



HAL
open science

Etudes des supernovæ et de leur rémanent en astrophysique de laboratoire : influence du champ magnétique et du rayonnement

Yaniss Benkadoum

► **To cite this version:**

Yaniss Benkadoum. Etudes des supernovæ et de leur rémanent en astrophysique de laboratoire : influence du champ magnétique et du rayonnement. Astrophysique [astro-ph]. Institut Polytechnique de Paris, 2023. Français. NNT : 2023IPPAX124 . tel-04547796

HAL Id: tel-04547796

<https://theses.hal.science/tel-04547796>

Submitted on 16 Apr 2024

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.

NNT : 2023IPPAX124

Thèse de doctorat



Etudes des supernovæ et de leur rémanent en astrophysique de laboratoire : influence du champ magnétique et du rayonnement

Thèse de doctorat de l'Institut Polytechnique de Paris
préparée à l'École Polytechnique

École doctorale n°626 Institut Polytechnique de Paris (ED IPP)
Spécialité de doctorat : Astrophysique

Thèse présentée et soutenue à Palaiseau, le 6 novembre 2023, par

Yaniss Benkadoum

Composition du Jury :

Fabien Dorchies Directeur de recherche, Université de Bordeaux	Président
Emeric Falize Directeur de recherche, CEA-DAM, Observatoire de Paris	Rapporteur
Alexis Casner Directeur de recherche, Centre Lasers Intenses et Application (UMR 5107)	Rapporteur
Claire Michaut Directrice de recherche, Observatoire de la côte d'Azur	Examinatrice
Salvatore Orlando Directeur de recherche, Observatoire Astronomique de Palerme	Examineur
Michel Koenig DR1, Ecole Polytechnique, Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses (UMR 7605)	Directeur de thèse
Bruno Albertazzi Chargé de recherche, CNRS, Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses (UMR 7605)	Invité

ith wacultiw
à ma famille
для моей семьи

Table des matières

Introduction	11
- Discussion introductive	11
- Sujets et motivations de la thèse	12
- Plan de la thèse	14
Partie 1 : Généralités	21
I Physique des Hautes Densités d’Energie et Astrophysique de Laboratoire	23
- 1 - Physique des Hautes Densités d’Energie (HDE)	23
• Définition	23
• Généralités sur les plasmas	24
• Approches et mesures des propriétés thermodynamiques	26
• Contexte astrophysique	27
• Mort et vie des étoiles	30
• Problématiques astrophysiques de cette thèse	33
- 2 - Astrophysique de Laboratoire	38
• Similarités	39
• Ondes de choc générées par lasers	40
II Hydrodynamique et physique des chocs	45
- 1 – Hydrodynamique	45
• Dynamique des fluides : cas du fluide parfait	45
• Ecoulement d’un fluide non parfait	47
• Ecoulement d’un fluide non-idéal en régime radiatif	47
• Ecoulement d’un fluide non-idéal magnétisé en régime radiatif	49
- 2 - Physique des chocs	53
• Définition	53
• Rankine-Hugoniot	55
• Chocs radiatifs	56
• Chocs radiatifs magnétisés	60
- 3 - Les lois d’échelles	61
• Lois d’échelle et nombres adimensionnés	61
• Hypothèses et limites	68

• Exemple de correspondance <i>in situ</i> - <i>ex situ</i>	69
II Instabilités hydrodynamiques et turbulence	71
- 1 - Les instabilités hydrodynamiques	71
• Définition	71
• Instabilités de Rayleigh-Taylor	72
• Instabilités de Kelvin-Helmholtz	83
• Instabilités de Richtmyer-Meshkov	86
- 2 - La turbulence	89
• Définition	89
• Formalisme théorique	90
- 3 - Les instabilités et la turbulence dans la PHDE	94
• La Fusion par Confinement Inertiel (FCI)	94
• L'instabilité et la turbulence en astrophysique	96
Partie 2 : Concepts et fonctionnement des expériences et simulations	109
IV Réalisation des expériences	111
- 1 - Installations de laser de puissance : régimes nano et pico	111
• Organes d'une chaîne optique de laser de puissance	112
• Durée d'impulsion nanoseconde et picoseconde	113
• La répartition spatiale de l'énergie du faisceau	114
• Compensation des fluctuations d'énergies résiduelles	115
• Présentation des installations LULI2000 et GEKKO XII	116
• Un cran au-dessus : le LMJ et le NIF	119
• D'autres installations pour les sources de rayonnement x	121
- 2 – Cibles	122
• Présentation	122
• Dimensionnement et optimisation des cibles	124
- 3 - Sonder la matière	126
• Diagnostics passifs	126
• Diagnostics actifs	128
• Détecteurs	132
- 4 - Simulations des expériences	134
• Code de simulation hydrodynamique : une boîte noire éclairée	135
• FLASH	137

• MULTI	138
• Diagnostics synthétiques	139
Partie 3 : Expériences d’astrophysique de laboratoire	147
V Les instabilités de Rayleigh-Taylor en régime classique et radiatif	149
- 1 - Les IRT en régime classique	149
• Contextualisation	149
• Objectifs	149
• Montage	150
• La cible	150
• Mesures et fluctuations	152
• Résultats	153
• Les simulations	160
- 2 – Turbulence	162
• Le protocole	162
• Les résultats et interprétation de l’analyse	164
• Comparaison des résultats avec la campagne SACLA précédente	168
• Conclusion sur la turbulence	169
- 3 - Les IRT en régime radiatif	169
• Objectifs	169
• Le régime radiatif	170
• Contexte	170
• Dimensionnement de la cible	171
• La cellule	175
• Les diagnostics	177
• Résultats et observations	178
• Comparaison entre 100 mbar et 1 bar	181
• Perspectives	182
VI Chocs radiatifs : campagnes sur GEKKO XII, LMJ et LULI2000	187
- 1 – Contextualisation	187
• Re-contextualisation astrophysique	187
• Travaux précédents	187
- 2 - GEKKO XII : chocs radiatifs et régimes optiques	188
• Objectifs	188

● La cellule cible	190
● Dispositif expérimental	190
● Préchauffage	191
● Mesure des vitesses du choc et du précurseur	193
● Décélération radiative	198
● Etalonnage des simulations en vitesse	299
● Le précurseur radiatif	200
● Détente de l'obstacle	204
● Caractérisation des chocs engendrés	209
- 3 - LMJ : atteindre un régime hautement radiatif	212
● Objectifs	212
● La cible	212
● Paramètres laser et diagnostics	214
● Résultats des tirs	217
- 4 - Le LULI2000 : une plateforme pour les chocs radiatifs magnétisés	222
● Motivation de l'expérience	222
● Description de la cible	223
● Diagnostics	224
● Comparaison des cibles cylindriques et quadrangulaires	224
● Problème de vitesse	225
● Problème de remplissage des cellules	227
● Choc radiatif et champ magnétique	229

VII Chocs radiatifs magnétisés : étude numérique **235**

- 1 - Contexte	235
● Contexte astrophysique	235
● Contexte expérimental et objectifs	237
● Les diagnostics	248
- 2 – Dimensionnement	239
● Dimensionnement 1D avec MULTI	239
● Simulation en 2D avec FLASH	241
- 3 - Caractéristique du choc radiatif engendré	242
● Vitesse et nombres sans dimensions	242
● Longueur du précurseur	244
- 4 - Magnétisation du choc	247

• La magnétisation du choc et du précurseur	247
• Explications magnétohydrodynamiques	259
• Comparaison champ perpendiculaire et champ parallèle	250
• Amplification du champ magnétique	251
• Ablation et compression de l'obstacle	252
• Développement d'instabilités dans le front de choc	255
- 5 - Discussion astrophysique	256

VIII Caractérisation de sources x **263**

- 1 - Dispositif expérimental	263
• Concept de l'expérience	263
• Diagnostics et détecteurs employés	264
- 2 - La résolution	265
• La méthode 90-10	265
• La méthode par fonction de transfert optique	267
• La méthode du rapport	271
- 3 - Analyses des données : la résolution	272
• Paramètres du <i>backlighter</i>	272
• Paramètres d'interaction	275
- 4 - Caractérisation du spectre	279
• Rayons x mous ($\leq 10 \text{ keV}$)	279
• Rayons x durs ($\geq 10 \text{ keV}$)	282
• Le bremsstrahlung	283
- 5 - Conclusion	285

Partie 4 : Conclusions et perspectives **291**

IX Conclusions et perspectives **292**

- 1 - Rétrospectives du travail effectué	292
- 2 - Perspectives	295
- 3 - Conclusion personnelle	296

X Remerciements **297**

Introduction

Discussion introductive

Cette thèse s'inscrit dans le cadre d'une discipline récente : l'astrophysique de laboratoire. Ces deux termes dont la combinaison forme presque un oxymore peuvent être liés grâce à l'avènement d'une nouvelle technologie qui jouera tout au long de ces travaux le rôle de trait d'union : les machines d'énergies pulsées. Pour bien comprendre le domaine d'application de cette nouvelle discipline il suffit de décortiquer son appellation. L'astrophysique s'affaire à expliquer les phénomènes se produisant dans l'univers. Elle fonctionne de pair avec l'astronomie qui elle, se préoccupe moins des mécanismes physiques internes des astres mais plus de leur mécanique céleste. Bien qu'ayant fait des progrès colossaux depuis le début du siècle dernier, où l'on ignorait encore l'existence des galaxies et des corps extérieurs à la nôtre, l'astrophysique reste parfois tributaire des observations. Cela ralentit significativement l'avancée de certaines théories et compréhensions qui ne peuvent discriminer les différents modèles candidats. Additionnellement à cette quantité limitée d'informations, suivant les objets et processus étudiés par observation, certains peuvent, de notre point de vue, nous apparaître comme figés dans le temps. Autant d'inconvénients que l'astrophysique de laboratoire se propose de contrer, car, en effet, dans « astrophysique de laboratoire », il y a « laboratoire ». Et grâce à des lois d'échelle, à la notion de similarité et à l'aide de nombres adimensionnés, il est possible de reproduire en laboratoire, et donc dans des conditions contrôlées, des phénomènes plus ou moins similaires à des processus et corps astrophysiques. Cela permet ainsi de s'affranchir des problèmes d'échelles de temps et d'espace en étudiant un processus s'apparentant à un phénomène astrophysique et ce, dans l'entière ou presque de son évolution.

Pour cela, il est nécessaire de mettre la matière dans des conditions extrêmes de température et pression. Ce régime hautement énergétique de la matière est décrit via une physique particulière nommée, *Physique des Hautes Densités d'Énergie* (PHDE). Plus précisément, ce domaine de la physique désigne la science d'un système qui possède une densité d'énergie dépassant les $10^{11} \text{ J} \cdot \text{m}^{-3}$, ce qui correspond par exemple à une pression dépassant 1 Mbar. Les installations de laser de puissance nous permettent d'atteindre ce genre de régime, car avec un volume typique de dépôt d'énergie de 1 mm^3 , il suffit de 100 joules pour porter un système dans les conditions relatives à la PHDE. Sachant que les installations les plus modestes que nous allons utiliser (LULI2000, GEKKO XII, ...) possèdent des capacités multi kilojoules, nous comprenons ainsi que ces installations de laser de puissance seront des outils adéquats à nos aspirations astrophysiques.

La PHDE contrôlée en laboratoire permet d'étudier de nombreux sujets. En effet, les différentes durées d'impulsions et énergies que peuvent fournir les installations laser produisent une large palette des possibles. Notamment, distinguons les impulsions longues (de quelques centaines de picosecondes à quelques nanosecondes) des impulsions courtes (de quelques femtosecondes à quelques picosecondes). Différentes mais souvent complémentaires, ces deux types d'impulsions sont utilisées par les expérimentateurs pour explorer les différents sujets d'astrophysiques reproductibles en laboratoire. Citons par exemple les investigations qui sont menées sur les propriétés thermodynamiques de la matière avec soit leur opacité [BAILEY-2015], soit leurs équations d'état [GUARGUAGLINI-2019]. Dans ces conditions de fortes compressions, des comportements nouveaux et parfois exotiques apparaissent, ce

qui permet ensuite aux planétologues de mieux comprendre les observations faites sur certaines des planètes de notre système solaire [NELLIS-2015] ainsi que sur leur composition interne. La physique stellaire est elle aussi à l'honneur en astrophysique de laboratoire. Par exemple, l'étude en laboratoire des ondes plasmas créées par l'interaction et l'excitation du plasma de la photosphère du Soleil avec ses sursauts électroniques [MARQUES-2020] permettent de comprendre un peu mieux les observations de ces couplages électromagnétiques provenant du Soleil [PICK-2008]. Dans la continuité de la physique relative aux étoiles, une large partie des expériences en laboratoire se propose d'étudier les instabilités hydrodynamiques qui peuvent notamment se retrouver dans les supernovæ et leurs rémanents [REMINGTON-2000]. Les vestiges des étoiles passées sont des sujets d'étude opimes pour l'astrophysique de laboratoire tout comme ceux relatifs à leur naissance. L'étude en laboratoire de l'interaction entre une onde de choc et un objet sphérique représentant, par exemple, un nuage moléculaire, nous donne de cruciales informations sur les conditions et processus amenant à la formation d'une protoétoile [ALBERTAZZI-2022].

Un dernier secteur de recherche, qui n'est pas l'un des moindres, se trouve être un peu plus concret et sociétal : la fusion par confinement inertiel. Cet objectif, que l'on peut sans se cacher qualifier d'ambitieux, vise à reproduire *ex situ* la fusion de l'hydrogène et ce, de manière pérenne et contrôlée pour à terme être exploitée comme source d'énergie pour l'humanité. Dans cette optique, des installations de grandes envergures et délivrant des énergies nettement supérieures aux installations de taille moyenne (plus d'un mégajoule contre quelques kilojoules) sont nécessaires. Citons les deux installations phares dans ce domaine : le *Laser Mégajoule* (LMJ) en France et le *National Ignition Facility* (NIF) en Californie, Etats-Unis.

C'est donc dans cette discipline située au carrefour de l'expérience, et ses exigences concrètes, de l'astrophysique et de la physique des plasmas que les travaux de cette thèse s'inscriront.

Sujets et motivations de la thèse

Les sujets de cette thèse sont multiples. En effet, de par la progression antérieure de mes prédécesseurs, à qui je dois beaucoup, sur les chocs radiatifs : T. Vinci [VINCI-THESE], T. Michel [MICHEL-THESE], A. Dizière [DIZIERE-THESE] pour ne citer qu'eux, ainsi que sur les instabilités de Rayleigh-Taylor (IRT) : G. Rigon [RIGON-THESE], les travaux de cette thèse possèdent une forte influence du passé. L'ajout d'une composante magnétique dans les chocs étudiés apporte cependant une pointe d'innovation dans ces travaux.

Les instabilités, le rayonnement et le champ magnétique sont trois composantes dont l'évaluation est très compliquée dans de nombreux objets et processus astrophysiques : effondrement de nuages moléculaires et formation stellaire, rémanents de supernovæ, choc d'accrétion, jets d'étoiles jeunes, ... Ces composantes ont donc tout à fait leur place dans des expériences d'astrophysique de laboratoire, où l'expérimentateur pourra sérieusement contrôler la mesure de leur importance et simultanément observer leurs effets.

Les chocs radiatifs combinent l'hydrodynamique et la physique du rayonnement. Effectivement, un choc est qualifié de radiatif lorsque que son évolution hydrodynamique classique est perturbée et modifiée par son rayonnement dont la part en énergie, relativement à l'énergie totale du système, n'est plus négligeable. Le choc va ainsi communiquer une énergie non négligeable au travers de son rayonnement

qui va modifier en amont la matière pas encore choquée, et ainsi, former une zone aux conditions modifiées précédant le choc, nommée précurseur radiatif. Des développements et études théoriques de ces chocs radiatifs existent en nombre [ZELDOVITCH-1967 ; DRAKE-2005 ; MIHALAS-2013], cependant quelques ombres au tableaux persistent, notamment lorsque le caractère radiatif d'un processus est couplé avec un champ magnétique.

D'un point de vue astrophysique, beaucoup de phénomènes impliquent des chocs radiatifs : des rémanents de supernovæ [BLONDIN-1998] aux disques d'accrétion et étoiles à neutrons [SHAPIRO-1975 ; FUKUE-2019] en passant par les variables cataclysmiques [BUSSCHAERT-2015 ; VANBOXSOM-2018] et les jeunes objets stellaires [ORLANDO-2013]. Parmi ces nombreux objets, beaucoup réinjectent de l'énergie dans le milieu interstellaire en le perturbant avec de forts chocs radiatifs. Ainsi, le taux de formation des étoiles est affecté aux travers de mécanismes rétroactifs. L'étude de ces chocs radiatifs permet donc une meilleure compréhension de la physique galactique. De même, l'interaction des flots de matières issues d'une supernova avec la matière circumstellaire peut, selon les conditions, induire la formation de chocs radiatifs et de précurseurs [CHEVALIER-1982] ainsi que des situations instables du point de vue de Rayleigh-Taylor et ce, dans un régime radiatif [KURANZ-2018].

Le couplage de chocs radiatifs avec des champs magnétiques possède également une importance considérable. Premièrement, un précurseur magnétique peut émerger en amont du choc. Celui-ci peut notamment modifier les échanges radiatifs de la zone de choc, chose qui tend à stabiliser les perturbations thermiques [ORLANDO-2012]. Etant omniprésent mais très mal évalué dans les petites échelles, le champ magnétique est souvent sous-estimé alors que son impact est soupçonné être bien plus conséquent que ce qui est pour l'instant admis. Notamment, il rentre en compétition avec le refroidissement radiatif qui est alors diminué par le confinement magnétique. Les structures des chocs radiatifs sont ainsi modifiées en profondeur.

Quant aux instabilités, la superposition des couches des différents matériaux d'une étoile se retrouve également lorsque cette dernière entrera dans son processus de mort et éjectera sa masse coronale dans le milieu circumstellaire. Chaque couche étant constituée à chaque fois de quasiment un seul élément, un saut de densité important existe donc entre deux couches superposées. L'onde de choc ultime qui traversera l'ensemble de l'étoile et dispersera aux quatre coins de l'univers la matière de l'étoile permet donc d'obtenir une situation instable d'un point de vue Rayleigh-Taylor (nous dirons aussi RT-instable) lors de cette phase initiale des rémanents de supernovæ (RSN). Des observations d'éléments lourds dans les bordures externes de récents RSN tels que SN1987A indiquent que les instabilités ainsi que la turbulence, qui elle, préexiste déjà depuis les convections internes aux étoiles [CANUTO-1998], pourraient jouer des rôles majeurs et considérables dans le mélange des couches lors de cette première phase [YAMASHITA-2002]. Additionnellement, les RSN deviennent RT-instables lors de leur phase Taylor-Sedov, qui succède celle d'expansion libre et précède celle de dispersion et de refroidissement par rayonnement. Cette phase correspond à celle où la sphère en expansion du choc entre la matière froide circumstellaire et la matière chaude de l'éjecta commence à ralentir de par l'accumulation suffisante de matière balayée. Cette étape de l'évolution des RSN est encline aux IRT [RIBEYRE-2004 ; ARNETT-1991]. La turbulence n'étant jamais loin lorsqu'il est question d'instabilités, l'observation de la transition de l'un à l'autre a déjà été faite en laboratoire [RIGON-2021]. La turbulence dans les RSN est un aspect à sérieusement prendre en compte car elle peut notamment engendrer des champs magnétiques ou en amplifier des préexistants par effet dynamo [VAINSHTEIN-1972 ; MEINECKE-2014 ; TZEFERACOS-2017], ce qui modifiera conséquemment le comportement des instabilités et donc les structures visibles dans les RSN.

