suggests, is the experimental study of plasma jet generation and propagation using intense lasers, and the application of these experiments to laboratory astrophysics. It aims to initiate laboratory research on YSO jets to discriminate the effects of processes like : plasma collimation by external pressure (ISM), radiative losses, bow shock fragmentation, shock collisions and plasma instabilities, and knot formation through star pulsation or Kelvin-Helmholtz (KH) instability. Three major outcomes emerge from my thesis work :

- The development of a target to generate plasma jets using intense lasers, and the use of a full range of diagnostics to measure all the necessary parameters.
- The study of the jet evolution in vacuum and in an ambient medium.
- The application of experimental results to verify the similarity of the obtained jets with those of young stars.

The measurements using several diagnostics are detailed and accurately characterize the plasma evolution such as its morphology, speed, temperature and density. With this knowledge of the jet we were able to experimentally verify its similarity with YSO jets by calculating the dimensionless numbers.

Plasma jet generation using intense laser

Many possible target designs are being studied experimentally. The target must be able to access the narrow range of temperature and density fixed by the scaling laws to satisfy the similarity with astrophysics. Moreover, the use of numerical simulations remains complex and requires the use of radiation hydrodynamics code in at least two-dimensional. For this thesis work we have chosen to use a foam cone target.

The advantage of this target is to propagate the plasma on the rear side of the target (opposite to the laser side). In this configuration adding a well-characterized environment is possible, and has been performed. The mass of plasma generated is important for achieving the lifetimes of the jet required to reach similarity (30 ns). The flexibility of the target, using the different initial conditions in the cone, facilitates its use with lasers of varying power (Chapter 4). In addition, numerical and analytical work started in this thesis show strong collimation of plasma in the cone by oblique shock collisions (Section 6.6). The initial conditions of the target explored in this manuscript (laser intensity, density foam, characteristics of the cone ...) have increased plasma collimation with the addition of a cylinder at the output of the cone, and its effects have been verified in (chapter 6). A rich data set is gathered here, which is essential to validate complex numerical codes.

The results show that initial plasma collimation by the target is not sufficient to sustain the high aspect ratio in the laboratory, when compared with astrophysics. The generation of a dense and relatively cold plasma prevents the reaching of an aspect ratio comparable to astrophysical jets, or to check the similarity with the astrophysics case at the earliest moments. Other physical processes such as increased radiative losses or the presence of an external pressure from the environment, must be present to improve our jet generation. However, the prospects described below provide improvements on these points in the near future.

Study of the plasma jet propagation and evolution

The determination of the data needed to verify the similarity of the plasma jets (speed, temperature, density and morphology) was accomplished through the implementation of a large number of diagnostics. The efficiency of these diagnostics in measuring the plasma density and

temperature has been checked (Chapter 5) using shock measurements in reference materials (CH). Obtaining the temporal resolution of these quantities is very important to understand the phenomena observed. These data provide constraints on analytical and numerical models that need to reproduce these measured parameters.

Plasma jet evolution in vacuum is well characterized in terms of initial conditions (Chapter 6). It was found that its evolution corresponds to an expansion in vacuum as confirmed by the measurements of its radius and density over time. The temperatures reached using this target and with these laser intensities are not sufficient to obtain significant radiative losses, in order to be homothetic with those of astrophysical jets (Section 6.7). In addition, we see only the conservation of the original profile of the plasma jet formed in the cone using X-ray and not with visible diagnostics. We believe that the incident shock breakout masks the dense plasma jet formed in the cone.

Application to laboratory astrophysics

The experimental simulation of the jet interaction with the interstellar medium (or the environment of a molecular cloud) is accomplished by propagating the plasma jet in a well-defined environment using a gas jet nozzle (Chapter 7). The observation of complex structures with the visible diagnostics and especially by proton radiography is very promising in terms of obtaining comparable shape with the astrophysical observations of the bow shock. The final analyses are not completed yet but promising results are already presented in this thesis.

Finally, comparing the dimensionless numbers between experiments and astrophysics shows the importance of achieving the invariance at early moments of the jet evolution, in order to to maintain a global invariance over time. We have seen that these dimensionless parameters can change significantly over time, demonstrating that we can only achieve an instantaneous similarity, at a fixed time (section 6.7). The overall invariance is very difficult to accomplish because it requires the generation of jets whose characteristics are similar from the earliest moments to the astrophysics case, regardless of the laser or indirect processes (target) initially used to form the jet.

Outlooks

We have gathered a data set to find future experimental conditions in which a similarity with astrophysical jets is possible. The experimental outlook below includes an improvement of the target used, a new target design to study radiative properties of the plasma jet, a change in the density profile of the environment and finally adding an external magnetic field.

Improving the foam cone target

To reduce or eliminate the disadvantages of this target, solutions exist such as a direct attack by the laser onto the foam cone to generate radiative shocks (reaching $\sim$ 200eV for significant propagation velocity 200 km/s) or the use of metallic foams with higher laser intensity (type LIL). These two possible targets changes aim in principle to increase the radiative losses of plasma, and retaining the original collimation produced inside the cone. In this case, it is important to study the stability of the oblique shock in the cone, using simulations (DUED) or theoretical studies (oblique shock) cited in this thesis to optimize the speed of the shock and the cone angle.

Study of the plasma jet radiative properties : a new type of target

The lack of radiative losses for our type of target is a major drawback to achieve the similarity. Another possibility is to extend to three dimensions the principle of plasma collision and convergence already used in 2-dimensional geometry for V foil targets. To retrieve the missing cylindrical symmetry, a metal cone may be used. The combined use of thin metal foil and large laser energy allows the achieving of regimes, in theory, with temperatures higher than the foam cone targets. Moreover, it is possible to use the diagnostic array, established and validated by our work with foam cones targets, to measure the plasma parameters.

Profile of anisotropic environment for the study of the formation of knots

Some simulations [65] show the acceleration of knot generation by propagated the plasma jet in an environment with a changing density profile. In chapter 7, we only presented the plasma jet evolution in a homogeneous ambient medium. An interesting alternative is to use heterogeneous density profiles to measure their influence on the bow shock [181]. This requires a slight modification of the gas jet nozzle. The gas cell conceived by Tom Hall can be used. We employed this cell twice on the Alizé laser (CEA) and LULI2000 facilities to study the shock acceleration in a density gradient, to study astrophysical event occurring in supernovae. The over-density of gas is formed by guides that direct the flow of gas into a limited volume behind the solid target, then the opening on the back of the cell allows the gas to relax in vacuum (Figure 8.2 (a)). A density gradient is formed (large fringes shift close to the target figure 8.2 (b)) and allows the shock generated in the solid target to be accelerated. By replacing the target by the foam cone target, we can probe the impact of density gradient on the bow shock and verify if there are any changes compared with a uniform profile.