Différemment mais tout aussi considérablement, les IRT ainsi que la turbulence, favorisant la croissance du champ magnétique, seront impliquées dans les structures des proéminences solaires [HILLIER-2017]. La turbulence et les instabilités interviennent donc lors de la mort des étoiles mais elles sont également présentes lors de leur naissance. En effet, la turbulence des flots de matière pouvant apparaître pour diverses raisons : ultime souffle d'une étoile trépassée, rencontre de nuages moléculaires, jets de matière suite à la phase d'accrétion d'une étoile naissante, ... peut entraîner par inhomogénéité de la densité l'effondrement de nuages moléculaires et par conséquent initier la formation d'une étoile. De même, l'instabilité joue un rôle potentiellement important, selon certaines études, dans le taux d'accrétion des protoétoiles [KRUMHOLZ-2009].

Les grands sujets de cette thèse se retrouvent donc dans plusieurs situations communes. La considération simultanée, au moins deux à deux, du rayonnement, du champ magnétique et des instabilités restant encore partiellement inexploree, de multiples expériences cherchant à mêler au moins deux des trois composantes phares de cette thèse ont récemment vu le jour [KURANZ-2018 ; HUNTINGTON-2018 ; JIANG-2013 ; JACQUET-2011 ; HILLIER-2016]. Cette pléthore de situations astrophysiques faisant intervenir ces trois composantes physiques et le manque d'expériences reproduisant leurs actions concomitantes ont motivé les travaux et études de cette thèse.

Plan de la thèse

Les écrits contenus dans ce document rassemblent les travaux réalisés au cours de cette thèse. Nous allons ici détailler la structure et l'organisation choisies afin de donner un aperçu global de l'ouvrage.

Les deux premières parties auront pour visée d'introduire et d'expliquer une multitude de points théoriques et techniques utiles à la bonne compréhension des travaux réalisés. Elles s'intituleront respectivement « **Généralités théoriques** » et « **Concepts et fonctionnement des expériences et simulations** ». La troisième partie rassemblera les résultats expérimentaux et leurs analyses sous-jacentes ainsi que les simulations réalisées au cours de mon travail de thèse. Une ultime partie conclura cette thèse en résumant les principaux résultats obtenus tout en les discutant. Ce quatrième acte prendra également du recul sur le travail effectué afin de donner une vision sur les possibles ouvertures et prolongations. Maintenant, précisons brièvement un à un le contenu de chacune de ces quatre parties.

La première partie sera divisée en trois chapitres. Le premier chapitre intitulé « **Physique des Hautes Densités d'Énergie et Astrophysique de Laboratoire** » introduira la Physique des Hautes Densités d'Énergie (PHDE) tout en faisant un rappel utile sur la physique des plasmas. Un premier contexte sera dressé, permettant de donner une idée des situations astrophysiques correspondant à des régimes de HDE. Une partie explicitant les problématiques astrophysiques liées à cette thèse et à ses trois principaux chevaux de bataille, à savoir : **les instabilités hydrodynamiques, les chocs radiatifs et la magnétisation de l'environnement d'étude**, terminera cette première moitié de partie.

Le second chapitre de cette partie, s'affaira à exposer toutes les notions pertinentes relatives à l'**hydrodynamique**. Ce chapitre se découpera de la manière suivante : des généralités sur l'hydrodynamique, notamment les équations d'Euler et de Rankine-Hugoniot, seront présentées. Le traitement du choc ayant été ainsi initié, un développement particulier autour des chocs radiatifs puis des chocs magnétisés sera ensuite réalisé. Dès lors, les explications de la notion de lois d'échelle et de

nombres adimensionnés pourront être données. Après avoir évoqué les hypothèses et limites des dimensionnements réalisés entre des situations astrophysiques et celles dans nos laboratoires, les **instabilités hydrodynamiques** que nous rencontrerons dans ces travaux seront présentées dans le troisième chapitre de cette partie : « **Instabilités hydrodynamiques et turbulence** ». Par extension, la turbulence, qui nourrira par la suite certains développements dans mes travaux, sera à son tour introduite. Enfin, pour terminer ce troisième chapitre, et par conséquent cette première partie, des exemples de situations instables et de turbulence dans la PHDE seront cités.

La deuxième partie s'intitule « **Concepts et fonctionnement des expériences et simulations** ». Elle aussi sera composée de deux chapitres. Le premier s'attachera à expliquer comment nos expériences sont réalisées. Cela implique donc la présentation des installations laser, notamment le **LULI2000**, **GEKKO XII**, le **XFEL SACLA**, le **LMJ** et le **NIF**, qui ont directement été utilisées au cours de ces travaux. En sus des installations laser, les deux autres protagonistes de nos expériences seront exposés : les cibles et les diagnostics. Notons que les deux types de diagnostics, à savoir actifs et passifs, seront décrits. Une attention particulière sera également donnée à la radiographie x par projection de source ponctuelle. Le second chapitre de cette partie concernera les simulations, et notamment, les codes de simulation **MULTI**, qui est un code hydrodynamique radiatif, et **FLASH**, qui lui est un code magnétohydrodynamique radiatif, que j'ai utilisés pendant ma thèse.

La troisième partie, qui sera à proprement parlé celle qui contiendra le fruit de mon travail, présentera les différentes expériences menées au cours de ces trois années de travail ainsi que les analyses et simulations réalisées autour d'elles. A chaque expérience et donc sujet d'étude, un chapitre y sera dévoué. Ils s'articuleront toujours, plus ou moins, de la même manière : une présentation de l'expérience, une mise en contexte astrophysique, le dimensionnement le cas échéant puis les observations, dans les cas d'études numériques, ou les résultats d'analyse, dans les cas d'expériences réalisées. A chaque fois une brève conclusion ponctuera le chapitre. Dans l'ordre, les expériences et sujets traités seront : les **instabilités de Rayleigh-Taylor en régime hydrodynamique classique** sur l'installation XFEL de SACLA au Japon, **ces mêmes instabilités en régime radiatif avec notre proposition d'expérience sur le LMJ**, l'étude des **chocs radiatifs** au travers d'une **expérience sur GEKKO XII**, le **LMJ** et le **LULI2000** et finalement la proposition de l'**étude d'un choc radiatif magnétisé sur le LULI2000**. Un dernier chapitre, différent des autres, s'intéressera au développement de sources x générées par impulsion courte à utiliser pour des radiographies par projection de sources ponctuelles. Cet ultime chapitre nourrira quelques réflexions autour de la notion de résolution et présentera les résultats de l'analyse de campagnes menées conjointement avec le CEA sur le PICO2000.

La quatrième et dernière partie se composera de la conclusion générale et des sempiternels remerciements. Dans la partie conclusive, nous reviendrons sur les principaux résultats des travaux réalisés pour ensuite ouvrir le contenu de cette thèse à de possibles futures prolongations et extensions.

Références

- [ALBERTAZZI-2022] B. Albertazzi, P. Mabey, T. Michel, G. Rigon, J. R. Marquès, S. Pikuz, S. Ryazantsev, E. Falize, L. Van Box Som, J. TZEecke, N. Ozaki, G. Gregori and M. Koenig, « Triggering star formation: Experimental compression of a foam ball induced by Taylor-Sedov blast waves », *Matter and Radiation at Extremes*, vol. 7, n. 3, (2022).
- [ARNETT-1991] D. Arnett, B. Fryxell and E. Mueller, « Instabilities in SN1987A and other supernovæ », *High-Energy Astrophysics : American and Soviet perspectives/proceedings from the US-USSR workshop on High-Energy Astrophysics*, National Academies Press, (1991).
- [BAILEY-2015] J.E. Bailey, T. Nagayama, G.P. Loisel, G.A. Rochau, C. Blancard, J. Colgan, Ph. Cosse, G. Faussurier, C.J. Fontes, F. Gilleron, I. Golovkin, S.B. Hansen, C.A. Iglesias, D.P. Kilcrease, J.J. MacFarlane, R.C. Mancini, S.N. Nahar, C.Orban, J.-C. Pain, A.K. Pradhan, M. Sherrill and B.G. Wilson, « A higher-than-predicted measurement of iron opacity at solar interior temperatures », *Nature*, vol. 517, p. 56-59, (2015).
- [BLONDIN-1998] J.M. Blondin, E.B. Wright, Kazimierz, J. Borkowski and S.P. Reynolds, « Transition to the radiative phase in supernova remnants », *The Astrophysical Journal*, vol. 500, n. 1, p. 342, (1998).
- [BUSSCHAERT-2015] C. Busschaert, E. Falize, C. Michaut, J.M. Bonnet-Bidaud and M. Mouchet, « Quasi-periodic oscillations in accreting magnetic white dwarfs-II. The asset of numerical modelling for interpreting observations », *Astronomy and Astrophysics*, vol. 579, (2015).
- [CANUTO-1998] V.M. Canuto and J. Christensen-Dalsgaard, « Turbulence in astrophysics : Stars », *Annual Review of Fluids Mechanics*, vol. 30, n. 1, p. 167-198, (1998).
- [CHEVALIER-1982] R.A. Chevalier, « Are young supernova remnants interacting with circumstellar gas », *the Astrophysical Journal*, vol. 259, (1982).
- [DIZIERE-THESE] A. Dizière, « Astrophysique de laboratoire avec les lasers de haute énergie et de haute puissance : des chocs radiatifs aux jets d'étoiles jeunes », *Ecole Polytechnique*, (2012).
- [DRAKE-2005] R.P. Drake, « High Energy Density Laboratory Astrophysics », Edition Springer-Dordrecht, (2005).
- [FUKUE-2019] J. Fukue, « Radiative shocks in disk accretion », *the Astronomical Society of Japan*, vol. 71, n. 2, p. 38, (2019).
- [GUARGUAGLINI-2019] M.Guarguaglini, J.-A. Hernandez, T. Okuchi, P. Barroso, A. Benuzzi-Mounaix, M. Bethkenhagen, R. Bolis, E. Brambrink, M. French, Y. Fujimoto, R. Kodama, M. Koenig, F. Lefevre, K. Miyanishi, N. Ozaki, R. Redmer, T. Sano, Y. Umeda, T.Vinci and A. Ravasio, « Laser-driven shock compression of “synthetic planetary mixtures” of water, ethanol and ammonia », *Scientific Reports*, vol. 9, n. 1, p. 1-9, (2019).
- [HILLIER-2016] A.S. Hillier, « On the nature of the magnetic Rayleigh-Taylor instability in astrophysical plasma: the case of uniform magnetic field strength », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 462, n. 2, (2016).
- [HILLIER-2017] A.S. Hillier, « The magnetic Rayleigh-Taylor instability in solar prominences », *Reviews of modern plasma physics*, vol. 2, n. 1, p. 1-47, (2018).

[HUNTINGTON-2018] C.M. Huntington, A. Shimony, M. Trantham, C.C. Kuranz, D. Shvarts, C.A. Di Stefano, F.W. Doss, R.P. Drake, K.A. Flippo, D.H. Kalantar, S.R. Klein, J.L. Kline, S.A. MacLaren, G. Malamud, A.R. Miles, S.T. Prisbrey, K.S. Raman, B.A. Remington, H.F. Robey, W.C. Wan and H.-S. Park, « Ablative stabilization of Rayleigh-Taylor instabilities resulting from a laser-driven radiative shock », *Physics of Plasmas*, vol. 25, (2018).

[JACQUET-2011] E. Jacquet and M.R. Krumholz, « Radiative Rayleigh-Taylor instabilities », *The Astrophysical Journal*, vol. 730, n. 2, p. 116, (2011).

[JIANG-2013] Y.F. Jiang, S. W. Davis and J.M Stone, « Nonlinear evolution of Rayleigh-Taylor instability in a radiation-supported atmosphere », *The Astrophysical Journal*, vol. 763, n. 2, p. 102, (2013).

[KURANZ-2018] C.C. Kuranz, H.S. Park, C.M. Huntington, A.R. Miles, B.A. Remington, T. Plewa, M.R. Trantham, H.F. Robey, D. Shvarts, A. Shimony, K. Raman, S. MacLaren, W.C. Wan, F.W. Doss, J. Kline, K. A. Flippo, G. Malamud, T.A. Handy, S. Prisbrey, C.M. Krauland, S.R. Klein, E.C. Harding, R. Wallace, M.J. Grosskopf, D.C. Marion, D. Kalantar, E. Giraldez and R.P. Drake, « How high energy fluxes may affect Rayleigh-Taylor instability growth in young supernova remnants », vol. 9, n. 1, p. 1-6, (2018).

[KRUMHOLZ-2009] M.R. Krumholz, R.I Klein, C.F. McKee, S.S. Offner and A.J. Cunningham, « The formation of massive star systems by accretion », *Science*, vol. 323, n. 5915, p. 754-757, (2009).

[MARQUES-2020] J.-R. Marques, C. Briand, F. Amiranoff, S. Depierreux, M. Grech, L. Lancia, F. Perez, A. Sgattoni, T. Vinci and C. Riconda, « Laser-plasma interaction experiment for Solar burst studies », *Physical Review Letters*, vol. 124, n. 13, (2020).

[MEINECKE-2014] J. Meinecke, H.W. Doyle, F. Miniati, A.R. Bell, R. Bingham, R. Crowston, R.P. Drake, M. Fatenejad, M. Koenig, Y. Kuramitsu, C.C. Kuranz, D.Q. Lamb, D. Lee, M.J. MacDonald, C.D. Murphy, H-S. Park, A. Pelka, A. Ravasio, Y. Sakawa, A.A. Schekochihin, A. Scopatz, P. Tzeferacos, W.C. Wan, N.C. Woolsey, R. Yurchak, B. Reville and G. Gregori, « Turbulent amplification of magnetic fields in laboratory laser-produced shock waves », *Nature Physics*, vol. 10, p. 520-524, (2014).

[MICHEL-THESE] T. Michel, « Etude des chocs radiatifs dans le cadre de l'astrophysique de laboratoire », Ecole Polytechnique, Spécialité : physique des plasmas, (2019).

[MIHALAS-2013] D. Mihalas and B.W. Mihalas, « Foundations of radiation hydrodynamics », Edition Courier Corporation, (2013).

[NELLIS-2015] W. Nellis, « The unusual magnetic fields of Uranus and Neptune », *Modern Physics Letters B*, vol. 29, (2015).

[ORLANDO-2012] S. Orlando, F. Bocchino, M. Miceli, O. Petruk and M. L. Pumo, « Role of ejecta clumping and back-reaction of accelerated cosmic rays in the evolution of type Ia supernova remnants », *The Astrophysical Journal*, vol. 749, n. 156, (2012).

[ORLANDO-2013] S. Orlando, R. Bonito, C. Argiroffi, F. Reale, G. Peres, M. Miceli, T. Matsakos, C. Stehlé, L. Ibgui, L. de Sa, J. P. Chièze and T. Lanz, « Radiative accretion shocks along nonuniform stellar magnetic fields in classical T Tauri stars », *Astronomy and Astrophysics*, vol. 559, (2013).

[PICK-2008] M. Pick and N. Vilmer, « Sixty-five years of solar radioastronomy: flares, coronal mass ejections and Sun-Earth connection », *The Astronomy and Astrophysics Review*, vol. 16, p. 1-153, (2008).

- [REMINGTON-2000] B.A. Remington, R.P. Drake, H. Takabe and D. Arnett, « A review of astrophysics experiments on intense lasers », *Physics of Plasmas*, vol. 7, n. 5, p. 1641-1652, (2000).
- [RIBEYRE-2004] X. Ribeyre, V.T. Tikhonchuk and S. Bouquet, « Compressible Rayleigh-Taylor instabilities in supernova remnants », *Physics of Fluids*, vol. 16, n. 12, p. 4661-4670, (2004).
- [RIGON-THESE] G. Rigon, « Instabilités hydrodynamiques: Application à l'astrophysique de laboratoire et diagnostics X à haute résolution », Institut Polytechnique de Paris, (2020).
- [RIGON-2021] G. Rigon, B. Albertazzi, T. Pikuz, P. Mabey, V. Bouffetier, N. Ozaki, F. Barbato, E. Falize, Y. Inubushi, N. Kamimura, K. Katagiri, S. Makarov, M. J.-E. Manuel, K. Miyanishi, S. Pikuz, O. Poujade, K. Sueda, T. Togashi, Y. Umeda, M. Yabashi, T. Yabuuchi, G. Gregori, R. Kodama, A. Casner and M. Koenig, « Micron-scale phenomena observed in a turbulent laser-produced plasma », *Nature Communications*, vol. 12, (2021).
- [SHAPIRO-1975] S.L. Shapiro and E.E. Salpeter, « Accretion onto neutron stars under adiabatic shock conditions », *The Astrophysical Journal*, vol. 198, n. 671, (1975).
- [TZEFERACOS-2017] P. Tzeferacos, A. Rigby, A. Bott, A.R. Bell, R. Bingham, A. Casner, F. Cattaneo, E.M. Churazov, J. Emig, N. Flocke, F. Fiuza, C.B. Forest, J. Foster, C. Graziani, J. Katz, M. Koenig, C.-K. Li, J. Meinecke, R. Petrasso, H.-S. Park, B.A. Remington, J.S. Ross, D. Ryu, D. Ryutov, K. Weide, T.G. White, B. Reville, F. Miniati, A.A. Schekochihin, D.H. Froula, G. Gregori and D.Q. Lamb, « Numerical modeling of laser-driven experiments aiming to demonstrate magnetic field amplification via turbulent dynamo », *Physics of Plasmas*, vol. 24, (2017).
- [VAINSHTEIN-1972] S.I. Vainshtein and Y. B. Zel'dovitch, « Origin of magnetic fields in astrophysics (turbulent dynamo mechanisms) », *Uspekhi Fizicheskikh Nauk*, vol. 106, n. 3, p. 431-457, (1972).
- [VANBOXSOM-2018] L. Van Box Som, E. Falize, J.M. Bonnet-Bidaud, M. Mouchet, C. Busschaert and A. Ciardi, « Numerical simulations of high-energy flows in accreting magnetic white dwarfs », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 473, n. 3, p. 3158-3168, (2018).
- [VINCI-THESE] T. Vinci, « Les chocs radiatifs générés par les lasers à haute énergie : une opportunité pour l'astrophysique de laboratoire », Ecole Polytechnique, Spécialité : Laser-matière, (2006).
- [YAMASHITA-2002] K. Yamashita, A. Noro, T. Ogawa, S. Miyaji and M. Den, « A numerical study of growing mode of Rayleigh-Taylor instability in supernova envelope », *34th COSPAR Scientific Assembly*, vol. 34, p. 2124, (2002).
- [ZELDOVITCH-1967] Y.B. Zeldovitch and Y.P. Raizer, « Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamic phenomena », vol. 1, (1967).

Partie 1 : Généralités théoriques

S'adressant à des experts du domaine ou à des collègues aux sujets de recherche connexes, le manuscrit d'une thèse se doit de fournir les outils, notions et concepts indispensables pour décrypter les explorations scientifiques exposées en son sein. C'est la raison pour laquelle je me dois de commencer par l'introduction de toutes ces fondations intellectuelles afin d'assurer la bonne exploitation et compréhension des approfondissements qui suivront ce prélude.

I Physique des Hautes Densités d'Énergie et Astrophysique de Laboratoire

Ce premier chapitre aura pour mission de niveler les connaissances nécessaires au lecteur sur la génération de plasmas de Hautes Densités d'Énergie (HDE) ainsi que l'astrophysique de laboratoire. Dans cette première partie, un crochet se fera par l'hydrodynamique, cette physique qui s'affaire à décrire l'écoulement des fluides, ainsi qu'un détour par la physique des chocs. Ces deux domaines forment le socle de base de mes travaux de thèse. Après la description du domaine étudié dans cette thèse, à savoir l'astrophysique de laboratoire, le contexte dans lequel s'inscrit ces travaux sera précisé.

- 1 - Physique des Hautes Densités d'Énergie (HDE)

• Définition

En physique, il est souvent nécessaire, en considérant les conditions qui s'appliquent au système étudié, de faire des hypothèses et des approximations. Par exemple, un même système d'étude peut, dans deux situations différentes, faire appel à deux corpus d'approximations et d'équations différents. Prenant l'exemple d'un fluide, placé dans des conditions de pression et de température semblables à l'atmosphère terrestre. Il nécessitera une physique nommée « la thermodynamique » pour que l'étude de ses principales caractéristiques soient correctes. Plaçons ce même fluide à une température proche du zéro absolu (0°K ou environ $-273,15^\circ \text{C}$) et ce n'est plus la thermodynamique mais une approche probabiliste, avec la mécanique quantique, ou encore une approche statistique, avec la physique statistique, qu'il faudra mobiliser afin de comprendre des phénomènes tels que la super fluidité [ALLEN-1938]. Il est donc important de contextualiser l'étude du système d'intérêt afin de faire appel à la bonne physique. Dans notre cas, une majeure partie des phénomènes étudiés dans cette thèse se placent dans des conditions appartenant au régime de la **Physique des Hautes Densités d'Énergie (PHDE)**. Ce régime comprend l'étude des fluides, autrement dit des corps sous forme de liquide, gaz ou de plasma, dans des conditions de densité d'énergie excédant 10^{11}J.m^{-3} . Notons que la pression étant assimilable à une densité d'énergie, ce seuil de 10^{11}J.m^{-3} correspond à une pression de 1 Mbar. Cette définition donnée par différentes institutions telles que le département de l'énergie américain [PHDE-2003], qui semble aux premiers abords barbare et arbitraire, prend tout son sens lorsque que l'on sait que 10^{11}J.m^{-3} correspond à environ la densité d'énergie nécessaire pour ioniser un atome d'hydrogène. En effet, en considérant le niveau d'énergie fondamentale de l'hydrogène : 13,6 eV, ainsi que son rayon de Van der Waals : 120 pm, une simple division nous donne une densité d'énergie de $3 \cdot 10^{11} \text{J.m}^{-3}$. Cette définition de la PHDE devient alors tout à fait pertinente car ce seuil de densité d'énergie correspond donc à la création d'un système en grande partie ionisé, autrement dit un plasma. En considérant que l'astrophysique de laboratoire est le domaine scientifique dans lequel s'inscrit ces travaux, la PHDE se retrouve dans le terme « laboratoire » car ce sont les conditions dans lesquelles les outils que nous utilisons, à savoir les installations laser de haute énergie, interagissent avec la matière. La PHDE se retrouve également dans le terme « astrophysique » car 10^{11}J.m^{-3} correspond non seulement la densité d'énergie d'ionisation de l'hydrogène mais aussi à la densité d'énergie nécessaire pour défaire la liaison moléculaire liant deux atomes d'hydrogène dans une molécule de dihydrogène. Or cette molécule est l'un des composants les

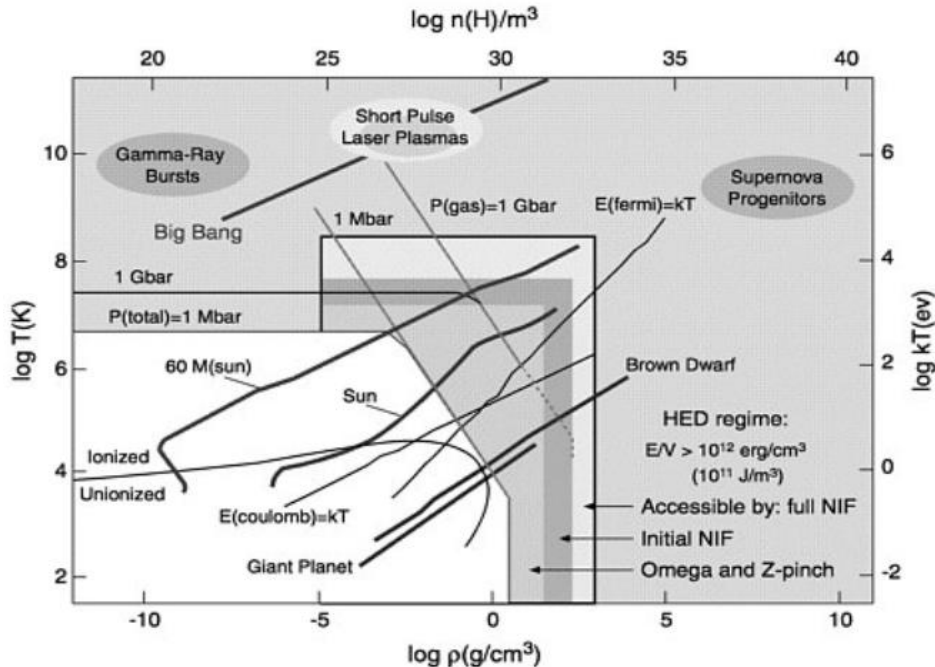


Figure 1.1: Diagramme de phase de l'hydrogène densité/température en échelle logarithmique. Certaines zones de condition de phénomènes astrophysiques sont représentées sur le diagramme. De même, les zones de conditions accessibles selon l'installation laser sont aussi représentées. Crédits [PHDE-2003].

plus présents dans l'univers avec l'hélium et l'hydrogène. Ainsi définie, la PHDE relate donc d'une situation physique où la densité d'énergie injectée dans le système approxime voire excède la densité d'énergie interne du système, ce qui, correspond à divers systèmes astrophysiques dont les régimes sont en partie accessibles grâce aux installations laser de puissance (voir **figure 1.1**).

- **Généralités sur les plasmas**

Le plasma est avant tout le quatrième état de la matière après : le solide, le gaz, le liquide, voire le cinquième si l'on considère le condensat de Bose-Einstein [GRIFFIN-1996]. Il est également l'état de la matière le plus abondant dans l'univers, dont la matière baryonique qui le compose est à 99 pour cent sous forme de plasma. Il est vrai que dans notre quotidien d'humain terrestre nous côtoyons très peu cet état de la matière. Cependant, quelques exemples notables sont accessibles tels que les éclairs ou encore les aurores boréales (voir **figures 1.2** et **1.3**). Ces-dernières sont de ténus plasmas formés par la rencontre du vent solaire composé de particules ionisées déviées par le champ magnétique terrestre et d'atomes de l'atmosphère, notamment l'oxygène et l'azote. Autre exemple à notre portée : l'ionosphère. C'est une couche de l'atmosphère qui termine la stratosphère en débutant 80 km au-dessus de la surface terrestre et se prolonge au-delà de 1000 km d'altitude pour atteindre la magnétosphère. Son appellation lui vient de la forte ionisation de son atmosphère par les rayons UV solaires. C'est d'ailleurs dans cette couche que ce forme les aurores boréales. L'ionosphère, qui en réalité comprend plusieurs couches telles que la mésosphère et la thermosphère, est bien connue dans l'univers des radiocommunications car c'est grâce à cette couche fortement ionisée que des signaux radio peuvent être échangés de part et d'autre de la planète s'affranchissant ainsi de la rotondité de la Terre. En effet, Marconi (Prix Nobel de physique de 1909) fut par exemple le premier à établir une liaison transatlantique par radio en 1901 en utilisant la réflexion de ces-dernières sur l'ionosphère. Les plasmas se retrouvent dans plusieurs autres situations



Figures 1.2 et 1.3 : Photographies d'aurores boréales. La lumière verte caractéristique des aurores est la raie verte à 557.7 nm de l'oxygène atomique. Crédit : Ole Salomonsen.

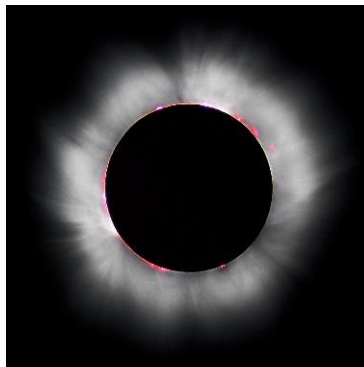


Figure 1.4 : Eclipse solaire de 1994 durant laquelle la couronne solaire a pu être photographiée. Celle-ci s'étend sur des millions de kilomètres comme le montre le diagramme de vitesse du vent solaire dans la figure de gauche. Crédits : M.G. Kivelson

plus exotiques telles que certaines flammes industrielles, les lasers et surtout l'astrophysique où ils sont abondants : plasmas interstellaires, galactiques, interplanétaires et stellaires. Les étoiles en particulier, sont, par excellence, les lieux d'étude des plasmas. De même, leur couronne (couche la plus externe de leur atmosphère s'étalant parfois des millions de kilomètres) est en fait une masse gazeuse en phase de plasma (voir **figure 1.4**).

D'un point de vue physique, un plasma est une phase de la matière constituée de particules chargées, ions et électrons, et neutres restant cependant macroscopiquement électriquement neutre. Un plasma est également caractérisé par le grand nombre de particules différentes qui sont susceptibles de le composer : électrons, atomes neutres, molécules neutres, anions, cations, ... Il faut donc catégoriser les types de plasma afin de simplifier leur étude en faisant toute sortes d'hypothèses et d'approximations aux vues des conditions propres à ceux-ci.

Pour cela il nous faut distinguer deux grandes catégories de plasma : les plasmas froids et les plasmas chauds. Un plasma contient diverses particules chargées et notamment des électrons. Ces particules chargées élémentaires sont très légères comparées aux autres (atomes et ions). De par leur faible inertie, les électrons sont donc les premières particules à absorber l'énergie dans un plasma. Lorsque les électrons sont les seules particules à avoir suffisamment d'énergie pour faire des réactions par collision avec les

autres espèces, les atomes et ions étant plus lourds ne peuvent, en cas de faible excitation, réaliser uniquement des réactions chimiques classiques, le plasma est qualifié de froid ou encore de non thermique. Dans le cas où les ions et autres particules lourdes chargées possèdent une énergie équivalente à celles des électrons, le plasma est par opposition qualifié de chaud ou de thermique.

Pour aider à la catégorisation des plasmas plusieurs paramètres physiques existent. Il y a tout d'abord la température. Celle-ci est le reflet de l'énergie, en effet l'excitation thermique se mesure en physique statistique via la formule $E = k_b T$, avec k_b la constante de Boltzmann. Donc si $T_i \ll T_e$, le plasma sera considéré comme froid. En revanche, si $T_i \approx T_e$ le plasma sera qualifié de chaud. Une autre grandeur physique importante et utile pour caractériser un plasma est son degré d'ionisation α ,

$$\alpha = \frac{n_e}{n_e + n_n} \quad (I.1)$$

Avec n_e la densité électronique et n_n la densité de particules neutres. Si $\alpha \ll 1$, le plasma est dit faiblement ionisé et est souvent considéré comme froid. A l'inverse, si $\alpha \sim 1$ alors le plasma est fortement ionisé et, dans bien des cas, chaud. Seul, le degré d'ionisation ne nous permet pas de statuer sur le caractère d'équilibre du plasma, cependant il apporte des informations sur les fréquences de collisions entre les différentes espèces. Un dernier nombre physique vient ainsi compléter la caractérisation d'un plasma : gamma, Γ , appelé le degré de couplage. Il correspond au rapport de l'énergie moyenne potentielle, E_{int} (ici seule l'énergie potentielle d'interaction coulombienne peut être considérée) et de l'énergie moyenne cinétique, E_{cin} .

$$\left\{ \begin{array}{l} \Gamma = \frac{E_{int}}{E_{cin}} \quad (I.2) \\ E_{cin} = \frac{3}{2} k_b T \quad (I.3) \\ E_{int} = \frac{Z^2 e^2}{4\pi \epsilon_0 d} \quad (I.4) \end{array} \right.$$

Avec k_b la constante de Boltzmann, T la température, Z le numéro atomique de l'espèce, e la charge élémentaire, d la distance séparant les deux corpuscules et ϵ_0 la permittivité du vide. De ce rapport, deux régimes extrêmes se dégagent :

$\Gamma \gg 1$, le plasma est dit couplé. Dans ce cas, les forces électrostatiques modifient le comportement des particules chargées et donc du plasma.

$\Gamma \ll 1$, le plasma est dit cinétique. Il se comporte dès lors quasiment comme un gaz parfait sans que les champs électromagnétiques n'aient d'impacts majeurs sur son évolution.

Notons que la situation intermédiaire, $\Gamma \sim 1$, correspond à un système dans lequel les forces inertielles et électrostatiques sont de mêmes importances.

• Approches et mesure des propriétés thermodynamiques

Dans les travaux de cette thèse, de nombreuses simulations hydrodynamiques sont réalisées. Or pour utiliser les différents codes de simulations, il est nécessaire de les alimenter avec les propriétés

thermodynamiques des différentes espèces mises en jeu : leurs opacités et leurs équations d'états par exemple. Ces propriétés, parmi les plus importantes, sont celles qui permettent de passer d'un pas de temps à un autre dans nos simulations ; il faut absolument renseigner ces quantités soit grâce à un modèle soit grâce à une tabulation.

Afin de mesurer ces propriétés élémentaires, il existe deux principales approches : une dite dynamique et une seconde dite statique. La première approche mesure ces grandeurs physiques lors d'expérience en laboratoire où les conditions de la PHDE sont réunies grâce un phénomène dynamique. Généralement, ce phénomène dynamique se trouve être une onde de choc (aspect que l'on approfondira par la suite). Cette technique permet d'atteindre des conditions de température et de pression extrêmes, notamment dans la zone de choc.

Toutefois, de nombreux inconvénients sont inhérents à cette approche. En effet, pour que les mesures des propriétés citées précédemment soient pertinentes, il faut pouvoir correctement estimer les conditions de pression, température et densité dans lesquelles elles ont été réalisées. Or souvent, l'éphémérité intrinsèque d'un phénomène dynamique rend les mesures compliquées car très contraintes en termes de temps et de reproduction. De plus, l'équilibre ou non de la zone sondée n'est également souvent pas bien établie. Par conséquent, les barres d'erreur des mesures sont non négligeables, ce qui tend à fournir des tables approximatives.

Le second moyen de sonder la matière pour en extirper les mesures de ces grandeurs physiques élémentaires tout en maîtrisant les conditions dans lesquelles la matière se trouve, est l'approche statique. Elle consiste à confiner la matière dans un volume fini afin de contrôler la pression exercée sur l'échantillon à sonder. Une méthode pour confiner la matière dans les conditions de température et de pression souhaitées exploite un laser continu émettant dans l'infrarouge, pour l'apport d'énergie, et des enclumes en diamant pour confiner la matière spatialement. Ces enclumes en diamant possèdent plusieurs avantages : elles sont transparentes à certaines longueurs d'onde dans l'infrarouge ce qui permet le dépôt facile d'énergie grâce au laser les traversant. De plus, leur forme trapézoïdale permet la démultiplication au niveau de l'échantillon de la force exercée sur la base de l'enclume, permettant ainsi d'atteindre des pressions encore plus grandes.

Cette technique permet à la fois de contrôler les conditions de pression et de température avec une bonne précision tout en s'assurant que l'échantillon sondé est à l'équilibre thermodynamique. Cependant, cette technique reste limitée par les conditions qu'elle peut atteindre. En effet, les dernières avancées permettent d'atteindre 1 [ANZELLINI-2020] à 6 Mbar [DUBROVINSKY-2012] mais difficilement plus. De même, la température n'excède souvent pas plus que quelques milliers de degrés tout en étant très locale.

- **Contexte astrophysique**

Cette science de l'univers et des astres que l'on appelle astronomie a beaucoup évolué depuis ses premiers balbutiements. Initialement purement observationnelle, avec des pionniers tels que Tycho Brahé, Galileo Galilei, ou Nicolas Copernic, elle a permis à l'humanité de sortir des croyances dans lesquelles elle s'était enracinée : la platitude de la Terre, le géocentrisme principalement dicté par un excès de vanité, etc. Avec l'étude des spectres, l'astronomie s'est vue affublée de nombreux nouveaux domaines d'études tels que l'astrochimie, la planétologie, la cosmologie ou encore la physique stellaire

formant ainsi la deuxième partie de l'astronomie moderne : l'astrophysique. Comme toute science, l'astrophysique vise à expliquer le fonctionnement des phénomènes naturels à l'aide d'hypothèses comprises dans des théories. Cependant, la confrontation de ces théories et prédictions avec l'impitoyable Nature est difficile. En effet, les observations sont rares et elles ne représentent qu'un instant dans la vie de l'objet étudié. Il faut multiplier les missions observationnelles souvent coûteuses et attendre l'apparition de phénomènes rares.

En somme, il faut se plier aux caprices de la Nature, ralentissant ainsi le progrès de notre compréhension de l'univers. C'est ici qu'intervient l'astrophysique de laboratoire. Insatisfait de se soumettre à cette fatalité qu'est sa dépendance à la Nature, l'humain a réussi à s'en affranchir en reproduisant sur de brefs instants les conditions similaires à celles qui peuvent se retrouver dans une multitude de phénomènes astrophysiques. En dimensionnant les expériences en laboratoire, il est possible de trouver un équivalent astrophysique.

En particulier, il est possible de réaliser en laboratoire de nombreuses et complexes expériences de magnétohydrodynamique, d'hydrodynamique et de physique des plasmas. Ce jeune et prometteur domaine de recherche sera approfondi ultérieurement dans ce premier chapitre. Pour le moment, nous allons ici introduire les situations astrophysiques dans lesquelles la PHDE peut s'inscrire et qui seront donc connexes à tous les développements réalisés dans les travaux de cette thèse.