Adding an external magnetic field

The astrophysical observations and models stress the importance of a magnetic field during the generation and plasma jet evolution (Section 1.1). The dimensionless number to consider is β, which is the ratio of thermal pressure with the magnetic pressure :

$$\beta = P_{th}/P_{magn}.$$

Close to the star ($< 10^3$ UA[2]), the electron density of the environment (n) and the magnetic field (B) are important n $> 10^3$ cm^{-3} and B > 100 μG hence $\beta \sim 1$. For distances $d > 10^4$ UA, B^2 decreases faster than n. This implies an increase of $\beta \sim$ n/B^2 ~ 10 [47]. Considering the parameters measured here for our plasma jets (density) and using recent coils that can generate magnetic fields up 1MG, we can reach regimes around $\beta \gtrsim 0.4$. The ability to vary the magnetic field from 0 to 1 MG is promising to study jets in different regimes (near and far from the source) with intense lasers.

Several experimental conditions for studying astrophysical jets are possible, and thus extend this study in various directions, which we believe are rich and promising.

[2] 1 UA = 150 million kilometers = distance Earth / Sun

Bibliographie

[1] B. A. Remington, R. P. Drake, and D. D. Ryutov. Experimental astrophysics with high power lasers and Z pinches. *Reviews of Modern Physics*, 78 :755–807, 2006.

[2] C. Chenais-Popovics. Astrophysics in laboratory : Opacity measurements. *Laser and Particle Beams*, 20 :291–298, April 2002.

[3] F.-L. Wang, G. Zhao, and J.-M. Yuan. Electronic Structure and Radiative Opacity of the Metallic Elements in Hot and Dense Stellar Material. *Astrophysical Journal*, 600 :963–971, January 2004.

[4] G. Chabrier, D. Saumon, and C. Winisdoerffer. Hydrogen and Helium at High Density and Astrophysical Implications. *Astrophysics and Space Science*, 307 :263–267, January 2007.

[5] D. Saumon and T. Guillot. Shock Compression of Deuterium and the Interiors of Jupiter and Saturn. *Astrophysical Journal*, 609 :1170–1180, July 2004.

[6] M. Koenig, E. Henry, G. Huser, A. Benuzzi-Mounaix, B. Faral, E. Martinolli, S. Lepape, T. Vinci, D. Batani, M. Tomasini, B. Telaro, P. Loubeyre, T. Hall, P. Celliers, G. Collins, L. Da Silva, R. Cauble, D. Hicks, D. Bradley, A. MacKinnon, P. Patel, J. Eggert, J. Pasley, O. Willi, D. Neely, M. Notley, C. Danson, M. Borghesi, L. Romagnani, T. Boehly, and K. Lee. High pressures generated by laser driven shocks : applications to planetary physics. *Nuclear Fusion*, 44 :208–+, December 2004.

[7] B. A. Remington, R. M. Cavallo, M. J. Edwards, D. D.-M. Ho, B. F. Lasinski, K. T. Lorenz, H. E. Lorenzana, J. M. McNaney, S. M. Pollaine, and R. F. Smith. Accessing High Pressure States Relevant to Core Conditions in the Giant Planets. *Astrophysics and Space Science*, 298 :235–240, July 2005.

[8] T. Guillot. Interiors of giant planets inside and outside the Solar System. *Science*, 296 :72–77, October 1999.

[9] E. Falize, S. Bouquet, and C. Michaut. Radiation Hydrodynamics Scaling Laws in High Energy Density Physics and Laboratory Astrophysics. *ArXiv e-prints*, 805, May 2008.

[10] J. Kane, D. Arnett, B. A. Remington, S. G. Glendinning, G. Bazan, R. P. Drake, B. A. Fryxell, R. Teyssier, and K. Moore. Scaling supernova hydrodynamics to the laboratory. *Physics of Plasmas*, 6 :2065–2071, May 1999.

[11] K. Kifonidis, T. Plewa, H.-T. Janka, and E. Müller. Non-spherical core collapse supernovae. I. Neutrino-driven convection, Rayleigh-Taylor instabilities, and the formation and propagation of metal clumps. *Astronomy and Astrophysics*, 408 :621–649, September 2003.

[12] A. R. Miles, M. J. Edwards, B. Blue, J. F. Hansen, H. F. Robey, R. P. Drake, C. Kuranz, and D. R. Leibrandt. The effect of a short-wavelength mode on the evolution of a long-wavelength perturbation driven by a strong blast wave. *Physics of Plasmas*, 11 :5507–5519, December 2004.

[13] S. Bouquet, C. Stéhlé, M. Koenig, J.-P. Chièze, A. Benuzzi-Mounaix, D. Batani, S. Leygnac, X. Fleury, H. Merdji, C. Michaut, F. Thais, N. Grandjouan, T. Hall, E. Henry, V. Malka, and J.-P. J. Lafon. Observation of Laser Driven Supercritical Radiative Shock Precursors. *Physical Review Letters*, 92(22) :225001–+, June 2004.

[14] M. Koenig, T. Vinci, A. Benuzzi-Mounaix, N. Ozaki, A. Ravasio, M. Rabec Le Glohaec, L. Boireau, C. Michaut, S. Bouquet, S. Atzeni, A. Schiavi, O. Peyrusse, and D. Batani. Radiative shocks : An opportunity to study laboratory astrophysics. *Physics of Plasmas*, 13 :6504–+, May 2006.

[15] T. Vinci. *Les chocs radiatifs générés par les lasers á haute énergie : une opportunité pour l'astrophysique de laboratoire.* Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique, `http://www.polymedia.polytechnique.fr/CenterView.cfm?ID=230&Table=These&View=&BackUrl=Table%3DThese%26Auteur%3DVinci`, 2006.

[16] D. D. Ryutov, B. A. Remington, H. F. Robey, and R. P. Drake. Magnetohydrodynamic scaling : From astrophysics to the laboratory. *Physics of Plasmas*, 8 :1804–1816, May 2001.

[17] C. Courtois, R. A. D. Grundy, A. D. Ash, D. M. Chambers, R. O. Dendy, K. G. McClements, and N. C. Woolsey. Experiment on Collisionless Plasma Interaction with Applications to Supernova Remnant Physics. *Astrophysics and Space Science*, 298 :93–98, July 2005.

[18] R. Heeter. Plasma Photoionization Equilibrium Experiments to Benchmark Models of Astrophysical Plasmas. *APS Meeting Abstracts*, pages I2006+, October 2001.

[19] B. Reipurth and J. Bally. Herbig-Haro Flows : Probes of Early Stellar Evolution. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 39 :403–455, 2001.

[20] G. Haro. Herbig's Nebulous Objects Near NGC 1999. *Astrophysical Journal*, 115 :572–+, May 1952.