Commençons par les phénomènes qui impliquent la PHDE mais qui sont clairement hors de portée des recherches en laboratoire pour le moment. La gravitation joue un rôle majeur aux échelles astronomiques. Une analyse dimensionnelle primitive fournit un ordre de grandeur de la pression interne induite par la gravité régnant au sein d'objets en autogravitation. Considérant un objet autogravitant de forme sphérique de masse M , et de rayon R , l'analyse dimensionnelle nous donne une pression gravitationnelle interne P_{grav} :

$$P_{grav} \propto G \frac{M^2}{R^4} \quad (I.5)$$

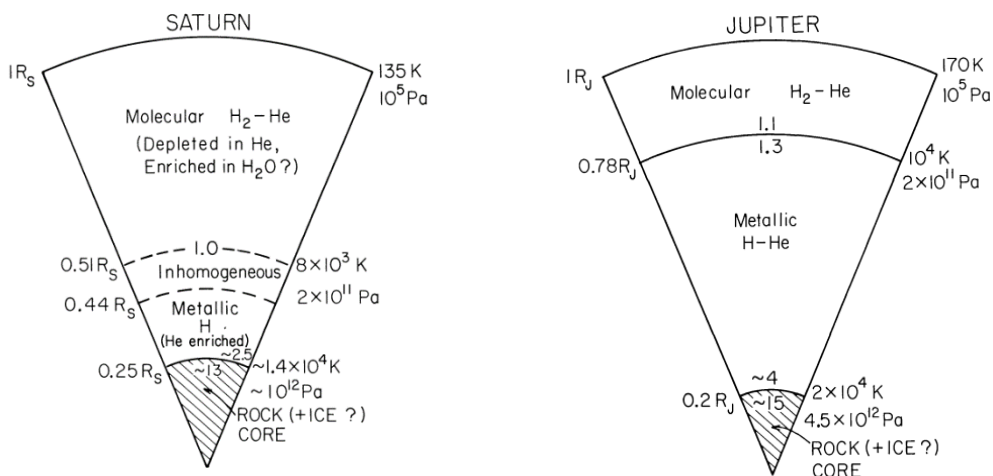
Avec G la constante de gravitation universelle. Cette formule permet de se faire une idée grossière des pressions mises en jeu dans divers objets célestes. Comme le montre la **table 1.1**, il existe un écart considérable entre les conditions physiques des planètes telluriques et gazeuses, et un écart astronomique entre celles des planètes, toutes confondues, et les étoiles.

Les pressions gravitationnelles internes aux étoiles excèdent de loin ce qui est accessible sur Terre. Par exemple dans les étoiles à neutrons, qui sont un type de reliquats *post mortem* d'une étoile, la valeur du champ magnétique à sa surface peut aisément atteindre 10^{14} - 10^{15} G. Surnommées « magnétars », ces objets célestes subissent donc des pressions magnétiques dépassant les 10^{22} bar.

Le terme « astronomique » prend des lors tout son sens. Les estimations quant à la pression interne du Soleil se situent, elles, autour de 200 Gbar. Nous comprenons donc que même l'étoile la plus proche de notre planète implique une physique inaccessible pour encore bien des années.

Corps célestes	Masse (kg)	Rayon (m)	P _{calculée} (Mbar)	P _{mesurée} (Mbar)
Mars	6.4185×10^{23}	3.396×10^6	2.07	~ 2.6
Terre	5.9736×10^{24}	6.371×10^6	3.45	~ 3.6
Neptune	1.024×10^{26}	2.462×10^7	19	~ 10
Jupiter	1.8986×10^{27}	7.149×10^7	27.6	~ 45
Soleil	1.9891×10^{30}	6.96×10^8	1.1×10^4	~ 2×10^5

Table 1.1 : Tableau récapitulant les masses et rayons pour deux planètes telluriques (faites de roches) : Mars et la Terre, deux planètes géantes : Neptune et Jupiter, et pour une étoile : le Soleil. Les pressions calculées sont obtenues par l'analyse dimensionnelle (I. 5), celles estimées par les mesures sont celles communément admises. On peut remarquer un écart entre les planètes telluriques et géantes, bien que Neptune ait un cœur en roche important expliquant sa relative faible pression interne. Un second écart, cette fois-ci nettement plus grand existe entre la pression interne des planètes, tous types confondus, et celle des étoiles, ici celle du Soleil.



Figures 1.5 et 1.6 : Représentations schématiques de la structure et composition de Saturne à gauche et de Jupiter à droite selon les modèles et connaissances décrits dans [STEVENSON-1982].

Intéressons-nous désormais à ce qui est atteignable. Comme on aura pu le remarquer, l'intérieur des planètes, du moins telluriques, semble rentrer dans le champ de nos possibles. Les très nombreuses sondes spatiales envoyées depuis l'avènement de l'ère de la conquête spatiale ont permis d'accumuler des informations sur les conditions et compositions externes et internes des planètes [STEVENSON-1982 ; HELLED-2022]. Aux prémices de l'astrogéologie, qui est un mot valise pour désigner l'étude des planètes autres que la Terre en utilisant les raisonnements et outils de la géologie, la Terre était et reste un sujet d'étude accessible. En sus des observations, les recherches réalisées en laboratoire sont très utiles pour comprendre le comportement de la matière dans ces régimes de pressions et de température. Par exemple, l'étude *ex situ* de l'hydrogène ou d'autres corps simples comme l'hélium, le dihydrogène, le méthane ou l'eau permet de mieux comprendre les observations et mesures faites à la surface des planètes géantes, ce qui tend à permettre de connaître leur composition interne. En effet, comme le montrent les **figures 1.5** et **1.6**, les géantes gazeuses sont susceptibles d'être quasi-intégralement composées d'hydrogène, de dihydrogène ou bien d'hélium. Les exoplanètes se prêtent donc plutôt bien



Figures 1.7 et 1.8 : A gauche, la nébuleuse d'Orion aussi connue sous le nom de NGC 1976 ou encore de M42. Comme son nom l'indique, elle se trouve dans la constellation d'Orion visible dans l'hémisphère Nord en hiver. Ce nuage de gaz et de poussière contient de nombreux objets dont un amas ouvert renfermant de nombreuses étoiles très jeunes. A droite, la nébuleuse du cône aussi connue sous le nom de NGC 2264. Elle est située à 2500 années-lumière de la Terre dans la constellation de la Licorne. C'est également une pouponnière d'étoiles avec notamment au sommet du cône les étoiles Procyon et Bételgeuse. Crédits : NASA, ESA, M. Robberto (Space Telescope Science Institute/ESA) and the Hubble Space Telescope Orion Treasury et astro.perroud-net.fr

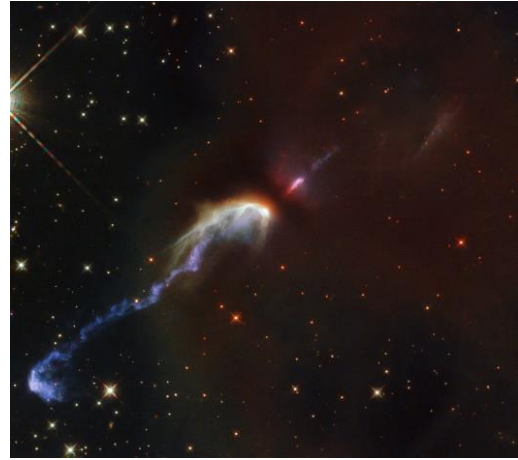
à la PHDE mais ce ne sont pas les seules, les corps stellaires également. Les étoiles traversent des régimes de la PHDE lors de deux phases symboliques de leur vie : leur naissance et leur mort, dont les conditions en densité et température sont dans certaines situations accessibles en laboratoire [CASEY-2017].

- **Mort et vie des étoiles**

Tout d'abord, la vie :

Un des scénarii les plus communs et acceptés par la communauté scientifique pour expliquer la naissance des étoiles, est celui où elles voient, littéralement, le jour, dans les nuages moléculaires qui sont d'immenses pouponnières d'étoiles composées en grande partie d'hydrogène atomique ou moléculaire (H_2) et d'hélium (voir **figures 1.7** et **1.8**). Une température d'une dizaine de Kelvin ainsi qu'une densité de quelques 10^2 à 10^4 atomes par cm^3 y règnent. Ces nuages sont pour nombre d'entre eux, mais pas tous, hydrostatiquement dans un équilibre instable, autrement dit, l'énergie thermique fournie par l'excitation thermique qui normalement suffirait à disperser aux quatre coins de l'univers toute cette matière est contrebalancée par l'attraction gravitationnelle. Un très simple mais élégant théorème met assez correctement en équation cette situation : le théorème du Viriel [CLAUSIUS-1870].

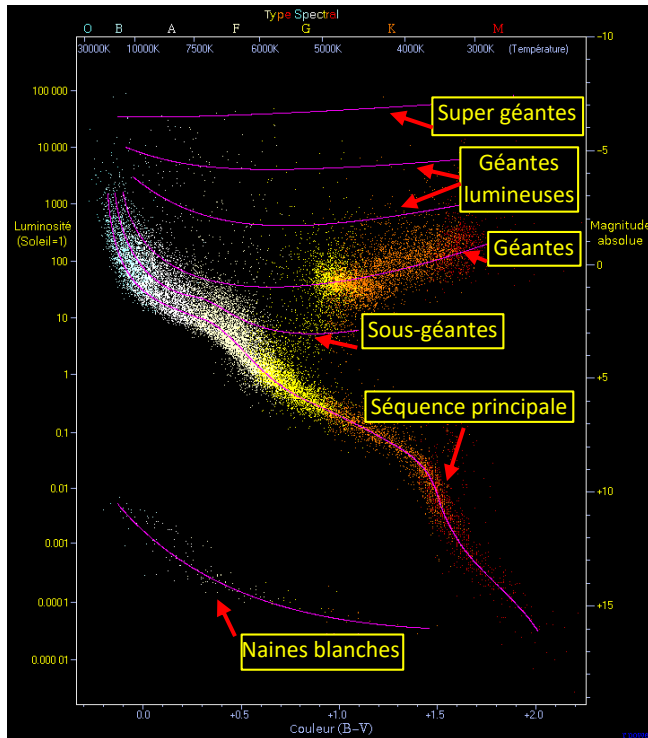
Cet équilibre est dit instable car à la moindre perturbation, le souffle d'une étoile qui se meurt à proximité ou la rencontre d'un autre nuage moléculaire par exemple, l'équilibre hydrostatique dans lequel se trouve le nuage sera déstabilisé. L'homogénéité qui jusqu'ici caractérisait le nuage est rompue, et si la masse initiale du nuage excède la masse critique propre au système, la gravitation prend alors le pas sur la pression thermique. Des zones de densifications se forment au sein du nuage, c'est la fragmentation, puis un effondrement gravitationnel de ces zones débute, marquant ainsi le début du processus aboutissant à la naissance d'une ou plusieurs étoiles. Cette étape préliminaire est désignée par l'appellation de phase pré-stellaire et s'étale en moyenne sur 10^6 années. Ces points de contraction gravitationnelle commencent à accréter la matière environnante et, par conservation du moment angulaire, à entrer en rotation. Dans les premiers temps de l'effondrement, la densification se fait de manière isotherme. En effet, bien que la matière s'échauffe à cause de la concentration de l'énergie, elle est capable de se



Figures 1.9 et 1.10 : A gauche, l'étoile T Tauri éclairant la nébuleuse NGC 1555 qui l'enveloppe. Cette étoile caractérise la classe d'étoile éponyme. C'est une étoile jeune dont la luminosité est très variable et non cyclique. Elle correspond à une étoile qui vient de rentrer dans sa phase pré-séquence principale et souffle la matière du nuage l'enveloppant. Elle est également caractérisée par l'éjection également de la matière le long de son axe polaire. À droite, HH46 et HH47 qui sont des objets Herbig-Haro situés dans la constellation du Voile et distants de 1400 années-lumière. Ce terme désigne une classe de situations astrophysiques où une zone de forte photo-ionisation est observée. Nombre d'objets de cette classe correspondent en particuliers à des étoiles jeunes qui expulsent sur des grandes distances (10 années-lumière ici) et avec de grandes vitesses (150 km/s ici) la matière de leur disque d'accrétion (que l'on devine ici au centre par son opacité) dans la direction donnée par leur axe polaire. La matière éjectée rencontre la matière interstellaire, chauffe à son contact et rayonne. Crédits : T. A. Rector/University of Alaska Anchorage, H. Schweiker/WIYN and NOAO/AURA/NSF et ESA/Hubble & NASA, B. Nisini.

refroidir en rayonnant son excès d'agitation thermique, car le milieu est encore optiquement mince. Cependant, peu à peu ce rayonnement infrarouge cesse de transpercer le cœur en effondrement. Passant d'un régime optiquement mince à un régime optiquement épais, la matière en contraction ne se refroidit plus et monte en température [MASUNAGA-1998]. La pression thermique tenant ici sa revanche sur la gravité, la contraction a quelque temps fortement ralenti. Or, cette inhomogénéité grandissante évoluant au sein du nuage moléculaire ne cesse d'attirer toujours plus de matière par accrétion. La matière en chute vers le cœur protostellaire s'oppose à la pression thermique et vient encore plus contracter et chauffer la matière confinée dans le cœur de l'effondrement [MASUNAGA-2000] au point d'atteindre un palier de température très important qui va ensuite précipiter les choses. Lorsque le noyau contracté atteint les quelques 10^3 K, l'agitation thermique suffit à dissocier les molécules de dihydrogène ainsi qu'à ioniser l'hydrogène et l'hélium.

Ainsi, cette nouvelle dissipation d'énergie permet à la contraction de continuer et même de s'emballer. Tout en s'effondrant, la protoétoile met en rotation la matière qui s'agglomère sur elle. De par la diminution du rayon de cette boule en contraction, les vitesses de rotation augmentent. La pseudo-force centrifuge ayant des effets de plus en plus notables, la matière environnante en rotation tend à former un disque épais dans le plan équatorial de rotation de la protoétoile. Cette dernière, tentant à atteindre une pression gravitationnelle interne permettant le démarrage de la fusion de l'hydrogène, cherche à se contracter encore un peu plus. Pour cela, elle convertit son moment angulaire en moment cinétique en éjectant par ses pôles la matière contenue dans le disque se formant autour d'elle. Cette ultime technique de dissipation de l'énergie lui permettra d'atteindre la contraction nécessaire pour atteindre les conditions de pression et de température menant à la fusion thermonucléaire. Une fois cette fusion initiée, un puissant rayonnement se dégage de l'étoile, chassant une grande partie voire l'intégralité de l'enveloppe de matière qui l'entourait et marquant la fin de cette phase de l'étoile s'étalant sur 10^5



Figures 1.11 et 1.12 : A gauche, le diagramme Hertzsprung-Russell montre la relation entre la luminosité d'une étoile et sa température effective. On peut y voir se dessiner les différentes branches par lesquelles une étoile passera lors de son évolution. On y voit trois principales branches : la séquence principale, qui constitue le gros de la vie d'une étoile ; les branches des géantes, qui concernent les étoiles en fin de vie ; et la branche des naines blanches, où se retrouvent les reliquats d'étoiles après leur ultime explosion. A droite, le rémanent de supernova IC 443 visible dans la constellation des Gémeaux. Crédits : Richard Powell et Georges Chassaigne.

années : la phase protostellaire. La phase qui suit, la phase pré-séquence principale, durera en 1 et 10 millions d'années (voir **figures 1.9 et 1.10**). Elle consistera globalement à l'éjection de masse par les pôles de l'étoile ainsi que l'atteinte d'un régime stable de fusion thermonucléaire par contraction quasi-hydrostatique. Dans ce processus de formation, la PHDE intervient souvent ; avant que la fusion n'opère dans la protoétoile, les conditions de pression et de température atteignent des régimes accessibles en laboratoire.

Ensuite, la mort :

Les étoiles approchent de leur fin de vie lorsqu'elles épuisent le premier carburant de la fusion thermonucléaire opérant en leur cœur : l'hydrogène. N'ayant plus de combustible pour nourrir la fusion nucléaire, la pression thermique, qui jusqu'ici maintenait l'équilibre hydrostatique de l'étoile grâce à sa compétition avec la pression gravitationnelle qui elle tend à contracter les objets, ne suffit plus à contrebalancer la gravité qui finit par l'emporter. Cette contraction augmente la température et la pression au cœur de l'étoile qui, si sa masse initiale M le permet ($M > 0.5M_{\odot}$, où M_{\odot} est la masse du Soleil), connaît dès lors un second souffle : la fusion de l'hélium. Les étoiles trop peu massives pour amorcer la fusion de l'hélium se contractent quant à elle en un objet stellaire résiduel nommé, naine blanche, tout en éjectant leurs couches externes dans le milieu interstellaire environnant.

Pour les autres, cette nouvelle fusion se met en place rapidement. L'apparition soudaine et brusque d'une forte pression thermique ne permet pas la mise en place d'un équilibre hydrostatique. L'étoile se met donc à gonfler quittant ainsi la séquence principale pour évoluer en géante rouge (voir **figure 1.11**). Pour les étoiles de masse M intermédiaire, $0.5M_{\odot} < M < 8M_{\odot}$, le processus de fusion-contraction peut alors se répéter sans toutefois atteindre la fusion du fer. Leur issue est alors également la formation d'une naine blanche. Concernant les étoiles les plus massives, $M > 8 \sim 10M_{\odot}$, l'opération se répète à chaque pénurie de carburant atomique en passant à la fusion d'éléments de plus en plus lourds jusqu'à atteindre celle du fer.

Lorsque la fusion du fer (Fe, $Z = 26$) est atteinte, le trépas de l'étoile a alors vraiment lieu. La fusion de cet élément demande plus d'énergie qu'elle n'en produit, chose également vérifiée par les éléments plus lourds que le fer. Cette opération déficitaire est de mauvaise augure pour l'étoile, car le noyau, s'étant contracté une ultime fois, ne possède plus de source d'énergie pour relancer son expansion et ainsi amortir les couches les plus extérieures qui ne sont pas encore retombées sur le cœur agonisant de l'étoile.

L'inéluctable fin a ainsi lieu. Les couches les plus périphériques retombent lourdement sur le noyau stellaire, ce qui engendre l'effondrement du cœur de l'étoile ainsi qu'une libération immense d'énergie qui va souffler la matière des couches externes. C'est la **supernova (SN)** par **effondrement de cœur**, ou encore **supernova gravitationnelle**. Ce phénomène est une explosion doublée d'une implosion. La partie centrale de l'étoile qui attendait son funeste destin est extrêmement comprimée lors de ce processus et donne naissance au seul héritage que l'étoile laissera à l'univers : une étoile à neutrons ou encore un trou noir, selon la masse initiale de l'étoile.

Les couches éjectées vers l'extérieur se dispersent dans l'espace intersidéral et rencontrent la matière constituant ce milieu intermédiaire ainsi que la matière des couches périphériques précédemment éjectés lors des divers rebonds de l'étoile. Lors de cette rencontre, la matière s'échauffe et se met à rayonner. Ce sont ces traces qui nous sont visibles dans ce nouvel objet que l'on appelle rémanent de supernova, que l'on notera **RSN**.

La **figure 1.12** illustre l'un de ces objets. Ce flot de matière parcourt des dizaines voire des centaines d'années-lumière pendant des millions d'années. C'est à cette étape que la PHDE entre en jeu. En effet, les conditions présentes dans la zone de choc entre la matière chaude en mouvement rapide et la matière intersidérale froide et inerte sont en partie reproductibles en laboratoire. Notamment, certaines situations particulières telles que celle de la SN 1987A, qui sont assujetties aux instabilités hydrodynamiques peuvent, comme nous le verrons, être étudiées en expérience.

- **Problématiques astrophysiques de cette thèse**

Dans l'introduction de cette thèse, les situations astrophysiques ayant motivé nos travaux ont été rapidement parcourues. Cette section a pour vocation de revenir plus longuement sur ces-dernières. Notamment, nous allons détailler un phénomène astrophysique qui reviendra dans presque chacune des thématiques abordées dans les chapitres de la partie trois : les rémanents de supernovæ (RSN).