[21] K. Shibata and S. Aoki. MHD Jets, Flares, and Gamma Ray Bursts. *ArXiv Astrophysics e-prints*, March 2003.

[22] T. K. Das. Modelling the Origin of Astrophysical Jets from Galactic and Extra-galactic Sources. *ArXiv Astrophysics e-prints*, June 1999.

[23] A. Konigl. Stellar and galactic jets - Theoretical issues. *Canadian Journal of Physics*, 64 :362–368, April 1986.

[24] E. M. de Gouveia dal Pino. Astrophysical jets and outflows. *Advances in Space Research*, 35 :908–924, 2005.

[25] C. J. Lada. Star formation - From OB associations to protostars. In M. Peimbert and J. Jugaku, editors, *Star Forming Regions*, volume 115 of *IAU Symposium*, pages 1–17, 1987.

[26] P. Andre, D. Ward-Thompson, and M. Barsony. Submillimeter continuum observations of Rho Ophiuchi A - The candidate protostar VLA 1623 and prestellar clumps. *Astrophysical Journal*, 406 :122–141, March 1993.

[27] F. C. Adams, C. J. Lada, and F. H. Shu. Spectral evolution of young stellar objects. *Astrophysical Journal*, 312 :788–806, January 1987.

[28] S. E. Strom. The early evolution of stars. *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica, vol. 29*, 29 :23–29, July 1994.

[29] F. H. Shu, F. C. Adams, and S. Lizano. Star formation in molecular clouds - Observation and theory. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 25 :23–81, 1987.

[30] C. J. Lada. Cold outflows, energetic winds, and enigmatic jets around young stellar objects. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 23 :267–317, 1985.

[31] E. N. Parker. Suprathermal Particle Generation in the Solar Corona. *Astrophysical Journal*, 128 :677–+, November 1958.

[32] E. D. Feigelson and T. Montmerle. High-Energy Processes in Young Stellar Objects. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 37 :363–408, 1999.

[33] W. M. Decampli. T Tauri winds. *Astrophysical Journal*, 244 :124–146, February 1981.

[34] B. T. Draine. Magnetic bubbles and high-velocity outflows in molecular clouds. *Astrophysical Journal*, 270 :519–536, July 1983.

[35] K. Tsinganos, E. Trussoni, C. Sauty, and N. Vlahakis. MHD modelling of astrophysical jets. In B. Rocca-Volmerange and H. Sol, editors, *EAS Publications Series*, volume 1 of *EAS Publications Series*, pages 63–74, 2001.

[36] K. Tsinganos and C. Sauty. Nonradial and nonpolytropic astrophysical outflows. II - Topology of MHD solutions with flaring streamlines. *Astronomy and Astrophysics*, 257 :790–806, April 1992.

[37] S. Cabrit. Interpretation of CO emission from molecular flows. In B. Reipurth, editor, *Low Mass Star Formation and Pre-main Sequence Objects*, pages 119–139, September 1989.

[38] S. Cabrit, S. Edwards, S. E. Strom, and K. M. Strom. Forbidden-line emission and infrared excesses in T Tauri stars - Evidence for accretion-driven mass loss ? *Astrophysical Journal*, 354 :687–700, May 1990.

[39] P. C. Myers and A. A. Goodman. Interstellar Energies : Magnetic, Kinectic, and Gravitational Energy Density in Bound and Unbound Clouds. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 20 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, pages 1032–+, September 1988.

[40] C. Norman and J. Heyvaerts. Anomalous magnetic field diffusion during star formation. *Astronomy and Astrophysics*, 147 :247–256, June 1985.

[41] R. D. Blandford and D. G. Payne. Hydromagnetic flows from accretion discs and the production of radio jets. *Monthly Notices of the RAS*, 199 :883–903, June 1982.

[42] R. E. Pudritz, C. S. Rogers, and R. Ouyed. Controlling the collimation and rotation of hydromagnetic disc winds. *Monthly Notices of the RAS*, 365 :1131–1148, February 2006.

[43] J. Ferreira, Catherine Dougados, and Emma Whelan. *Jets from Young Stars : Models and Constraints*. Lecture Notes in Physics 723. Springer, 2007.

[44] Y. Kato. Magnetic-Tower Jet Solution for Launching Astrophysical Jets. *Astrophysics and Space Science*, 307 :11–15, January 2007.

[45] D. Lynden-Bell. On why discs generate magnetic towers and collimate jets. *Monthly Notices of the RAS*, 341 :1360–1372, June 2003.

[46] C.-F. Lee, L. G. Mundy, B. Reipurth, E. C. Ostriker, and J. M. Stone. CO Outflows from Young Stars : Confronting the Jet and Wind Models. *Astrophysical Journal*, 542 :925–945, October 2000.

[47] B. Reipurth, S. Heathcote, J. Morse, P. Hartigan, and J. Bally. Hubble Space Telescope Images of the HH 34 Jet and Bow Shock : Structure and Proper Motions. *Astronomical Journal*, 123 :362–381, January 2002.

[48] P. Hartigan, A. Frank, P. Varniére, and E. G. Blackman. Magnetic Fields in Stellar Jets. *Astrophysical Journal*, 661 :910–918, June 2007.

[49] J. Canto. A stellar wind model for Herbig-Haro objects. *Astronomy and Astrophysics*, 86 :327–338, June 1980.

[50] A. Konigl. On the nature of bipolar sources in dense molecular clouds. *Astrophysical Journal*, 261 :115–134, October 1982.

[51] J. M. Blondin, A. Konigl, and B. A. Fryxell. Herbig-Haro objects as the heads of radiative jets. *Astrophysical Journal, Letters*, 337 :L37–L40, February 1989.

[52] J. M. Blondin, B. A. Fryxell, and A. Konigl. The structure and evolution of radiatively cooling jets. *Astrophysical Journal*, 360 :370–386, September 1990.

[53] A. Frank and G. Mellema. Hydrodynamical Models of Outflow Collimation in Young Stellar Objects. *Astrophysical Journal*, 472 :684–+, November 1996.

[54] R. D. Blandford and M. J. Rees. A 'twin-exhaust' model for double radio sources. *Monthly Notices of the RAS*, 169 :395–415, December 1974.

[55] C. J. Burrows, K. R. Stapelfeldt, A. M. Watson, J. E. Krist, G. E. Ballester, J. T. Clarke, D. Crisp, J. S. Gallagher, III, R. E. Griffiths, J. J. Hester, J. G. Hoessel, J. A. Holtzman, J. R. Mould, P. A. Scowen, J. T. Trauger, and J. A. Westphal. Hubble Space Telescope Observations of the Disk and Jet of HH 30. *Astrophysical Journal*, 473 :437–+, December 1996.