Avant d'évoquer les rémanents, nous allons brièvement parler de leurs génitrices : les supernovæ. Il existe deux grands types de supernovæ : les **supernovæ gravitationnelles**, que nous avons déjà abordées, et les

supernovæ thermonucléaires. Le premier type se forme via le processus décrit dans le paragraphe précédent et que l'on résume ici : une étoile se meurt, cumule les fusions successives d'atomes de plus en plus lourds jusqu'à atteindre le fer ; l'effondrement du cœur libère alors brusquement une grande quantité d'énergie qui souffle dans toutes les directions la matière des couches externes de l'étoile. Le second type de supernova : les **supernovæ thermonucléaires** ou **SN de type Ia**, désignent les explosions de naines blanches ayant accrété suffisamment de matière issue de leur compagnon stellaire pour générer une réaction explosive. Cette finalité ne concerne par conséquent uniquement les naines blanches comprises dans un système binaire, car il est nécessaire que l'étoile naine accrete la matière superficielle de sa compagne lorsque celle-ci enfle et sort de son lobe de Roche. A force d'accrétion, la naine se rapproche, sans l'atteindre, de la masse de Chandrasekhar, masse seuil au-delà de laquelle la pression de Fermi du gaz d'électrons dégénérés, contrebalançant jusqu'ici la force de contraction gravitationnelle, ne suffit plus à rétablir l'équilibre hydrostatique.

En se comprimant davantage, la température au cœur augmente et relance les réactions nucléaires. De par leur nature dégénérée et quantique, les électrons ne permettent pas l'expansion de la naine blanche, ce qui tend à exacerber l'augmentation de la température interne. Celle-ci atteint alors des extrêmes en quelques secondes : jusqu'à plusieurs milliards de degrés Kelvin. Précisons que le processus qui, de cette situation, provoque l'explosion n'est pas encore tout à fait déterminé. En effet, plusieurs scénarii sont en concurrence. Cependant l'explosion qui en résulte est quant à elle belle et bien observée et renseignée. Ainsi, la matière de l'étoile est éparpillée dans le milieu circumstellaire.

Notons également que des mécanismes plus exotiques de supernovæ peuvent exister pour des étoiles plus massives. Par exemple, des supernovæ, dites SN par production de paires, peuvent émettre en leur cœur des photons très énergétiques, les photons gamma, qui à leur tour vont se décomposer en une paire électron-positon. Ce processus de conversion de l'énergie photonique va alors faire brutalement chuter la pression radiative du noyau stellaire, et par voie de conséquence, amorcer l'effondrement gravitationnelle de l'étoile. Et ce, sans pour autant avoir atteint la fusion du fer.

Nous allons maintenant détailler la dynamique d'expansion de l'éjecta d'une SN dans le milieu l'environnant. Son évolution se découpe en quatre parties majeures [WOLTJER-1972] : la phase d'expansion balistique, la phase dite de Taylor-Sedov, la phase refroidissement radiatif et la phase de dispersion.

Tout au long de l'évolution du rémanent de la SN, le profil radial du RSN pourra se découper en trois parties : la masse chaude éjectée venant de la SN, la matière balayée par le choc s'accumulant au contact de l'éjecta et le choc se détachant peu à peu du front du flot de matière éjectée. Dans les premiers temps de l'évolution du RSN, la matière balayée par le front de choc n'est pas suffisante pour influencer l'évolution de l'éjecta. La matière éjectée de l'étoile se meurt alors selon une dynamique balistique, cela signifie qu'elle évolue librement dans le vide sans aucune décélération. Le choc se déplace quant à lui légèrement plus vite, donc devant l'éjecta, sans toutefois sérieusement se détacher de ce dernier.

Plus tard, lorsque la matière du milieu intersidéral balayée et confinée entre le choc et l'éjecta atteint une masse équivalente à ce dernier, la dynamique du RSN évolue. Elle atteint alors sa phase dite de Taylor-Sedov. L'évolution du rayon de la sphère en expansion, car rappelons que la SN explose le plus souvent isotropiquement, engendrant ainsi une symétrie sphérique (hypothèse que nous postulerons dans nos expériences), se met à ralentir. Ce rayon $R(t)$ suit alors une évolution temporelle particulière :

$$R(t) \propto t^{\frac{2}{5}} \quad (I.6)$$

où t est le temps. Dans cette phase, la sphère est toujours en expansion mais décélère. Il est alors démontré qu'une frontière de discontinuité, notamment de densité, peut se former au contact des deux types de matière impliqués dans ce problème : l'éjecta et la masse accumulée provenant du milieu interstellaire, bien que, notons-le, une discontinuité puisse tout à fait également exister préalablement à cette phase. Selon les conditions de décélération, une situation instable du point de vue des instabilités de Rayleigh-Taylor, qualifiée de RT-instable, peut alors voir le jour [RIBEYRE-2004 ; ARNETT-1991]. C'est dans ces conditions que les études sur les **instabilités de Rayleigh-Taylor (IRT)** du **chapitre V** s'inscrivent. Il faut cependant noter que la convection, phénomène pouvant exister au travers de l'interface des RSN, sera exempte de nos expériences, du moins dans l'analyse de celles-ci.

Dans des situations de fort rayonnement, les situations RT-instables précédentes peuvent également dégénérer en **Instabilités de Rayleigh-Taylor (IRT) radiatives**, sujet de la fin du **chapitre V**. Le rayonnement inhibe alors l'évolution des structures d'instabilités, appelées champignons de Rayleigh-Taylor, ce qui tend à retarder l'arrivée de la dernière phase des RSN : la dispersion. Les IRT participent, au-delà de stimuler la convection thermique, au mélange des différents fluides et donc à la dispersion de l'énergie vers des échelles de plus en plus petites aboutissant, souvent, à l'apparition de **turbulence** ; thème qui sera l'objet de développements dans le **chapitre V**.

A force de décélération et d'expansion, le front de choc, qui se refroidissait jusqu'ici adiabatiquement, va connaître des pertes radiatives croissantes. En effet, lorsque sa température repassera sous le million de degrés Kelvin, la matière agglomérée lors de l'expansion évacuera l'énergie thermique grâce à l'émission de photons lors de désexcitations par transitions électroniques (lignes d'émission). Ce refroidissement radiatif accentue alors la décélération et permet au front de choc de davantage se comprimer. Le rayon du RSN suit à partir de là l'évolution suivante :

$$R(t) \propto t^{\frac{1}{4}} \quad (I.7)$$

Dans certaines situations, un fort rayonnement peut avoir lieu dans la zone du choc, comme dans le cas de la SN 1987A lors de la phase de rencontre de son rémanent avec le nuage annulaire l'entourant. Un régime de choc radiatif optiquement épais peut alors se mettre en place, aspect sera notamment l'un des sujets d'étude de nos **chapitre VI** et **VII**.

L'exemple astrophysique qui incarne parfaitement cette situation, et que nous avons déjà cité à plusieurs reprises, est la SN 1987A (voir **figure 1.13**). C'est une supernova comprise dans le Grand Nuage de Magellan, une galaxie naine satellite de la voie Lactée distante de 164.10^3 années-lumière. SN1987A, apparue dans la nuit du 23 au 24 février 1987, est la plus récente SN observée depuis la SN1604 aussi surnommée SN de Kepler. Elle se situe dans la voute céleste de l'hémisphère sud. En plus d'avoir été observée dès les premières heures de son apparition, donnant de multiples études sur l'évolution de sa luminosité dans toutes les gammes de fréquences [ARNETT-1989 ; MCCRAY-1993 ; MCCRAY-2016], de nombreux modèles ont été proposés pour expliquer l'ensemble des observations provenant de SN 1987A.

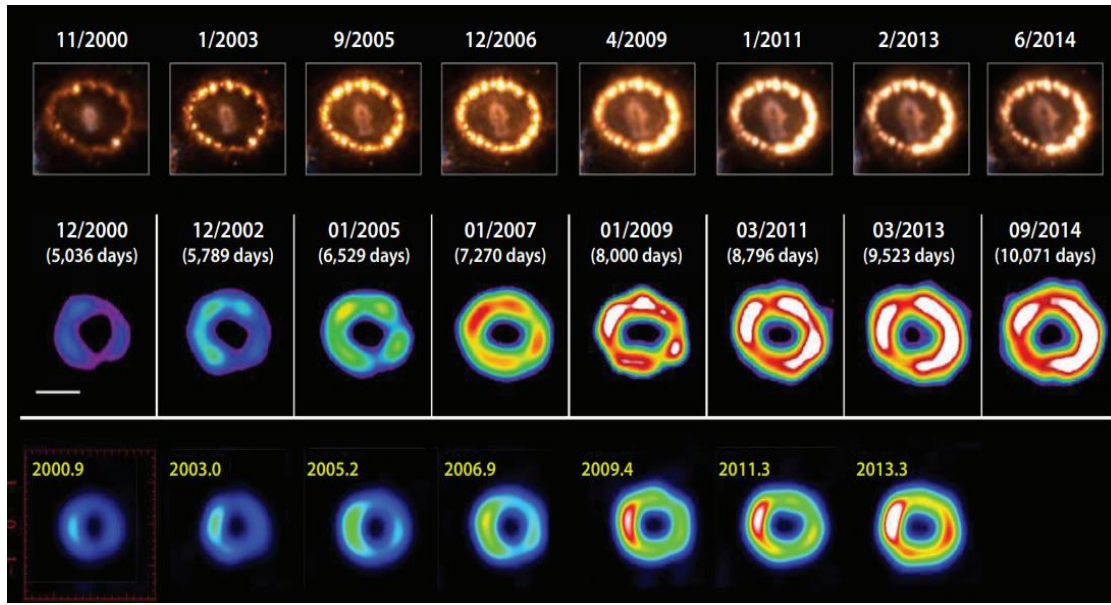
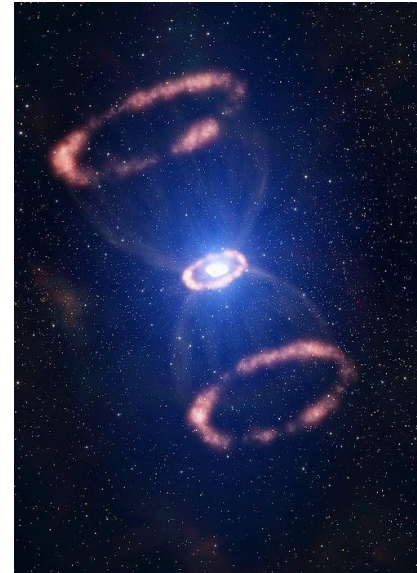
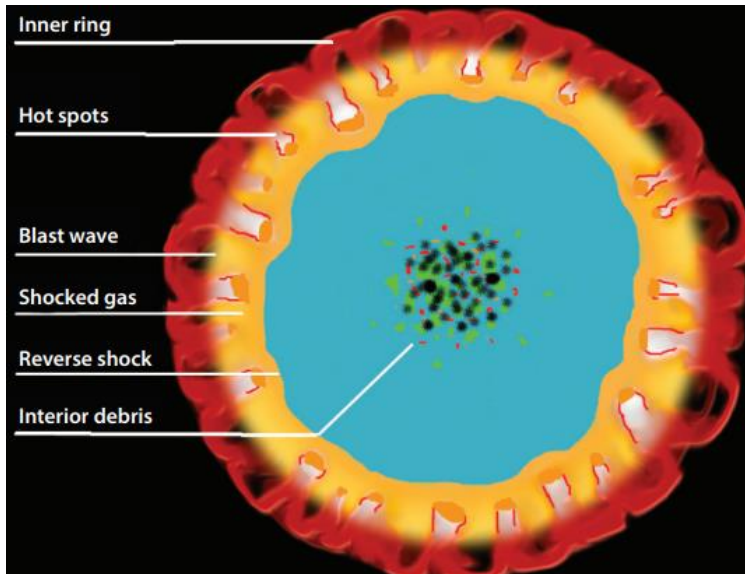


Figure 1.13 : Evolution temporelle de la SN1987A et de son anneau équatorial. La première ligne a été prise dans le visible [FRANSSON-2015]. La seconde ligne représente la luminosité mesurée pour une gamme de rayons X de 0.5-3 keV réduite d'un facteur 20, permettant ainsi d'observer les débris de la SN ainsi que des régions au-delà de l'anneau [FRANK-2016]. La dernière ligne est luminosité à 9 GHz diminuée d'un facteur 20 [Ng-2013] Crédits : [MCCRAY-2016].

Les quelques 10^{46} joules libérés lors de la contraction finale d'une SN transmettent une onde de choc qui se propage dans l'entièreté des couches de l'étoile jusqu'à son débouché dans le vide. De là, une onde de choc, allant à plus de 30 000 km/s dans le cas de SN 1987A, éparpille la matière de l'étoile dans les environs. La rencontre du choc avec un anneau de matière environnante précédemment ionisée par la supergéante bleue, état stellaire précédent de SN 1987A, a engendré la formation d'un choc susceptiblement radiatif. En effet, un disque de poussière semblait exister autour de l'étoile, il est d'ailleurs maintenant admis que cette matière a été relâchée dans l'espace 20 000 ans auparavant par l'étoile elle-même lors de ces multiples sursauts de fin de vie. Quoi qu'il en soit, cette interaction brutale de deux fluides aux propriétés thermodynamiques totalement différentes a permis de réunir les conditions nécessaires à l'apparition d'un choc radiatif. Nous nous trouvons ici dans des conditions reproductibles en laboratoire : le choc est optiquement épais et décélère dans l'anneau de poussière. La vitesse de l'éjecta passe effectivement de $35\,000\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ à moins de $4\,000\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ en 8 ans d'intervalle. Cette situation, en plus d'être un sujet d'étude des chocs radiatifs, permet également l'observation de possibles instabilités de Rayleigh-Taylor en régime radiatif ; on observe sur les **figures 1.13** et **1.14** un collier de perle se formant dans l'anneau équatorial. L'apparition de ces points chauds est très probablement due à l'apparition d'IRT dans un régime encore radiatif comme le schématise la **figure 1.14** reprise de [MICHEL-THÈSE]. La reconstruction 3D de la SN 1987A proposée par la **figure 1.15** permet de mieux comprendre ce qui est observée depuis la Terre.

Autre exemple notable, la nébuleuse du Crabe : cette SN observée et renseignée par les astronomes chinois, japonais et arabes lors de son explosion initiale en 1054 après J.C. a, depuis, été largement étudiée. Une des explications données pour comprendre sa structure est que l'effondrement de cœur de l'étoile centrale ayant donné naissance à ce RSN et résultant en une étoile à neutrons hautement magnétisée, s'est mise à nourrir un vent de particules intense. Ce vent ayant rattrapé le choc principal entre l'éjecta de la SN et le milieu interstellaire a produit de multiples structures filamenteuses attribuées



Figures 1.14 et 1.15 : A gauche, une représentation schématique de l’anneau central et de ses points chauds de SN1987A dont une image est disponible sur la **figure 1.13**. L’image de droite propose une vue de côté de cette même SN. Cette représentation en 3D obtenue grâce à un diagnostic disponible sur le Very Large Telescope permet d’expliquer les triples anneaux visibles sur la **figure 1.13**. Crédits : [MCCRAY-2016]

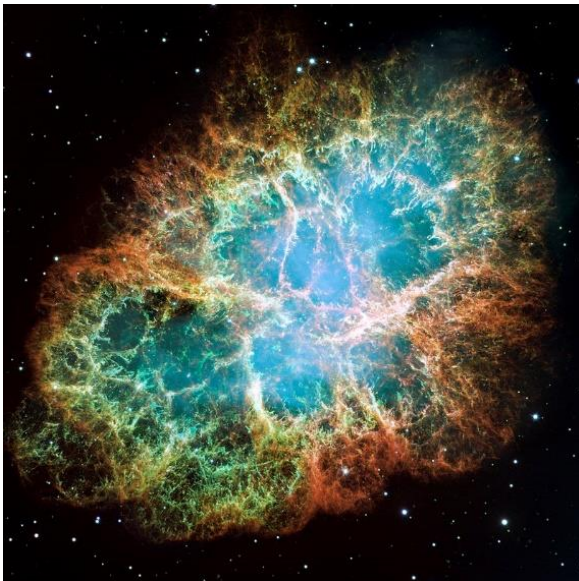


Figure 1.16 : La nébuleuse du crabe en fausses couleurs et reconstituée grâce à 24 clichés. Au centre une étoile à neutron en rotation rapide, trente rotations par seconde, que l’on appelle un pulsar inonde depuis l’intérieur la nébuleuse d’un vent de particules et d’un champ magnétique puissant. On y observe les très caractéristiques structures filamenteuses de la nébuleuse du Crabe formées par des instabilités de Rayleigh-Taylor lors de l’interaction du vent du pulsar et de la région interne de l’éjecta initiale de la SN. Crédits : NASA, ESA, space telescope HUBBLE – J. Hester and A. Loll

à l’action des instabilités de types Rayleigh-Taylor [PORTH-2014]. En effet, le vent du pulsar forme une bulle bien moins dense que l’anneau interne de l’éjecta. Un choc soutenu par le vent continu du pulsar se crée, une décélération de la discontinuité de densité entre les deux fluides se met également en place. Ainsi, cette région interne de l’éjecta devient RT- instable (voir **figure 1.16**).

Dans bien des cas, l’apparition d’instabilités est synonyme de turbulence notamment lorsque des régimes tardifs sont atteints, bien que des régimes turbulents puissent être tout à fait être également observés dans les premiers instants de la vie des RSN [RIGON-2021]. Cela nous permet d’introduire la dernière phase de l’évolution des RSN : la phase de dispersion. Dans cette phase, les zones de choc

devenant optiquement minces, l'énergie thermique se dissipe, en plus de par la simple expansion de la coquille du RSN, par rayonnement, et l'énergie cinétique, par turbulence et dispersion mécanique. Par ces processus, la RSN se meurt petit à petit et disparaît des instruments de mesure.

Les situations que nous venons de décrire se déroulent dans le milieu interstellaire, or il est prouvé que des champs magnétiques de quelques μG sont en permanence présents [KEPLEY-2010]. Il est donc pertinent et essentiel de pouvoir réévaluer ces phénomènes astrophysiques sous l'influence d'un champ magnétique externe, chose que nous pouvons réaliser en laboratoire grâce à des bobines spécialement conçues et développées. Notamment, il est courant que les RSN heurtent des nuages moléculaires environnant, en les déstabilisant, les ondes de chocs générées par l'impact des RSN peuvent déclencher l'effondrement gravitationnel du nuage, amorçant ainsi la formation d'une protoétoile (voir section précédente). La modification de l'interaction du choc avec le nuage, et par conséquent, de l'effondrement par la présence de champs magnétiques est susceptible d'expliquer la formation d'étoile massive [LEAO-2009].

Cette description et énumération non exhaustive des situations astrophysiques intimement corrélées aux travaux de cette thèse permet de se faire une idée globale des motivations de nos recherches. Dans les chapitres présentant nos résultats expérimentaux ou de simulations, des remises en contexte seront brièvement rappelées.