[56] B.-C. Koo and C. F. McKee. Dynamics of Wind Bubbles and Superbubbles. II. Analytic Theory. *Astrophysical Journal*, 388 :103–+, March 1992.

[57] P. Hartigan. The visibility of the Mach disk and the bow shock of a stellar jet. *Astrophysical Journal*, 339 :987–999, April 1989.

[58] P. Hartigan. Laboratory Experiments of Stellar Jets from the Perspective of an Observer. *Astrophysics and Space Science*, 298 :99–105, July 2005.

[59] A. C. Raga, L. Binette, J. Canto, and N. Calvet. Stellar jets with intrinsically variable sources. *Astrophysical Journal*, 364 :601–610, December 1990.

[60] E. M. de Gouveia Dal Pino. The Deceleration of Giant Herbig-Haro Flows. *Astrophysical Journal*, 551 :347–356, April 2001.

[61] T. Buehrke, R. Mundt, and T. P. Ray. A detailed study of HH 34 and its associated jet. *Astronomy and Astrophysics*, 200 :99–119, July 1988.

[62] M. Birkinshaw. Instabilities in astrophysics jets. In *Advanced Topics on Astrophysical and Space Plasmas, eds. E.M. Gouveia Dal Pino, A.L. Peratt, G.A. Medina Tancro, A.C.-L. Chian ; Kluwer : Dordrecht, 17*, pages 17–+, 1997.

[63] M. Micono, G. Bodo, S. Massaglia, P. Rossi, A. Ferrari, and R. Rosner. Kelvin-Helmholtz instability in three dimensional radiative jets. *Astronomy and Astrophysics*, 360 :795–808, August 2000.

[64] M. Micono, S. Massaglia, G. Bodo, P. Rossi, and A. Ferrari. Kelvin-Helmholtz instabilities in stellar jets. IV. On the origin of the emission knots. *Astronomy and Astrophysics*, 333 :1001–1006, May 1998.

[65] E. Falize, F. Dias, S. Bouquet, and N. Charpentier. Kelvin-Helmholtz instability in radiative jets : analytical and numerical study. *APS Meeting Abstracts*, pages H24+, April 2008.

[66] E. M. de Gouveia dal Pino, M. Birkinshaw, and W. Benz. A Possible Mechanism for Wiggling Protostellar Jets from Three-dimensional Simulations in a Stratified Ambient Medium. *Astrophysical Journal, Letters*, 460 :L111+, April 1996.

[67] E. G. Blackman. Distinguishing Propagation vs. Launch Physics of Astrophysical Jets and the Role of Experiments. *Astrophysics and Space Science*, 307 :7–10, January 2007.

[68] S. C. Hsu and P. M. Bellan. A Laboratory Plasma Experiment for Studying Magnetic Dynamics of Accretion Disks and Jets. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 34 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, pages 760–+, May 2002.

[69] S. V. Lebedev, A. Ciardi, D. J. Ampleford, S. N. Bland, S. C. Bott, J. P. Chittenden, G. N. Hall, J. Rapley, C. Jennings, M. Sherlock, A. Frank, and E. G. Blackman. Production of radiatively cooled hypersonic plasma jets and links to astrophysical jets. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 47 :465, 2005.

[70] D. J. Ampleford, S. V. Lebedev, A. Ciardi, S. N. Bland, S. C. Bott, G. N. Hall, N. Naz, C. A. Jennings, M. Sherlock, J. P. Chittenden, J. B. A. Palmer, A. Frank, and E. Blackman. Supersonic Radiatively Cooled Rotating Flows and Jets in the Laboratory. *Physical Review Letters*, 100(3) :035001–+, January 2008.

[71] S. V. Lebedev, A. Ciardi, D. J. Ampleford, S. N. Bland, S. C. Bott, J. P. Chittenden, G. N. Hall, J. Rapley, C. A. Jennings, A. Frank, E. G. Blackman, and T. Lery. Magnetic tower outflows from a radial wire array Z-pinch. *Monthly Notices of the RAS*, 361 :97–108, July 2005.

[72] A. Ciardi, D. J. Ampleford, S. V. Lebedev, and C. Stehle. Curved Herbig-Haro Jets : Simulations and Experiments. *Astrophysical Journal*, 678 :968–973, May 2008.

[73] A. Ciardi, S. V. Lebedev, J. P. Chittenden, D. J. Ampleford, S. N. Bland, B. S. Bott, and J. Rapley. Modeling Magnetic Tower Jets in the Laboratory. *Astrophysics and Space Science*, 298 :277–286, July 2005.

[74] D. R. Farley, K. G. Estabrook, S. G. Glendinning, S. H. Glenzer, B. A. Remington, K. Shigemori, J. M. Stone, R. J. Wallace, G. B. Zimmerman, and J. A. Harte. Radiative Jet Experiments of Astrophysical Interest Using Intense Lasers. *Physical Review Letters*, 83 :1982–1985, September 1999.

[75] K. Shigemori, R. Kodama, D. R. Farley, T. Koase, K. G. Estabrook, B. A. Remington, D. D. Ryutov, Y. Ochi, H. Azechi, J. Stone, and N. Turner. Experiments on radiative collapse in laser-produced plasmas relevant to astrophysical jets. *Physical Review E*, 62 :8838–8841, December 2000.

[76] P. Nicolaï, V. T. Tikhonchuk, A. Kasperczuk, T. Pisarczyk, S. Borodziuk, K. Rohlena, and J. Ullschmied. Plasma jets produced in a single laser beam interaction with a planar target. *Physics of Plasmas*, 13 :2701–+, June 2006.

[77] J. M. Foster, B. H. Wilde, P. A. Rosen, R. J. R. Williams, B. E. Blue, R. F. Coker, R. P. Drake, A. Frank, P. A. Keiter, A. M. Khokhlov, J. P. Knauer, and T. S. Perry. High-Energy-Density Laboratory Astrophysics Studies of Jets and Bow Shocks. *Astrophysical Journal, Letters*, 634 :L77–L80, November 2005.

[78] B. E. Blue, S. V. Weber, S. G. Glendinning, N. E. Lanier, D. T. Woods, M. J. Bono, S. N. Dixit, C. A. Haynam, J. P. Holder, D. H. Kalantar, B. J. MacGowan, A. J. Nikitin, V. V. Rekow, B. M. van Wonterghem, E. I. Moses, P. E. Stry, B. H. Wilde, W. W. Hsing, and H. F. Robey. Experimental Investigation of High-Mach-Number 3D Hydrodynamic Jets at the National Ignition Facility. *Physical Review Letters*, 94(9) :095005–+, March 2005.

[79] J. W. Connor and J. B. Taylor. Scaling laws for plasma confinement. *Nuclear Fusion*, 17 :1047–1055, October 1977.