- 2 - Astrophysique de Laboratoire

Les mots les plus connexes aux termes d'astronomie, d'astrophysique et d'univers sont sans doute : éloignement, inaccessibilité et incommensurabilité. Ces domaines scientifiques sont avant tout des domaines d'observations, en particulier pour l'astronomie. En effet, cette science vise à recenser l'ensemble des corps et phénomènes visibles dans nos cieux. L'astrophysique vise quant à elle à s'introduire dans ces corps et phénomènes extraterrestres afin de modéliser, simuler et théoriser leur évolution. Bien que ses armes soient la théorie et la simulation, son terreau de base reste constitué des nombreuses observations que lui fournit l'astronomie. L'humain est donc contraint d'être patient et attentif car il faut attendre et espérer être présent à chaque nouvelle apparition d'un phénomène astrophysique : une supernova, une comète, etc. Bien qu'une augmentation de la quantité des observations est à noter depuis le début du 20^{ème} siècle, notamment grâce aux avancées technologiques que l'humanité a connue : télécommunications, semi-conducteurs, résistance électrique, internet, ordinateurs, ... la marche vers la compréhension ultime de l'univers reste longue. De plus, même si la précision, la résolution et la diversité des signaux captés sur Terre ont significativement augmenté, les informations provenant des objets célestes ne reflètent qu'un instant, un état figé. Comme évoqué au début de ce paragraphe, l'univers et les phénomènes qui y prennent place sont incommensurables, du moins pour l'esprit humain. Nous pouvons tous visualiser ce que représente 10 kg mais qu'en est-il de visualiser les quelques 2.10^{30} kg du Soleil, qui n'est pourtant pas une très grosse étoile selon la zoologie stellaire. Encore moins de personnes sont capables de concevoir la soixantaine de kilojoules nécessaires à faire bouillir l'eau de son thé, mais combien en reste il lorsqu'il est question de considérer l'équivalent de 4 masses solaires converties en énergie pure lors de la rencontre de deux trous noirs comme en 2015. Nous l'aurons compris, les différentes échelles : spatiale, temporelle, énergétique, ... ne sont pas accessibles à la conception humaine. Cette différence d'ordre de grandeur implique également que durant

la vie d'un même chercheur, un phénomène astrophysique restera figé, comme pétrifié dans la voute céleste. Rares sont les phénomènes spatiaux ayant un temps d'évolution humain : les supernovæ lors de leur phase initiale, les ondes gravitationnelles, ... D'autres contraintes plus scientifiques s'ajoutent à cela. En effet, il est par exemple souvent très complexe voire approximatif de mesurer la valeur de certaines grandeurs physiques. Le champ magnétique, pour ne citer que lui, est présent dans l'ensemble de l'univers, il influence la quasi-intégralité des phénomènes observés mais sa valeur reste majoritairement inconnue. Pour toutes ces raisons, et bien d'autres encore, l'opportunité que représente l'astrophysique de laboratoire est une aubaine sans pareil pour l'humanité. Pouvoir reproduire en laboratoire, en contrôlant les différents paramètres ainsi qu'en visualisant l'entièreté de l'évolution d'un phénomène, permet de sérieusement approfondir notre connaissance et compréhension de l'univers. Pour ce faire, il est nécessaire de miniaturiser les objets étudiés ainsi que l'ensemble des conditions en réalisant une homothétie. L'objectif est, certes, de réduire les valeurs des différents paramètres pour qu'ils nous soient accessibles, mais faut-il encore qu'ils gardent entre eux les mêmes rapports de force. C'est là qu'interviennent les lois d'échelle ainsi que la notion de similitude.

- **Similarités**

Pour s'assurer que les enjeux et mécanismes dominants reproduits en laboratoire sont les mêmes que ceux intervenants dans les phénomènes astrophysiques, il est nécessaire de convertir, grâce à une mise à l'échelle, les différentes quantités physiques impliquées. Pour cela nous utilisons un outil naturel caractérisant les équations elles-mêmes : l'homogénéité dimensionnelle. Pour vaguement décrire ce concept, avec un brin d'humour, en physique il n'est pas possible d'ajouter des bananes avec des pommes. Les quantités associées dans une équation doivent nécessairement respecter une certaine homogénéité. Il est indispensable que les termes additionnés dans une équation aient la même dimension, les mêmes unités physiques. Cela n'aurait aucun sens physique de sommer une énergie avec une surface par exemple. Cette homogénéité des termes inclus dans une même équation nous permet de créer des nombres adimensionnés, autrement dit sans dimension physique, avec les quantités physiques propres au problème en question. Ces nombres adimensionnés permettent de s'affranchir des différentes échelles : spatiale, temporelle, ... Ils seront, comme nous le verrons, les outils de comparaison entre les phénomènes qu'ils soient en laboratoire ou dans le vide cosmique. Pour l'heure, une notion importante doit être introduite et quelque peu détaillée : la similitude.

Des questions paraissent parfois naïves voire ineptes mais lorsque l'on s'y penche d'un peu plus près, répondre à des questions telles que : « qu'est-ce que la similarité ? Quand deux expériences sont-elles équivalentes ? » demande de mobiliser plus de matière grise que prévu. Une importante investigation a été réalisée dans ce sens par E. Falize lors de sa thèse [[FALIZE-THESE](#)] en prenant en considération des effets physiques complexes tel que le rayonnement. Le rapport de similarité, et donc l'équivalence, entre deux problèmes physiques, peut être classifiée et résumée en quelques grandeurs. Nous allons ici présenter ces différentes catégories de similarités dont la première classification a été proposée par [[TAKABE-2001](#)].

La première catégorie, nommée *invariance exacte* [[RYUTOV-1999](#)], concerne les expériences qui reproduisent à l'identique les conditions thermodynamiques d'une autre situation. Ces expériences ne concernent généralement pas les situations avec des écoulements ou des évolutions de géométrie. Cette

catégorie se focalise sur les grandeurs telles que la température, la pression ou encore la densité laissant de côté les notions d'espace et de temps. Cette définition concerne principalement, en PHDE, les expériences visant à sonder les caractéristiques fondamentales de la matière dans des conditions thermodynamiques identiques à celles d'objets astrophysiques. Comme par exemple celles décrites précédemment visant à caractériser l'opacité ou encore l'équation d'état d'un matériau d'intérêt astrophysique.

La similarité est une catégorie d'équivalence qui comprend les expériences qualifiées de dynamiques, en opposition avec le statisme des expériences d'invariance exacte exposées plus haut. Cette similarité peut se décliner de trois manières différentes : parfaite [RYUTOV-1999], globale, partielle ou paramétrique. Dans les trois cas, l'idée est la même : utiliser les grandeurs physiques intervenant dans les équations du problème, afin de créer des grandeurs caractéristiques sans dimensions qui peuvent être comparées d'une situation à une autre, bien que les échelles spatiaux-temporelles ne soient pas les mêmes. L'adaptation des différentes grandeurs physiques d'une échelle à une autre est la définition des lois d'échelle. Cette notion fait écho au théorème Pi [BRAND-1957] (ou théorème de Vaschy-Buckingham). Celui-ci explique que si un système d'équations implique N variables physiques dépendantes de k unités fondamentales, alors il est équivalent à un système d'équations impliquant $N-k$ variables adimensionnées construites à partir des variables du système d'équations originel. Donc une condition nécessaire pour que deux systèmes soient considérés équivalents, est qu'ils possèdent les mêmes nombres adimensionnés. Selon le nombre de correspondances entre ces nombres sans dimensions, la similarité entre les deux systèmes sera dite *parfaite*, *globale* ou *partielle* [FALIZE-THESE].

La dernière catégorie permettant de caractériser les rapports d'équivalence est **la ressemblance**. Celle-ci, moins contraignante que les deux autres, concerne les expériences dont un ou plusieurs processus physiques se rapprochent de ceux intervenant dans des situations astrophysiques. La comparaison reste partielle, aucune équivalence directe ne peut être prononcée. Néanmoins, ces expériences restent pertinentes car elles permettent d'approfondir des aspects sous-jacents des processus étudiés. Leurs contributions ne sont pas négligeables. En autorisant plus de liberté sur la globalité de la similarité, ces expériences peuvent se focaliser sur des problématiques précises. Ceci a pour avantage de pouvoir nourrir l'exactitude des modèles employés dans des développements théoriques comme simulés.

La quasi-intégralité des phénomènes étudiés dans cette thèse sont dynamiques, à l'exception du développement réalisé sur les sources x . Mes travaux ne peuvent donc, d'office, pas être catégoriser comme *invariance exacte*. Les expériences *in situ* se situent pour la plupart entre la similarité et la ressemblance. En effet, les contraintes induites par la conception technique de nos cibles et des installations laser ne permettent pas toujours d'assurer la similarité de tous les processus physiques étudiés. En revanche, des rapprochements plus fiables peuvent être réalisés entre les simulations et les phénomènes astrophysiques.

- **Ondes de choc générées par laser**

J'ai jusqu'ici volontairement omis d'évoquer les outils qui nous permettront d'atteindre les régimes de la PHDE en laboratoire : les lasers de puissance. Ils seront décrits, ainsi que leur fonctionnement, plus en détails dans le deuxième chapitre d'introduction. Pour l'instant, nous nous contenterons de décrire les

mécanismes par lesquels l'énergie photoélectrique du laser permet d'obtenir les températures et les pressions associées à la PHDE. Pour cela, rappelons brièvement ce qu'est un laser : c'est, comme son nom l'indique : Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation, une lumière, plus précisément une longueur d'onde, qui a été amplifiée grâce au phénomène quantique d'émission stimulée [EINSTEIN-1905]. Je ne m'attarderai pas sur son fonctionnement car nous y reviendrons également dans le deuxième chapitre, retenons simplement que l'onde électromagnétique qui constitue le laser est cohérente. Ainsi, cette onde peut se coupler avec des particules chargées et donc communiquer son énergie. C'est d'ailleurs ce qu'il se passe dans les premiers instants d'interaction entre la matière et le laser (de l'ordre de la picoseconde). Le champ électrique du faisceau laser est si intense qu'il arrive à ioniser les atomes en leur arrachant des électrons.

Petit à petit, un plasma se forme grâce à la libération des électrons. En effet, l'action combinée du couplage des électrons avec le champ électrique du laser ainsi que les collisions entre les électrons excités désormais libres et les électrons encore liés permet l'apparition d'un plasma après un temps de l'ordre de quelques picosecondes. L'énergie laser commence à significativement être absorbée par la matière. Le principal mécanisme d'absorption est le bremsstrahlung inverse, cela désigne l'absorption d'un photon par un électron en présence d'un ion [DRAKE-2006]. Or, une onde électromagnétique ne peut se propager dans un plasma uniquement si sa fréquence est inférieure à la pulsation plasma ω_p de ce-dit plasma dont la formule est :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{m\epsilon_0}} \quad (I.8)$$

avec n la densité électronique, e la charge élémentaire, m la masse de l'électron et ϵ_0 la constante diélectrique. Comme la fréquence du laser est fixe et invariable, nous pouvons inverser la formule et déterminer ce que l'on appelle la densité électronique critique, qui correspond à la densité électronique à partir de laquelle l'onde électromagnétique du laser ne peut plus se propager. Au-delà de cette densité électronique, l'indice optique du laser devient complexe et l'onde devient évanescence [DENEUVILLE-THESE]. Dès lors, elle est totalement réfléchi. Cette densité critique n_{cr} s'écrit :

$$n_{cr} = \frac{m_e \epsilon_0 \omega^2}{e^2} = \frac{1.11 \times 10^{21}}{\lambda^2 [\mu m]} [cm^{-3}] \quad (I.9)$$

avec ω la pulsation laser et λ la longueur d'onde du laser. Suite au dépôt d'énergie par le laser, la matière s'échauffe et en réaction se détend dans le vide. Le laser est alors absorbé avant la densité critique et partiellement réfléchi. Le plasma formé, que l'on nomme plasma de couronne, est constitué des électrons libres ainsi que des ions qui se sont détachés de la cible solide par ablation. Cela engendre, en respect du principe de conservation de la quantité de mouvement, une force de même valeur mais de sens et de direction opposés, autrement dit vers la cible solide. Ce phénomène assimilable à la poussée qui permet aux fusées de décoller, s'ajoute à la pression thermique qui se développe dans la zone de conduction qui permet de transporter l'énergie depuis le plasma de couronne, où le laser y dépose la sienne, jusqu'à la cible solide. Les températures atteintes dans cette zone de conduction, et notamment à l'interface entre le plasma et la cible, sont telles que la matière constituant la cible solide continue à être ablatée. Ainsi une forte pression apparaît au niveau du front d'ablation ce qui engendre la propagation d'une onde de choc dans la cible solide.

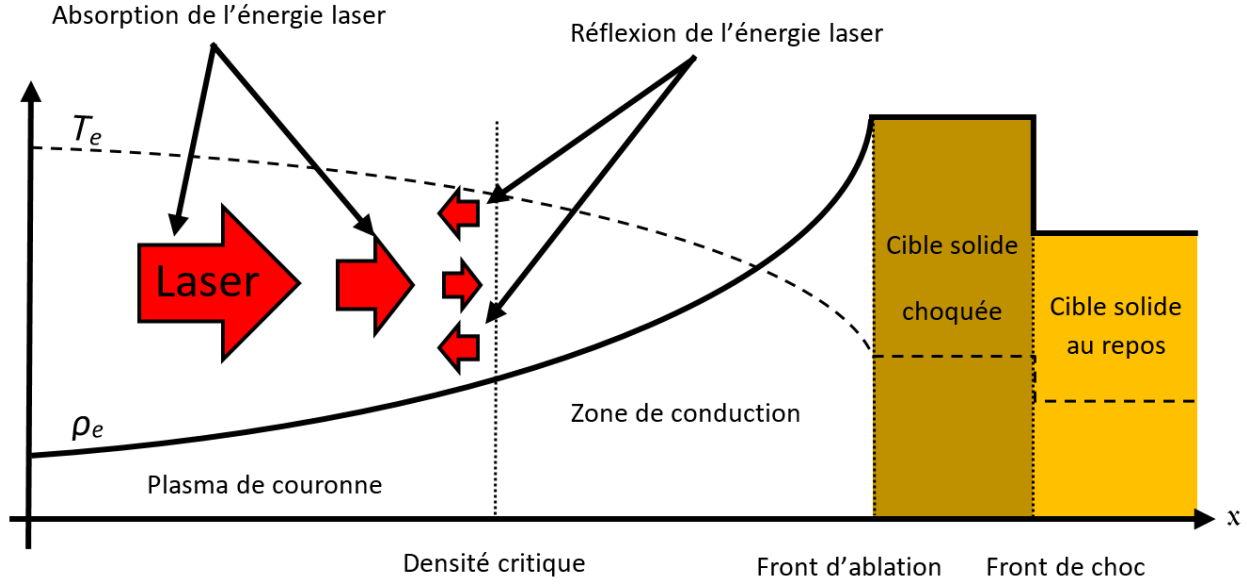


Figure 1.17 : Coupe spatiale de la densité électronique ρ_e et de la température électronique T_e le long de la zone d'interaction laser-matière lors des premiers instants de celle-ci. Les trois principales zones, à savoir : le plasma de couronne, la zone de conduction et la cible solide, qui constituent le problème γ sont représentées. L'énergie laser est, comme indiquée par les flèches rouges, absorbée au niveau du plasma de couronne. L'excédent est réfléchi lorsqu'une fraction de la densité critique est atteinte dans le plasma (10 pour cent). Ce schéma est inspiré de [RIGON-THESE]

Notons au passage que dans ce front d'ablation des instabilités telles que celles de Rayleigh-Taylor, qui seront ultérieurement décrites, peuvent se développer. Ces instabilités, à ce moment précis et dans ces conditions, ne nous concerneront cependant pas dans la suite de ces travaux. Nous étudierons ces instabilités dans des situations différentes. Néanmoins, l'étude de celles-ci et dans ce cas particulier est primordiale car elles se manifestent dans la capsules de fusion par confinement inertiel où les conditions sont similaires à celles ici exposées. Pour résumer, la **figure 1.17** se propose de schématiser la situation décrite par les propos précédents.

La force appliquée sur la cible solide découle d'une pression que l'on nomme pression d'ablation. Cette dernière s'exprime différemment suivant les mécanismes physiques dominants. Il existe notamment une intensité laser critique $I_L^{critique}$ en-deçà et au-delà de laquelle l'expression de la pression d'ablation prend différentes formes [MORA-1982] :

$$I_L^{critique} [W.cm^{-2}] \approx 2.10^{13} \left(\frac{\lambda}{1 \mu m} \right)^{-5} \left(\frac{Z^*}{3.5} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{A}{2Z} \right)^{\frac{5}{4}} \left(\frac{\tau}{1 ns} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (I.10)$$

avec Z^* le degré d'ionisation du plasma, λ la longueur d'onde du laser, τ la durée d'impulsion du laser en ns, A et Z correspondant respectivement au nombre de masse du matériau de la cible et à son numéro atomique. On obtient alors deux expressions pour la pression d'ablation P_{abl} correspondant à l'infériorité ou bien à la supériorité de l'intensité de notre laser I_L comparativement à $I_L^{critique}$:

$$\left\{ \begin{array}{l} P_{abl} [Mbar] = 11.6 \left(\frac{A}{2Z} \right)^{\frac{7}{16}} \left(\frac{I_L}{10^{14} W.cm^{-2}} \right)^{\frac{3}{4}} \left(\frac{\lambda}{1 \mu m} \right)^{-\frac{1}{4}} \left(\frac{Z^*}{3.5} \cdot \frac{\tau}{1 ns} \right)^{-\frac{1}{8}}, \quad \text{si } I_L < I_L^{critique} \quad (I.11) \\ P_{abl} [Mbar] = 12.3 \left(\frac{A}{2Z} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{I_L}{10^{14} W.cm^{-2}} \right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{\lambda}{1 \mu m} \right)^{-\frac{2}{3}}, \quad \text{si } I_L > I_L^{critique} \quad (I.12) \end{array} \right.$$

Des études plus récentes ont permis de mettre en évidence une dépendance autre de la pression d'ablation en fonction de l'intensité laser. En effet, une formule plus moderne donne l'expression suivante pour P_{abl} [FRATANDUONO-2011] :

$$P_{abl} [Gpa] = 42(\pm 3) (I_L [TW \cdot cm^{-2}])^{0.71(\pm 0.01)} \quad (I. 13)$$

Notons cependant que cette dernière formule a été obtenue et vérifiée pour un laser à 3ω , soit 350 nm. Son application dans d'autres longueurs d'onde n'a pas encore été confirmée.

Appliquons ces formules à une installation laser typique dont il sera d'ailleurs plusieurs fois question dans la suite de ces travaux : le **LULI2000**. Bien qu'il sera présenté dans le **chapitre IV**, je vais ici évoquer ses principales caractéristiques. Une de ses longueurs d'onde disponible est $\lambda = 0.527 \mu m$ et la durée d'impulsion typique est $\tau = 1.5$ ns. Les cibles, qui elles aussi seront détaillées ultérieurement, sont principalement constituées de plastique (C_8H_8) pour la couche de l'ablateur, ayant comme A et Z moyens : $A = 7$ et $Z = 3.5$. Ces cibles ont généralement un degré moyen d'ionisation $Z^* = 3.5$. Nous obtenons une intensité laser critique :

$$I_L^{critique} \cong 7.3 \times 10^{14} W \cdot cm^{-2} \quad (I. 14)$$

Or, la tache focale du nano2000 (faisceau nanoseconde du LULI2000) est d'environ 470 microns pour une énergie moyenne de 530 J par faisceau. L'intensité par faisceau sur cible du nano2000 est donc :

$$I_L \cong 2.0 \times 10^{14} W \cdot cm^{-2} \quad (I. 15)$$

En appliquant la formule de la pression d'ablation correspondante à cette situation (I. 11), pour laquelle $I_L < I_L^{critique}$, nous obtenons la pression d'ablation suivante :

$$P_{abl} = 21.8 Mbar \quad (I. 16)$$

En appliquant la formule plus récente (I. 13) que nous considèrerons valable à 2ω , la pression d'ablation est alors :

$$P_{abl} = 18.1 Mbar \quad (I. 17)$$

Nous notons deux choses : la formule de la pression d'ablation la plus moderne, et considérée la plus juste, met en évidence une surestimation de la pression par la formule historique de Mora, nous voyons de plus, que grâce à des lasers de puissance il est possible d'atteindre des conditions propres à la PHDE et à certaines situations astrophysiques comme les intérieures planétaires (voir **Table 1.1**). Ces conditions sont typiques des installations laser de haute énergie que nous exploiterons dans cette thèse.