[80] D. Ryutov, R. P. Drake, J. Kane, E. Liang, B. A. Remington, and W. M. Wood-Vasey. Similarity Criteria for the Laboratory Simulation of Supernova Hydrodynamics. *Astrophysical Journal*, 518 :821–832, June 1999.

[81] D. D. Ryutov, R. P. Drake, and B. A. Remington. Criteria for Scaled Laboratory Simulations of Astrophysical MHD Phenomena. *Astrophysical Journal, Supplement*, 127 :465–468, April 2000.

[82] E. Falize. *Similitudes et auto-similarité en physique des hautes densités d'énergie : application à l'astrophysique de laboratoire.* PhD thesis, CEA/DIF/DPTA, sera soutenue le 23 octobre 2008.

[83] D. Mihalas, B. W. Mihalas, and M. E. Machado. *Foundations of Radiation Hydrodynamics.* Dover, 1986.

[84] R. P. Drake. **High-Energy-Density Physics** *: Fundamentals, Inertial Fusion, and Experimental Astrophysics.* Springer, 2006.

[85] L. Spitzer. *Physics of Fully Ionized Gases.* Interscience 2nd edition, 1962.

[86] S. I. Braginskii. Transport processes in a plasma. *Reviews of Plasma Physics(New York : Consultants Bureau)*, 205, 1965.

[87] J. H. Jeans. On radiative viscosity and the rotation of astronomical masses. *Monthly Notices of the RAS*, 86 :444–458, May 1926.

[88] Ibragimov N. H. *Elementary Lie Group Analysis and Ordinary Differential Equations, (Pasadena).* Wiley, 1999.

[89] G. W. Bluman and J. D. Cole. Similarity methods for differential equations. *App. Math. Sci.*, 13, 1974.

[90] E. et al Falize. Similarity and self-similar properties of radiating flows in the context of laboratory astrophysics. In *SF2A*, 2007.

[91] C. Oberman, A. Ron, and J. Dawson. High-Frequency Conductivity of a Fully Ionized Plasma. *Physics of Fluids*, 5 :1514–1522, December 1962.

[92] J. M. Dawson. On the Production of Plasma by Giant Pulse Lasers. *Physics of Fluids*, 7 :981–987, July 1964.

[93] T. W. Johnston and J. M. Dawson. Correct values for high-frequency power absorption by inverse bremsstrahlung in plasmas. *Physics of Fluids*, 16 :722–+, May 1973.

[94] P. Alaterre. *Spectroscopie X des plasmas crées par laser : Applications à la détermination des gradients de densité et de température.* PhD thesis, Paris VI, 1984.

[95] P. Mora. Theoretical model of absorption of laser light by a plasma. *Physics of Fluids*, 25 :1051–1056, June 1982.

[96] Y. B. Zel'dovich and Y. P. Raizer. *Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamic phenomena.* New York : Academic Press, 1967.

[97] S. Brygoo. *Chocs laser sur l'héllium, l'hydrogène et le diamant : une étude expérimentale de la "Warm Dense Matter".* PhD thesis, Ecole Polytechnique, novembre 2006.

[98] M. Koenig, A. Benuzzi-Mounaix, F. Philippe, B. Faral, D. Batani, T. A. Hall, N. Grandjouan, W. Nazarov, J. P. Chieze, and R. Teyssier. Laser driven shock wave acceleration experiments using plastic foams. *Applied Physics Letters*, 75 :3026–3028, November 1999.

[99] J. Thouvenin. *détonique.* CEA, Eyrolles, 1997.

[100] M. Arrigoni. *Etude de l'influence des rugosités d'interface, de porosités et de l'épaisseur d'échantillon sur la propagation des chocs laser dans des systèmes revêtus. Application au procédé LASAT.* PhD thesis, Université de Poitiers, 2004.

[101] F. A. Ilkov, J. E. Decker, and S. L. Chin. Ionization of atoms in the tunnelling regime with experimental evidence using Hg atoms . *Journal of Physics B Atomic Molecular Physics*, 25 :4005–4020, October 1992.

[102] E. Lefebvre and G. Bonnaud. Transparency/Opacity of a Solid Target Illuminated by an Ultrahigh-Intensity Laser Pulse. *Physical Review Letters*, 74 :2002–2005, March 1995.

[103] R. Wagner, S.-Y. Chen, A. Maksimchuk, and D. Umstadter. Electron Acceleration by a Laser Wakefield in a Relativistically Self-Guided Channel. *Physical Review Letters*, 78 :3125–3128, April 1997.

[104] F. Brunel. Not-so-resonant, resonant absorption. *Physical Review Letters*, 59 :52–55, July 1987.

[105] P. Gibbon and A. R. Bell. Collisionless absorption in sharp-edged plasmas. *Physical Review Letters*, 68 :1535–1538, March 1992.

[106] W. L. Kruer, editor. *The physics of laser plasma interactions*, volume 73, 1988.

[107] S. C. Wilks, W. L. Kruer, M. Tabak, and A. B. Langdon. Absorption of ultra-intense laser pulses. *Physical Review Letters*, 69 :1383–1386, August 1992.

[108] E. Lefebvre. *Mécanisme d'absorption et d'émission dans l'interaction d'une impulsion laser ultra-intense avec une cible surcritique.* PhD thesis, Université de Paris XI Orsay, 1996.

[109] G. Malka and J. L. Miquel. Experimental Confirmation of Ponderomotive-Force Electrons Produced by an Ultrarelativistic Laser Pulse on a Solid Target. *Physical Review Letters*, 77 :75–78, July 1996.

[110] L. Gremillet. *Létude théorique et expérimentale du transport des électrons rapides dans l'interaction laser-solide à très haut flux.* PhD thesis, Ecole Polytechnique, 2001.

[111] E. Martinolli. *Transport d'électrons relativistes dans une cible solide : étude du chauffage dans le cadre de l'Allumage Rapide.* PhD thesis, Ecole Polytechnique, 2003.

[112] W. I. Linlor. Ion Energies Produced by Laser Giant Pulse. *Applied Physics Letters*, 3 :0–+, December 1963.

[113] H. Schwoerer, S. Pfotenhauer, O. Jackel, K. U. Amthor, B. Liesfeld, W. Ziegler, R. Sauerbrey, K. W. D. Ledingham, and T. Esirkepov. Laser-plasma acceleration of quasi-monoenergetic protons from microstructured targets. *Nature*, 439(7075) :445–448, 2006.

[114] A. Pukhov. Three-Dimensional Simulations of Ion Acceleration from a Foil Irradiated by a Short-Pulse Laser. *Physical Review Letters*, 86 :3562–3565, April 2001.

[115] P. Mora. Plasma Expansion into a Vacuum. *Physical Review Letters*, 90(18) :185002–+, May 2003.