II Hydrodynamique et physique des chocs

L'hydrodynamique, ou plus classiquement mécanique des fluides, a pour vocation l'étude de l'écoulement des fluides. En science, le terme de fluide désigne la matière sous plusieurs états : liquide, gazeux ou encore sous forme de plasma. C'est Euler, et ses équations éponymes, qui a pour la première fois rigoureusement posé les bases du formalisme de l'hydrodynamique [EULER-1757]. Ses équations ont maintes fois été remaniées afin d'inclure des phénomènes physiques plus complexes et subtils tels que notamment la viscosité et la diffusion de chaleur grâce aux contributions de Henri Navier [NAVIER-1823] et de George Stokes [STOKES-1845], ou encore plus tard, la considération supplémentaire du couplage du fluide avec un champ électromagnétique, etc.. Ces modifications apportent aux équations nombre de termes non-linéaires, rendant leur résolution analytique impossible. Ces non-linéarités sont de plus à l'origine des instabilités et des turbulences pouvant apparaître dans l'écoulement d'un fluide, notions, qui seront davantage explorées dans la seconde partie de ce chapitre. Pour le moment, nous allons détailler la dynamique d'un fluide parfait, comprenez non-compressible et homogène, puis celle d'un fluide non-idéal. Nous verrons alors comment les équations évoluent lorsqu'un régime radiatif est atteint par le fluide. Nous ajouterons ensuite un champ magnétique externe au fluide et introduirons donc la discipline relative à ces situations, dénommée **magnétohydrodynamique (MHD)**. Nous étudierons, grâce à la MHD, le cas d'un fluide radiatif magnétisé. Dans un second temps, nous verrons un cas particulier de l'hydrodynamique : les chocs. Nous réitérerons alors le protocole précédent en dérivant les **équations d'Euler** afin d'obtenir les équations régissant la physique des chocs : les **équations de Rankine-Hugoniot**, et ce, dans le cas d'un fluide parfait, d'un fluide radiatif et d'un fluide radiatif magnétisé.

- 1 - Hydrodynamique

- **Dynamique des fluides : cas du fluide parfait**

En dynamique des fluides, il existe deux manières de caractériser un écoulement : l'approche eulérienne et la description lagrangienne. La première méthode consiste à considérer un domaine d'étude fixe et à attribuer à chaque instant et en tous points de ce domaine une valeur ou un vecteur pour chacune des variables considérées : pression, température, vitesse ... créant ainsi des champs vectoriels ou scalaires. La seconde approche, appelée lagrangienne, consiste à suivre l'évolution d'un groupe de particules au cours du temps et le long de leur trajectoire. Le référentiel n'est ici plus fixe, il se déforme continuellement pour contenir les particules étudiées. Commençons par la formulation eulérienne. Dans cette approche le référentiel est fixe. Les équations d'Euler décrivant l'écoulement d'un fluide idéal soumis à une force gravitationnelle externe prennent alors les formes suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (II.1) \\ \rho \left(\frac{\partial (\vec{u})}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} (\vec{u}) \right) = -\vec{\nabla}(p) + \rho \vec{g} \quad (II.2) \\ \frac{\partial (\rho E)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho E \vec{u}) = -\vec{\nabla} \cdot (p \cdot \vec{u}) + \rho \vec{g} \cdot \vec{u} \quad (II.3) \end{array} \right.$$

avec, t le temps, ρ la masse volumique du fluide, \vec{u} le vecteur vitesse, p la pression, \vec{g} le vecteur désignant un champ d'accélération, ici un champ gravitationnel. Ce champ d'accélération peut avoir, selon la situation, diverses origines : la gravité par exemple, qui d'ailleurs, sera souvent négligée dans nos systèmes au profit de la décélération, ou l'accélération, du système lui-même. Quant à E l'énergie totale par unité de masse du fluide, elle se décompose comme la somme de l'énergie interne du fluide ε et de son énergie cinétique.

$$E = \varepsilon + \frac{u^2}{2} \quad (II.4)$$

La première équation est appelée **équation de continuité**, elle traduit le principe de conservation de la masse au cours du temps. La deuxième, est l'**équation bilan de la quantité de mouvement**. C'est une application directe du principe fondamental de la dynamique sur le fluide. La troisième formule est celle qui garantit la **conservation de l'énergie** au cours du temps. Ces trois équations fondamentales se retrouvent sous une autre forme dans la description lagrangienne, description qui est particulièrement pertinente pour les problèmes où le domaine spatial qu'occupe le fluide étudié varie beaucoup au cours du temps. Bien que la plupart des codes de simulations soient Eulérien (exception faite des codes de fusion par confinement inertiel), le formalisme Lagrangien est employé pour décrire de nombreuses situations astrophysiques. Cela est notamment le cas pour l'étude des phénomènes explosifs astrophysiques, même si nous tenons à nuancer ces propos en précisant que le code simulation FLASH a été conçu pour traiter les explosions de SN et pourtant est eulérien. Il reste cependant important de présenter ces trois lois de conservation dans ce formalisme.

Une différence majeure existe entre les deux descriptions. Dans le point de vue Lagrangien, c'est le référentiel qui se déforme afin de sans cesse contenir les particules suivies au cours du temps. La dérivée partielle par rapport au temps comprend donc une contribution spatiale correspondant à cette déformation. Cette nouvelle dérivée partielle porte le nom de dérivée particulaire et s'exprime en ces termes :

$$\frac{D\phi}{Dt} = \left. \frac{\partial\phi}{\partial t} \right|_x + \vec{u} \cdot \vec{\nabla}\phi \quad (II.5)$$

avec t le temps, \vec{u} le vecteur vitesse de la particule et ϕ la quantité mesurée qui peut être scalaire, vectorielle ou tensorielle. Ainsi, dans ce nouveau système de coordonnées, les trois équations d'Euler s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{D\rho}{Dt} + \rho \vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0 \quad (II.6) \\ \rho \frac{D\vec{u}}{Dt} = -\vec{\nabla}p + \rho \vec{g} \quad (II.7) \\ \frac{D(\rho E)}{Dt} = -\vec{\nabla} \cdot (p \cdot \vec{u}) + \rho \vec{g} \cdot \vec{u} \quad (II.8) \end{array} \right.$$

avec p la pression. Bien que la solvabilité de ces équations ne soit pas toujours possible et qu'elles ne peuvent décrire l'écoulement de fluides uniquement considérés parfaits, la résolution ou l'approximation d'une solution des équations d'Euler permet une modélisation robuste et fiable de beaucoup de phénomènes hydrodynamiques.

- **Écoulement d'un fluide non parfait**

Comme brièvement évoqué dans les quelques lignes introductives de ce chapitre, les équations de Navier-Stokes permettent quant à elles la prise en considération de caractéristiques non-idéales des fluides : leur viscosité et la diffusion de chaleur. Historiquement, la première introduite fut la viscosité, qui se traduit par l'apparition dans les équations du terme Σ , le **tenseur des contraintes visqueuses**. De plus, ces nouvelles équations rendent possible la description de l'écoulement d'un fluide capable d'échanger de l'énergie sous forme thermique ou radiative, contrairement aux équations d'Euler où les transformations du fluide sont considérées adiabatiques. Dans la description eulérienne, ce nouveau système d'équations s'écrit alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (II.9) \\ \frac{\partial(\rho \vec{u})}{\partial t} + \vec{\nabla}(\rho \vec{u} \cdot \vec{u}) = -\vec{\nabla}(p) + \vec{\nabla}(\Sigma) + \rho \vec{g} \quad (II.10) \\ \frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho E \vec{u}) = -\vec{\nabla} \cdot ((\Sigma - pI) \cdot \vec{u}) + \rho \vec{g} \cdot \vec{u} + \vec{\nabla} \cdot \vec{q} + \vec{\nabla} \cdot \vec{q}_R \quad (II.11) \end{array} \right.$$

avec \vec{q} le vecteur désignant le flux entrant de chaleur associé à la conduction thermique, \vec{q}_R le vecteur désignant le flux entrant de chaleur associé au rayonnement et I le tenseur unité. En des termes lagrangiens, ces trois équations se réécrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{D\rho}{Dt} + \rho \vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0 \quad (II.12) \\ \rho \frac{D\vec{u}}{Dt} = -\vec{\nabla}p + \vec{\nabla}(\Sigma) + \rho \vec{g} \quad (II.13) \\ \frac{D(\rho E)}{Dt} = -\vec{\nabla} \cdot (p\vec{u}) + \vec{\nabla} \cdot (\Sigma \cdot \vec{u}) + \rho \vec{g} \cdot \vec{u} + \vec{\nabla} \cdot \vec{q} + \vec{\nabla} \cdot \vec{q}_R \quad (II.14) \end{array} \right.$$

Nous remarquons que l'équation de continuité reste à chaque fois inchangée, cela s'explique par l'absence de source de matière dans les problèmes relatifs à cette thèse. En effet, les réactions susceptibles de créer de la matière comme par exemple les réactions nucléaires, ou encore chimiques, seront ici négligées. Ainsi, l'addition de nouvelles forces dissipatrices n'auront d'impacts que sur l'équation de conservation de l'impulsion et sur l'équation de conservation de l'énergie. Quant à la viscosité, si l'on considère un fluide newtonien à l'écoulement incompressible, $\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0$, alors la divergence du tenseur des contraintes visqueuses s'écrira :

$$\vec{\nabla} \cdot (\Sigma) = \nu \Delta \vec{u} \quad (II.15)$$

avec ν la viscosité cinématique, cette-dernière étant reliée à la viscosité dynamique η par la relation suivante :

$$\nu = \frac{\eta}{\rho} \quad (II.16)$$

- **Écoulement d'un fluide non-idéal en régime radiatif**

Nous venons donc d'introduire des effets dissipatifs dans les équations de l'écoulement du fluide, à savoir la viscosité, la conduction thermique et le rayonnement. Comme nous le verrons dans les **chapitres VII**,

VIII et **IX**, nos plasmas atteindront un régime radiatif. Il convient donc d'introduire ce régime ainsi que les équations associées. Le régime radiatif se définit par une situation où avant tout, le flux radiatif au sein du système est élevé, et susceptiblement, dans les cas les plus radiatifs, où l'énergie sous forme radiative est elle aussi importante dans le système.

Nous reviendrons plus longuement sur les conditions installant ce genre de régime dans le paragraphe sur les chocs radiatifs. Pour le moment, notons simplement que lorsqu'un régime radiatif est atteint, l'énergie radiative E_r ne peut plus être négligée devant l'énergie interne et mécanique du système. L'énergie totale $E_{totale\ volumique}$ du plasma se réécrit alors :

$$E_{totale\ volumique} = \varepsilon + \frac{u^2}{2} + \frac{E_r}{\rho} \quad (II.17)$$

De même que l'énergie, la pression totale et le flux de chaleur doivent maintenant se décomposer en la somme de la contribution thermique et de la contribution radiative. Introduisons donc ces nouvelles quantités.

$$p_t = \frac{\rho k T (1 + Z^*)}{A}, \quad \text{la pression thermique} \quad (II.18)$$

$$F_t = -\kappa \nabla T, \quad \text{le flux thermique} \quad (II.19)$$

$$p_r = \frac{4}{3} \cdot \frac{\sigma T^4}{c}, \quad \text{la pression radiative} \quad (II.20)$$

$$F_r = -\frac{c}{3\kappa_r} \nabla(aT^4), \quad \text{le flux radiatif} \quad (II.21)$$

Avec Z^* le degré d'ionisation moyen des atomes, κ la conductivité thermique, c la vitesse de la lumière, σ la constante de Stefan-Boltzmann et κ_r l'opacité du milieu. Notons qu'il est possible, dans l'approximation d'Eddington, de relier l'énergie radiative à la pression radiative par la relation suivante :

$$E_r = 3P_r = \frac{4\sigma}{c} T^4 \quad (II.22)$$

En ce qui concerne l'ionisation, une formulation simple mais pas toujours adaptée [PHDE-2003] peut être utilisée lorsque les énergies considérées ne sont pas trop élevées :

$$Z^* \approx 0.63 \sqrt{T_1 (eV)} \quad (II.23)$$

Une autre formulation de l'ionisation proposée par R.M. More et disponible dans [SALZMANN-1998] pourra lui être préférée lorsque l'exactitude de la première n'est plus avérée. Ainsi, lorsqu'un régime radiatif est atteint les équations se muent de la sorte dans la description eulérienne :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (II.24)$$

$$\frac{\partial (\rho \vec{u})}{\partial t} + \vec{\nabla} (\rho \vec{u} \cdot \vec{u}) = -\vec{\nabla} (p_t + p_r) + \vec{\nabla} (\Sigma) + \rho \vec{g} \quad (II.25)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\rho \left(\varepsilon + \frac{\mathbf{u}^2}{2} \right) + \mathbf{E}_r \right) + \vec{\nabla} \cdot \left(\rho \vec{u} \left(\left(\varepsilon + \frac{\mathbf{u}^2}{2} \right) + \mathbf{E}_r \right) \right) = \dots \\ \dots - \vec{\nabla} \cdot \underbrace{\left((\Sigma - (\mathbf{p}_t + \mathbf{p}_r)) \cdot \vec{u} - (\mathbf{F}_t + \mathbf{F}_r) \right)}_{H = \text{flux d'énergie entrant}} + \rho \vec{g} \cdot \vec{u} \end{aligned} \quad (II.26)$$

Selon les situations, la viscosité et la force gravitationnelle pourront être négligées au profit de la pression et du flux radiatif. Ces équations définissent la dynamique d'un fluide non-idéal lorsqu'il atteint un régime radiatif. La négligence d'un terme au profit d'un autre sera évaluée grâce aux nombreuses variables sans dimension que nous présenterons dans une section ultérieure de ce même chapitre : « **Les lois d'échelle** ». Dans la description lagrangienne, description mieux adaptée à nos situations astrophysiques : les RSN, les équations se simplifient quelque peu :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{D\rho}{Dt} + \rho \vec{\nabla} \cdot (\vec{u}) = 0 \quad (II.27) \\ \rho \frac{D(\vec{u})}{Dt} = -\vec{\nabla}(\mathbf{p}_t + \mathbf{p}_r) + \vec{\nabla}(\Sigma) + \rho \vec{g} \quad (II.28) \\ \frac{D}{Dt} \left(\rho \left(\varepsilon + \frac{\mathbf{u}^2}{2} \right) + \mathbf{E}_r \right) = -\vec{\nabla} \cdot \left((\Sigma - (\mathbf{p}_t + \mathbf{p}_r)) \cdot \vec{u} - (\mathbf{F}_t + \mathbf{F}_r) \right) + \rho \vec{g} \cdot \vec{u} \quad (II.29) \end{array} \right.$$

Nous allons maintenant voir comment l'ajout d'un champ magnétique externe va modifier la dynamique d'un fluide non-idéal conducteur le tout dans un régime radiatif.

• **Écoulement d'un fluide non-idéal magnétisé en régime radiatif**

Dans cette partie, nous allons additionner à la situation décrite précédemment une composante supplémentaire : un champ magnétique extérieur. Un plasma étant composé de particules chargées – électrons et ions – le mouvement des différentes espèces crée des courants électriques, et par conséquent, engendre des champs électromagnétiques qui influenceront en retour le plasma dont ils sont issus. Un champ magnétique extérieur va donc complexifier la situation en augmentant le caractère non linéaire des équations. A l'instar de la matière et de l'espace-temps, le champ magnétique externe va influencer l'écoulement de la matière, et en retour, celle-ci va modifier les lignes de champ magnétiques.

De par sa forte non linéarité et sa complexité, l'étude des écoulements de fluides radiatifs magnétisés ne peut aboutir à des solutions analytiques simples. Une approche souvent utilisée consiste alors à étudier statistiquement le comportement local des différentes espèces. En faisant quelques hypothèses, notamment celle de l'équilibre thermodynamique local, il est alors possible d'utiliser des expressions statistiques pour décrire les diverses quantités thermodynamiques des espèces. Bien que souvent localement respectée dans nos plasmas, cette hypothèse implique l'impossibilité de décrire le comportement macroscopique du plasma étudié. Nous allons tout de même donner les principales équations régissant l'évolution d'un fluide radiatif magnétisé bien que leur résolution directe nous sera impossible. Nous parlerons ensuite des différentes ondes se propageant dans les plasmas magnétisés,

ondes qui auront une importance considérable dans l'étude de chocs radiatifs magnétisés constituant le **chapitre VII** de cette thèse.