[116] M. Zepf, E. L. Clark, F. N. Beg, R. J. Clarke, A. E. Dangor, A. Gopal, K. Krushelnick, P. A. Norreys, M. Tatarakis, U. Wagner, and M. S. Wei. Proton Acceleration from High-Intensity Laser Interactions with Thin Foil Targets. *Physical Review Letters*, 90(6) :064801–+, February 2003.

[117] S. P. Hatchett, C. G. Brown, T. E. Cowan, E. A. Henry, J. S. Johnson, M. H. Key, J. A. Koch, A. B. Langdon, B. F. Lasinski, R. W. Lee, A. J. MacKinnon, D. M. Pennington, M. D. Perry, T. W. Phillips, M. Roth, T. C. Sangster, M. S. Singh, R. A. Snavely, M. A. Stoyer, S. C. Wilks, and K. Yasuike. Electron, photon, and ion beams from the relativistic interaction of Petawatt laser pulses with solid targets. *Physics of Plasmas*, 7 :2076–2082, May 2000.

[118] J. Fuchs, Y. Sentoku, S. Karsch, J. Cobble, P. Audebert, A. Kemp, A. Nikroo, P. Antici, E. Brambrink, A. Blazevic, E. M. Campbell, J. C. Fernández, J.-C. Gauthier, M. Geissel, M. Hegelich, H. Pépin, H. Popescu, N. Renard-Legalloudec, M. Roth, J. Schreiber, R. Stephens, and T. E. Cowan. Comparison of Laser Ion Acceleration from the Front and Rear Surfaces of Thin Foils. *Physical Review Letters*, 94(4) :045004–+, February 2005.

[119] Matthew Allen, Pravesh K. Patel, Andrew Mackinnon, Dwight Price, Scott Wilks, and Edward Morse. Direct experimental evidence of back-surface ion acceleration from laser-irradiated gold foils. *Physical Review Letters*, 93(26) :265004, 2004.

[120] R. A. Snavely, M. H. Key, S. P. Hatchett, T. E. Cowan, M. Roth, T. W. Phillips, M. A. Stoyer, E. A. Henry, T. C. Sangster, M. S. Singh, S. C. Wilks, A. MacKinnon, A. Offenberger, D. M. Pennington, K. Yasuike, A. B. Langdon, B. F. Lasinski, J. Johnson, M. D. Perry, and E. M. Campbell. Intense High-Energy Proton Beams from Petawatt-Laser Irradiation of Solids. *Physical Review Letters*, 85 :2945–2948, October 2000.

[121] C. D. Gregory. *Astrophysical jet experiments with laser-produced plasmas.* Thèse de doctorat, The univeristy of York, Department of Physics, 2007.

[122] J. Waugh, E. Brambrink, C. Gregory, M. Koenig, Y. Kuramitsu, B. Loupias, Y. Sakawa, L. Wilson, and N. Woolsey. A Jet Production Experiment using the ASTRA Laser. *APS Meeting Abstracts*, pages H14+, April 2008.

[123] S. P. Nikitin, J. Grun, Y. Aglitskiy, C. Manka, D. Zabetakis, A. L. Velikovich, and C. Miller. Production of cumulative jets by ablatively-driven implosion of hollow cones and wedges. *Physics of Plasmas*, 15(5) :050703–+, May 2008.

[124] Ph. Nicolai, C. Stenz, A. Kasperczuk, T. Pisarczyk, D. Klir, L. Juha, E. Krousky, K. Masek, M. Pfeifer, K. Rohlena, J. Skala, V. Tikhonchuk, X. Ribeyre, S. Galera, G. Schurtz, J. Ullschmied, M. Kalal, J. Kravarik, P. Kubes, P. Pisarczyk, and T. Schlegel. Studies of supersonic, radiative plasma jet interaction with gases at the prague asterix laser system facility. *Physics of Plasmas*, 15(8) :082701, 2008.

[125] Loupias, B., M. Koenig, E. Falize, S. Bouquet, N. Ozaki, A. Benuzzi-Mounaix, T. Vinci, C. Michaut, M. Rabec Le Goahec, W. Nazarov, C. Courtois, Y. Aglitskiy, A. Y. Faenov, and T. Pikuz. **Supersonic-Jet Experiments Using a High-Energy Laser**. *Physical Review Letters*, 99(26) :265001–+, December 2007.

[126] A. D. Edens, T. Ditmire, J. F. Hansen, M. J. Edwards, R. G. Adams, P. Rambo, L. Ruggles, I. C. Smith, and J. L. Porter. Study of high Mach number laser driven blast waves. *Physics of Plasmas*, 11 :4968–4972, November 2004.

[127] A. Edens, R. Adams, P. Rambo, J. Shores, I. Smith, B. Atherton, and T. Ditmire. Study of Perturbations on High Mach Number Blast Waves in Various Gasses. *APS Meeting Abstracts*, pages 1073P–+, October 2006.

[128] C. D. Gregory, J. Howe, B. Loupias, S. Myers, M. M. Notley, Y. Sakawa, A. Oya, R. Kodama, M. Koenig, and N. C. Woolsey. Astrophysical Jet Experiments with Colliding Laser-produced Plasmas. *Astrophysical Journal*, 676 :420–426, March 2008.

[129] Y. Sakawa, S. Dono, Y. Kuramitsu, T. Kato, T. Kimura, K. Miyanishi, T. Endo, N. Ozaki, H. Nagatomo, K. Shigemori, R. Kodama, T. Norimatsu, H. Takabe, J. Waugh, N. Woolsey, B. Loupias, and M. Koenig. Laboratory Experiments to Study Plasma Jet and Shock Using High-Power Lasers. *APS Meeting Abstracts*, pages K1037+, April 2008.

[130] A. Benuzzi, M. Koenig, B. Faral, J. Krishnan, F. Pisani, D. Batani, S. Bossi, D. Beretta, T. Hall, S. Ellwi, S. Hüller, J. Honrubia, and N. Grandjouan. Preheating study by reflectivity measurements in laser-driven shocks. *Physics of Plasmas*, 5 :2410–2420, June 1998.

[131] W. Nazarov, N. Borisenko, D. Batani, and M. Koenig. Chemistry and physics of low density foams in laser experiments. In *ECLIM 2003 : 27th European Conference on Laser Interaction with Matter*, volume 5228, 2003.

[132] M. Koenig, A. Benuzzi, B. Faral, D. Batani, L. Müller, F. Torsiello, T. Hall, N. Grandjouan, and W. Nazarov. EOS Data Experiments for Plastic Foams Using Smoothed Laser Beams. *Astrophysical Journal, Supplement*, 127 :385–388, April 2000.

[133] B. Loupias, E. Falize, C. D. Gregory, O. Akira, T. Vinci, J. Howe, M. Koenig, N. C. Woolsey, N. Ozaki, A. Benuzzi-Mounaix, S. Bouquet, C. Michaut, M. Rabec le Goahec, W. Nazarov, T. Pikuz, A. Y. Faenov, Y. Aglitskiy, S. Atzeni, A. Schiavi, Y. Sakawa, H. Takabe, and R. Kodama. Plasma jet experiments in vacuum and in ambient medium using high energy lasers. *Journal of Physics Conference Series*, 112(4) :042022–+, May 2008.

[134] Y. Kato, K. Mima, N. Miyanaga, S. Arinaga, Y. Kitagawa, M. Nakatsuka, and C. Yamanaka. Random Phasing of High-Power Lasers for Uniform Target Acceleration and Plasma-Instability Suppression. *Physical Review Letters*, 53 :1057–1060, September 1984.

[135] T. H. Bett, P. Jinks, R. M. Stevenson, C. N. Danson, D. A. Pepler, and I. N. Ross. Binary phase zone-plate arrays for laser-beam spatial-intensity distribution conversion. *Applied Optics*, 34 :4025–+, July 1995.

[136] Y. Aglitskiy, T. Lehecka, S. Obenschain, S. Bodner, C. Pawley, K. Gerber, J. Sethian, C. M. Brown, J. Seely, U. Feldman, and G. Holland. High-resolution monochromatic x-ray imaging system based on spherically bent crystals. *Applied Optics*, 37 :5253–5261, August 1998.

[137] T. A. Pikuz, A. Y. Faenov, I. Y. Skobelev, A. I. Magunov, M. Sanchez del Rio, L. Alianelli, G. Baldacchini, F. Flora, S. Bollanti, P. Di Lazzaro, D. Murra, G. Tomassetti, A. Ritucci, A. Reale, L. Reale, M. Francucci, S. Martellucci, and G. Petrocelli. Highly efficient x-ray imaging and backlighting schemes based on spherically bent crystals. In G. A. Kyrala, J.-C. J. Gauthier, C. A. MacDonald, and A. M. Khounsary, editors, *Laser-Generated and Other Laboratory X-Ray and EUV Sources, Optics, and Applications. Edited by Kyrala, George A. ; Gauthier, Jean-Claude J. ; MacDonald, Carolyn A. ; Khounsary, Ali M. Proceedings of the SPIE, Volume 5196, pp. 362-374 (2004).*, pages 362–374, January 2004.

[138] S. Semushin and V. Malka. High density gas jet nozzle design for laser target production. *Review of Scientific Instruments*, 72 :2961–2965, July 2001.

[139] R. Ramis, R. Schmalz, and J. Meyer-Ter-Vehn. MULTI A computer code for one-dimensional multigroup radiation hydrodynamics. *Computer Physics Communications*, 49 :475–505, June 1988.

[140] S. Atzeni. 2-D Lagrangian studies of symmetry and stability of laser fusion targets. *Computer Physics Communications*, 43 :107–124, December 1986.

[141] M. Temporal, S. Atzeni, D. Batani, M. Koenig, A. Benuzzi, and B. Faral. Numerical simulations for the design of absolute equation-of-state measurements by laser-driven shock waves. *Nuovo Cimento D Serie*, 19 :1839–+, December 1997.

[142] M. Koenig, B. Faral, J. M. Boudenne, D. Batani, A. Benuzzi, S. Bossi, C. Rémond, J. P. Perrine, M. Temporal, and S. Atzeni. Relative Consistency of Equations of State by Laser Driven Shock Waves. *Physical Review Letters*, 74 :2260–2263, March 1995.

[143] S. Atzeni, A. Schiavi, F. Califano, F. Cattani, F. Cornolti, A. Del Sarto, T.V. Lisseikina, A. Macchi, and F. Pegoraro. Fluid and kinetic simulation of inertial confinement fusion plasmas. *Computer Physics Communications*, 169 :153–159, July 2005.

[144] SESAME. The LANL Equation of State Database. Technical Report LA-UR-92-3407, LANL, 1992.

[145] F. Philippe. *Mesure de l'équation d'état de matériaux poreux à l'aide d'ondes de choc générées par laser.* PhD thesis, Ecole Polytechnique, 2001.

[146] L. M. Barker and K. W. Schuler. Correction to the velocity-per-fringe relationship for the visar interferometer. *Journal of Applied Physics*, 45(8) :3692–3693, 1974.

[147] D. R. Goosman. Analysis of the laser velocity interferometer. *Journal of Applied Physics*, 46 :3516–3524, August 1975.

[148] G. Huser. *Equation d'état du fer comprimée par choc laser.* Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique, `http://www.imprimerie.polytechnique.fr/Theses/Files/Huser.pdf`, 2004.

[149] E. Henry. *Equation d'état de l'eau comprimée par choc laser.* Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique, `http://www.imprimerie.polytechnique.fr/Theses/Files/henry.pdf`, 2004.

[150] L. M. Barker and R. E. Hollenbach. Shock-wave studies of pmma, fused silica, and sapphire. *Journal of Applied Physics*, 41(10) :4208–4226, 1970.

[151] L. M. Barker. Velocity Interferometer Data Reduction. *Review of Scientific Instruments*, 42 :276–+, February 1971.

[152] W. F. Hemsing. Velocity sensing interferometer /VISAR/ modification. *Review of Scientific Instruments*, 50 :73–78, January 1979.

[153] P. M. Celliers, G. W. Collins, L. B. da Silva, D. M. Gold, and R. Cauble. Accurate measurement of laser-driven shock trajectories with velocity interferometry. *Applied Physics Letters*, 73 :1320–1322, September 1998.

[154] P. M. Celliers, D. K. Bradley, G. W. Collins, D. G. Hicks, T. R. Boehly, and W. J. Armstrong. Line-imaging velocimeter for shock diagnostics at the omega laser facility. *Review of Scientific Instruments*, 75 :4916–4929, November 2004.

[155] M. Koenig, F. Philippe, A. Benuzzi-Mounaix, D. Batani, M. Tomasini, E. Henry, and T. Hall. Optical properties of highly compressed polystyrene using laser-driven shock-waves. *Physics of Plasmas*, 10 :3026–3029, July 2003.

[156] S. Brygoo, E. Henry, P. Loubeyre, J. Eggert, M. Koenig, B. Loupias, A. Benuzzi-Mounaix, and M. Rabec Le Gloahec. Laser-shock compression of diamond and evidence of a negative-slope melting curve. *Nature Materials*, 6 :274–277, April 2007.

[157] D. G. Hicks, T. R. Boehly, J. H. Eggert, J. E. Miller, P. M. Celliers, and G. W. Collins. Dissociation of Liquid Silica at High Pressures and Temperatures. *Physical Review Letters*, 97(2) :025502–+, July 2006.

[158] A. B. Reighard, R. P. Drake, K. K. Dannenberg, D. J. Kremer, M. Grosskopf, E. C. Harding, D. R. Leibrandt, S. G. Glendinning, T. S. Perry, B. A. Remington, J. Greenough, J. Knauer, T. Boehly, S. Bouquet, L. Boireau, M. Koenig, and T. Vinci. Observation of collapsing radiative shocks in laboratory experiments. *Physics of Plasmas*, 13(8) :082901, 2006.

[159] I. V. Lisitsyn, S. Kohno, S. Katsuki, and H. Akiyama. Effect of laser beam deflection on the accuracy of interferometer measurements. *Review of Scientific Instruments*, 69 :1584–1586, April 1998.

[160] K Bockasten. Transformation of observed radiances into radial distribution of emission of a plasma. *Journal of the optical society of America*, 51(9) :943, 1961.

[161] M. Hipp, J. Woisetschläger, P. Reiterer, and T. Neger. Digital evaluation of interferograms. *Measurement*, 36 :53, 2004.

[162] B. A. Hammel, D. Griswold, O. L. Landen, T. S. Perry, B. A. Remington, P. L. Miller, T. A. Peyser, and J. D. Kilkenny. X-ray radiographic measurements of radiation-driven shock and interface motion in solid density material. *Physics of Fluids B*, 5 :2259–2264, July 1993.

[163] T. R. Boehly and Hicks D. G. Direct density measurements of multi-mbar shock waves for absolute equation-of-state studies. *APS Topical Conf. on Shock Compression of Condensed Matter*, Abstract L3.00007, August 2005.

[164] D. Riley, N. Woolsey, D. McSherry, F. Y. Khattak, and I. Weaver. He-like x-ray line emission from laser irradiated sources . *Plasma Sources Science Technology*, 11 :484–491, November 2002.

[165] A. Benuzzi-Mounaix, B. Loupias, M. Koenig, A. Ravasio, N. Ozaki, M. Rabec Le Gloahec, T. Vinci, Y. Aglitskiy, A. Faenov, T. Pikuz, and T. Boehly. Density measurement of low-Z shocked material from monochromatic x-ray two-dimensional images. *Physical Review E*, 77(4) :045402–+, April 2008.

[166] B. L. Henke, E. M. Gullikson, and J. C. Davis. X-Ray Interactions : Photoabsorption, Scattering, Transmission, and Reflection at E = 50-30,000 eV, Z = 1-92. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 54 :181–+, 1993.

[167] M Borghesi, A Schiavi, D H Campbell, M G Haines, O Willi, A J MacKinnon, L A Gizzi, M Galimberti, R J Clarke, and H Ruhl. Proton imaging : a diagnostic for inertial confinement fusion/fast ignitor studies. *CCLRC report*, 2001.

[168] M. Borghesi, A. J. Mackinnon, D. H. Campbell, D. G. Hicks, S. Kar, P. K. Patel, D. Price, L. Romagnani, A. Schiavi, and O. Willi. Multi-mev proton source investigations in ultraintense laser-foil interactions. *Phys. Rev. Lett.*, 92(5) :055003, Feb 2004.

[169] A. Ravasio. *Novel diagnostics for Warm Dense Matter : Application to shock compressed target.* Phd thesis, Ecole Polytechnique, 2007.

[170] M. Borghesi, L. Romagnani, A. Schiavi, D. H. Campbell, M. G. Haines, O. Willi, A. J. MacKinnon, M. Galimberti, L. Gizzi, R. J. Clarke, and S. Hawkes. Measurement of highly transient electrical charging following high-intensity laser-solid interaction. *Applied Physics Letters*, 82 :1529–+, March 2003.

[171] T. A. Hall, A. Benuzzi, D. Batani, D. Beretta, S. Bossi, B. Faral, M. Koenig, J. Krishnan, T. Löautwer, and M. Mahdieh. Color temperature measurement in laser-driven shock waves. *Physical Review E*, 55 :6356–+, June 1997.

[172] G. W. Collins, L. B. da Silva, P. Celliers, D. M. Gold, M. E. Foord, R. J. Wallace, A. Ng, S. V. Weber, K. S. Budil, and R. Cauble. Measurements of the equation of state of deuterium at the fluid insulator-metal transition. *Science*, 281 :1178–1181, August 1998.

[173] F. Keilmann. An infrared Schlieren interferometer for measuring electron density profiles . *Plasma Physics*, 14 :111–122, February 1972.

[174] Born W. and Wolf E. *Principles of Optics*. Oxford, 1964.

[175] T. Hall, D. Batani, W. Nazarov, M. Koenig, and A. Benuzzi. Recent advances in laser-plasma experiments using foams. *Laser and Particle Beams*, 20 :303–316, April 2002.

[176] E. Falize, B. Loupias, S. Bouquet, C. Michaut, M. Koenig, N. Woolsey, C. Gregory, J. Howe, A. Bennuzzi-Mounaix, and N. Ozaki. Self-similar evolution of astrophysical and laboratory jets : expansion and collimation. *Journal of Physics Conference Series*, 112(4) :042015–+, May 2008.

[177] J. H. Hubbell, W. J. Veigele, E. A. Briggs, R. T. Brown, D. T. Cromer, and R. J. Howerton. Atomic form factors, incoherent scattering functions, and photon scattering cross sections. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 4 :471–538, October 1975.

[178] P. Tomassini and A. Giulietti. A generalization of Abel inversion to non-axisymmetric density distribution. *Optics Communications*, 199 :143–148, November 2001.

[179] T. Vinci, B. Loupias, M. Koenig, A. Benuzzi-Mounaix, S. Atzeni, A. Schiavi, E. Falize, S. Bouquet, C. Michaut, R. Kodama, N. Ozaki, C. D. Gregory, J. Howe, N. C. Woolsey, and W. Nazarov. Laboratory astrophysics using high energy lasers : need for 2D simulation. *Journal of Physics Conference Series*, 112(4) :042012–+, May 2008.

[180] Landau L. & Lifchitz E. *Mécanique des Fluides*. Ellipses, 1994.

[181] K. Eidmann, W. Schwanda, I. B. Foeldes, R. Sigel, and G. D. Tsakiris. Experimental investigation of radiative transport in x-ray heated low-Z matter. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 51 :77–87, February 1994.

[182] R. Azambuja, M. Eloy, G. Figueira, and D. Neely. RAPID COMMUNICATION : Three-dimensional characterization of high-density non-cylindrical pulsed gas jets. *Journal of Physics D Applied Physics*, 32 :L35–L43, April 1999.

[183] A. Frank. Turbulence, Outflows and Feedback. *APS Meeting Abstracts*, pages H2+, April 2008.