Le formalisme permettant l'entière description d'un fluide magnétohydrodynamique radiatif est constitué des équations de Navier-Stokes de la section précédente revisités pour l'occasion, modifiées par l'ajout de composantes magnétiques aux équations de conservation de l'impulsion et de l'énergie, et des équations électromagnétiques de Maxwell. Commençons par celles-ci :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}, \quad \text{Maxwell - Gauss} \quad (II.30)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0, \quad \text{Maxwell - Flux} \quad (II.31)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad \text{Maxwell - Faraday} \quad (II.32)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} + \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad \text{Maxwell - Ampère} \quad (II.33)$$

avec \vec{B} le champ magnétique, \vec{E} le champ électrique, \vec{J} le vecteur densité de courant, ε_0 la permittivité du vide et μ_0 la perméabilité magnétique du vide. Dans le cas d'un fluide non relativiste $u^2 \ll c^2$, les courants de déplacements peuvent être négligés, en effet, le rapport des densités d'énergie électrique U_e et magnétique U_m donne :

$$\frac{U_e}{U_m} = \frac{\varepsilon_0 E^2 / 2}{B^2 / 2 \mu_0} \sim \left(\frac{u}{c}\right)^2 \quad (II.34)$$

avec u la vitesse des particules. Par conséquent, dans nos expériences l'approximation de la magnétostatique peut être utilisée. Le champ électromagnétique est donc instantanément à l'équilibre et l'équation Maxwell-Ampère se réécrit alors :

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} \quad (II.35)$$

En plus des équations de Maxwell, les équations de conservations de l'impulsion et de l'énergie d'Euler doivent être réécrites. Pour cela, nous devons ajouter au bilan des forces et au bilan des énergies (respectivement les équations (II.28) et (II.29)) les composantes magnétiques. Notamment, il est important de préciser que le couplage de la matière avec le champ électromagnétique se concrétise par la force de Lorentz s'appliquant à chacune des particules chargées :

$$\vec{F}_{Lorentz} = \tilde{q}(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (II.36)$$

avec \tilde{q} la charge de la particule et \vec{v} sa vitesse. Comme démontré dans l'équation (II.34), lorsque l'écoulement du fluide est non relativiste, la contribution électrique peut être négligée devant celle du champ magnétique. Ce terme électrique $-\vec{J} \cdot \vec{E}$ qui correspond à la densité d'énergie déposée par effet Joule dans le plasma par les ondes électromagnétiques n'a donc qu'une importance relative dans l'évolution de nos plasmas. Ainsi, l'expression volumique de la force de Lorentz devient :

$$\vec{F}_{Lorentz\ volumique} \approx \vec{J} \times \vec{B} \quad (II.37)$$

Au même titre que la pression radiative dans la section précédente, la pression magnétique \mathbf{p}_m , lorsqu'elle équivaut les autres pressions, doit être considérée dans les équations. D'où les nouvelles équations de Navier-Stokes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho \frac{D(\vec{u})}{Dt} = \vec{\nabla}(\Sigma - (p_t + p_r)) + \vec{J} \times \vec{B} + \rho \vec{g} \\ \frac{D}{Dt} \left(\rho \left(\varepsilon + \frac{\mathbf{u}^2}{2} \right) + \mathbf{E}_r \right) = -\vec{\nabla} \cdot \left((\Sigma - (p_t + p_r)) \cdot \vec{u} - (\mathbf{F}_t + \mathbf{F}_r) \right) + (\vec{J} \times \vec{B}) \cdot \vec{u} \end{array} \right. \quad (II.38)$$

$$\left(\frac{D}{Dt} \left(\rho \left(\varepsilon + \frac{\mathbf{u}^2}{2} \right) + \mathbf{E}_r \right) \right) = -\vec{\nabla} \cdot \left((\Sigma - (p_t + p_r)) \cdot \vec{u} - (\mathbf{F}_t + \mathbf{F}_r) \right) + (\vec{J} \times \vec{B}) \cdot \vec{u} \quad (II.39)$$

avec \mathbf{p}_m contenue dans l'expression de $\vec{J} \times \vec{B}$ et définie ainsi :

$$\mathbf{p}_m = \frac{B^2}{2\mu_0} \quad (II.40)$$

L'ensemble de ces expressions permettent en théorie de décrire l'évolution d'un fluide radiatif magnétisé. Le cadre hypothétique de la MHD exige l'hypothèse d'électro-neutralité locale du plasma, chose vérifiée tant que le régime reste non-relativiste, ce qui est le cas dans nos expériences. Les solutions analytiques à ce problème sont clairement inatteignables, chose compréhensible lorsque l'on observe le grand nombre de termes apparaissant dans les équations. Tout de même, des nombres sans dimension pour nous aider à quantifier l'intrication magnétique de nos plasmas seront présentés dans la section suivante. L'un d'entre eux notamment est appelé **le nombre de Reynolds magnétique R_m** :

$$R_m = \frac{|\nabla \times (\vec{u} \times \vec{B})|}{|\nabla \times \eta_m \vec{J}|} \sim \frac{u_0 l}{\nu_m} \quad (II.41)$$

avec ν_m le coefficient de diffusion magnétique, ou diffusivité magnétique, u_0 et l une vitesse et une longueur caractéristique du problème. Ce nombre sans dimension a une importance particulière car il nous permettra de déterminer dans lequel des deux régimes de la MHD, que nous allons maintenant introduire, nous nous situons : la MHD idéale ou résistive. Il permet de comparer les effets liés au mouvement du fluide (terme d'advection avec \vec{u}) et ceux liés aux propriétés microscopiques de la matière (terme de collision avec la résistivité ohmique η_m). La compétition de ces deux termes se traduit par une équation clef décrivant l'évolution temporelle du champ magnétique, qui découle de la loi d'Ohm et des équations de Maxwell : **l'équation d'induction**.

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \underbrace{\nabla \times (\vec{u} \times \vec{B})}_{\text{terme d'advection}} - \underbrace{\nabla \times (\eta_m \vec{J})}_{\text{terme de collision}} \quad (II.42)$$

MHD idéale : Présentons tout d'abord la **MHD idéale**, celle-ci est obtenue lorsque $R_m \gg 1$. Dans ce cas, l'équation (II.42) devient :

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \approx \nabla \times (\vec{u} \times \vec{B}) \quad (II.43)$$

De celle-ci deux théorèmes du gel peuvent être démontrés : le premier concerne la conservation du flux magnétique à travers une surface régulière définie par un contour fermé et constant, et ce, quelles que soient les déformations subies par ce contour au cours du temps ; le second, implique le transport de la quantité \vec{B}/ρ par l'écoulement fluide. Les propriétés décrites par ces deux théorèmes ont amené à dire

que le champ magnétique et la matière sont gelés l'un dans l'autre. Celui qui, entre le fluide et le champ magnétique, entraîne l'autre dépend du rapport des densités d'énergie. Il faut pour cela comparer $U_{cinétique} = \rho u^2/2$ et $U_{magnétique} = B^2/2\mu_0$, ce qui donne :

$$\frac{U_{cinétique}}{U_{magnétique}} = \frac{u^2}{\frac{B^2}{\rho\mu_0}} = \left(\frac{u}{\frac{B}{\sqrt{\rho\mu_0}}} \right)^2 = m^2 \quad (II.44)$$

avec m le nombre de Mach Alfvénique définit comme suit :

$$m = \frac{u}{V_{Alfven}} \quad \text{avec} \quad V_{Alfven} = \frac{B}{\sqrt{\rho\mu_0}} = \text{vitesse d'Alfven} \quad (II.45)$$

Ainsi, pour un écoulement sub-Alfvénique le champ magnétique dictera la marche, alors que pour un écoulement super-Alfvénique ce sera la matière qui entrainera avec lui le champ magnétique.

MHD résistive : Dans le cas inverse, celui où $R_m \ll 1$, l'équation (II.42) devient, dans le cas d'une résistivité constante :

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \approx \nu_m \Delta \vec{B} \quad (II.46)$$

On reconnaît alors la forme d'une simple équation de diffusion. Dans ce régime, le champ magnétique est diffusé via les multiples collisions microscopiques, et les courants sont diffusés par effet Joule. Aucun mouvement global de matière n'est alors observé : champs et matières sont totalement décorrélés. Ce régime, bien plus rare dans les situations astrophysiques et nos expériences, pourra tout de même exister localement, notamment dans le développement des instabilités hydrodynamiques.

Les ondes MHD :

Voyons maintenant les **ondes MHD**. Celles-ci prennent naissance suite au passage d'une perturbation et de l'oscillation qui s'en suit, oscillation induite par la tension électromagnétique qui s'apparente ici à une force de rappel. Plaçons nous tout d'abord dans un milieu incompressible homogène de densité ρ constante traversé par un champ magnétique uniforme \vec{B}_0 , dans lequel la gravité ainsi que les effets de viscosité et de résistivité sont négligés : autrement dit dans un fluide parfait en MHD idéale. En considérant une légère perturbation de la vitesse fluide $\delta \vec{u}$ et du champ magnétique $\delta \vec{B}$ que nous introduisons puis linéarisons dans les équations, il en résulte alors l'équation de dispersion suivante [FERREIRA-2010] :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - V_{Alfven}^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \delta \vec{B} = 0 \quad (II.47)$$

qui admet pour solution les ondes dites planes, pour lesquelles la relation de dispersion est la suivante :

$$\omega = V_{Alfven} k \cos \theta \quad (II.48)$$

avec k la norme du vecteur d'onde selon lequel se propage l'onde faisant un angle θ avec le champ \vec{B}_0 . Les ondes ici décrites sont appelées **ondes d'Alfven** et correspondent à des perturbations magnétiques se propageant dans un milieu magnétisé. Ces ondes transversales se déplacent à la vitesse $V_{Alfven} \cos \theta$. Leur propagation est donc principalement le long des lignes de champ magnétiques. Ces ondes n'induisent pas de compression du milieu, ce sont des perturbations purement magnétiques, comparables aux ondes se propageant le long de cordes tendues.

Lorsque le milieu devient compressible, une troisième perturbation doit être prise en compte dans les équations : celle de la densité, $\delta\rho$. Cette triple intrication alourdit quelque peu les équations, voir [FERREIRA-2010], il en résulte tout de même une relation de dispersion pour les solutions sous forme d'ondes planes. Elle s'écrit de la sorte :

$$\omega^4 - k^2(V_{Alfven}^2 + c_s^2)\omega^2 + V_{Alfven}^2 c_s^2 k^2 k_z^2 = 0 \quad (II.49)$$

avec $k_z^2 = k^2 \cos^2 \theta$. Cette relation de dispersion possède deux solutions :

$$v_{\pm} = \sqrt{\frac{1}{2} \left((V_{Alfven}^2 + c_s^2) \pm \sqrt{(V_{Alfven}^2 + c_s^2)^2 - 4V_{Alfven}^2 c_s^2 \cos^2 \theta} \right)} \quad (II.50)$$

Avec c_s la vitesse du son dans le milieu non perturbé. Dans un milieu compressible, les ondes sonores pures n'existent plus, il y a désormais un couplage permanent entre la pression magnétique et la pression thermique : ce sont des ondes magnéto-soniques. Les ondes se déplaçant à la vitesse v_- sont nommées ondes magnéto-soniques lentes, tandis que celles se propageant à la vitesse v_+ sont appelées ondes magnéto-soniques rapides. Si l'on se positionne le long des lignes de champ magnétiques ($\theta = 0$), les ondes lentes se propagent à la vitesse du son c_s et les ondes rapides à celle d'Alfven V_{Alfven} . Perpendiculairement aux lignes de champ, les ondes lentes ne peuvent plus se propager, $v_- = 0$, tandis que les ondes magnéto-soniques rapides se propageront à leur vitesse maximale, soit $v_+ = \sqrt{V_{Alfven}^2 + c_s^2}$.

En résumé, les ondes lentes s'assimilent à une onde sonore se propageant essentiellement le long des lignes de champ, tandis que les ondes magnéto-soniques rapides s'apparentent à des ondes d'Alfven compressionnelles pouvant se propager dans toutes les directions, avec pour direction privilégiée celle perpendiculaire aux lignes de champ magnétiques.

Maintenant que les fondements théoriques de l'écoulement des fluides dans les conditions relatives aux travaux de cette thèse ont été établies, nous allons voir un cas particulier de l'écoulement des fluides : les chocs.

- 2 - Physique des chocs

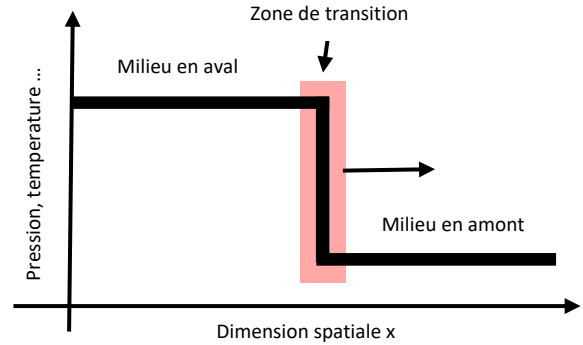
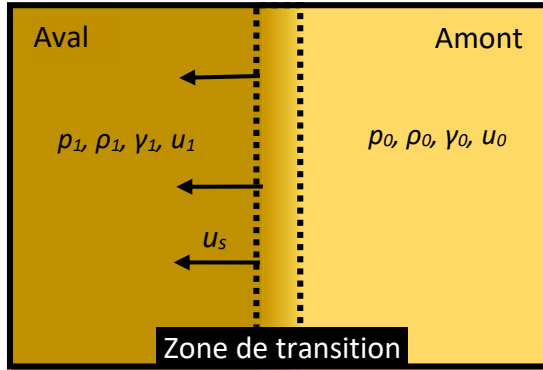
• Définition

Un choc se définit par une transition abrupte des différentes grandeurs thermodynamiques d'un fluide : température, densité, pression, vitesse, ... Cette transition s'effectue sur une très courte distance, de l'ordre de quelque parcours moyen des ions, et se propage à une vitesse supérieure à la vitesse du son du milieu encore au repos, et ce pour que l'onde soit catégorisée comme une onde de



Figures 2.1 et 2.2 : A gauche, une double illustration montrant dans sa partie supérieure, deux avions de chasse mirage 2000 de l'armée de l'air française franchissant le mur du son, et schématisant dans sa partie inférieure, le phénomène du mur du son qui correspond à la transition du vol d'un aéronef d'une vitesse subsonique à une vitesse supersonique. L'illustration de droite est une photographie d'un Mig 21 bis, désignation OTAN : fishbed, de l'armée bulgare. Cet avion supersonique de fabrication soviétique a équipé la flotte des armées de nombreux pays. Crédits : Philippe Goemaere et <http://www.airliners.net>

choc, et non comme une simple onde de compression. En effet, lorsqu'une perturbation de la pression ou de la densité évolue dans un milieu au repos, une onde de compression se propage en réponse à celle-ci. Prenons l'exemple d'un avion se propageant dans les airs afin d'illustrer nos propos. Les avions de ligne par exemple, à l'exception du célèbre concorde, se déplacent tous à des vitesses subsoniques. Lorsque leurs ailes rencontrent les molécules de l'atmosphère, un brusque changement de vitesse, de pression et de densité s'opère. Cette soudaine introduction d'énergie se dissipe dans le reste du milieu au repos, ici l'air, qui communique au moyen d'une onde de compression l'énergie aux régions environnantes. Cette onde est dans notre cas une onde sonore car elle se déplace à la vitesse du son qui est ici supérieure à la vitesse de la perturbation. Le milieu au repos est donc impacté par la perturbation avant même que celle-ci ne soit encore passée. La modification des quantités physiques entre le milieu au repos et la perturbation induite par le déplacement de l'avion se fait ici de manière continue. Nous ne sommes donc pas dans les termes de la définition d'un choc. Remplaçons maintenant notre avion de ligne par un avion de chasse supersonique. Décollant sur le tarmac avec une vitesse initiale nulle, l'avion de chasse passera nécessairement par la situation décrite précédemment : un vol subsonique. Or, ses capacités le lui permettant, il peut se déplacer à des vitesses supérieures à la vitesse du son : communément appelée Mach 1 dans l'aviation (nom provenant du nombre sans dimension de Mach en physique des fluides que nous reverrons par la suite). Lorsque l'appareil se rapproche de ce dit Mach 1, la perturbation que son fuselage induit dans l'air va à chaque instant rattraper les ondes sonores induites aux précédents instants. Lorsque les perturbations se confondent, les ondes sonores sont supplantées par la perturbation elle-même : c'est la création d'une onde de choc. On dit alors que l'avion passe le mur du son. En effet, le passage d'une vitesse subsonique à une vitesse supersonique d'un corps implique une étape de surpression (la perturbation s'additionne aux précédentes ondes sonores) qui se concrétise notamment par un effet spectaculaire visible sur la **figure 2.1** : le mur du son, et une conception exigeante des objets qui le passe, voir la **figure 2.2**. C'est ainsi que se caractérise une onde de choc ; par le déplacement d'une perturbation supersonique du point de vue du milieu au repos.



Figures 2.3 et 2.4 : A gauche, représentation schématique de la structure d'une onde de choc dans le référentiel du choc. Le milieu en aval désigne le milieu déjà choqué ayant comme paramètres thermodynamiques de pression, densité, d'indice adiabatique et de vitesse : $\rho_1, \rho_1, \gamma_1, u_1$. Le milieu en amont correspond, lui, au milieu encore au repos dans le référentiel du laboratoire. Il n'a pas été atteint ni perturbé par l'onde de choc. Ses paramètres thermodynamiques sont $\rho_0, \rho_0, \gamma_0, u_0$. La perturbation se transmet au travers d'une fine zone de transition se déplaçant à la vitesse $u_0 = -u_s$ dans le référentiel du choc, où u_s est la vitesse du choc dans le référentiel du laboratoire. Dans le référentiel du choc, c'est le milieu en amont qui se meut vers le milieu en aval. La vitesse u_1 correspond à la vitesse fluide du milieu 1. A droite, une coupe le long de la propagation du choc est réalisée. L'évolution des différentes grandeurs thermodynamiques y est schématiquement représentée. Bien souvent la transition est considérée discontinue, or physiquement la transition d'un milieu à l'autre est certes abrupte, mais reste continue. Elle s'étale donc en réalité dans la zone de transition représentée en rouge.

- **Rankine-Hugoniot**

Une onde de choc hydrodynamique correspond donc à une onde supersonique, du point de vue du milieu en amont (celui au repos et qui n'a pas encore été perturbé), transportant de l'énergie. De part et d'autre de l'onde de choc, les quantités thermodynamiques sont brutalement perturbées avec comme caractéristique principale une transition spatiale très courte. En l'absence d'effets dissipatifs tels que le champ magnétique, la viscosité, la conduction thermique ou encore le rayonnement, les flux, moments et énergies sont conservés au passage de l'onde de choc. Les relations de Rankine-Hugoniot [RANKINE-1870 ; HUGONIOT-1889] est le nom donné aux équations décrivant la conservation des quantités citées précédemment dans le cas d'un choc hydrodynamique classique, autrement dit sans effet dissipatif. Ces relations monodimensionnelles s'écrivent de la manière suivante :

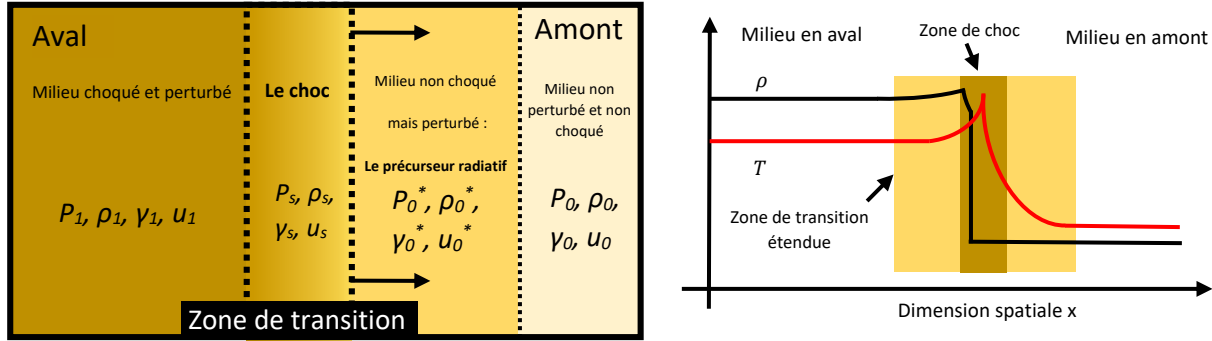
$$\rho_1 u_1 = \rho_0 u_0, \quad \text{Conservation de la masse} \quad (II.51)$$

$$\rho_1 u_1^2 + p_1 = \rho_0 u_0^2 + p_0, \quad \text{Conservation de l'impulsion} \quad (II.52)$$

$$(\rho_1 E_1 + p_1) u_1 = (\rho_0 E_0 + p_0) u_0, \quad \text{Conservation de l'énergie} \quad (II.53)$$

avec u la vitesse du fluide, p la pression, ρ la densité, et E l'énergie du fluide. L'indice 1 et 0 correspondent respectivement au milieu en aval (déjà choqué) et au milieu en amont (pas encore perturbé), voir **figures 2.3 et 2.4**. Notons que lorsque l'on étudie un choc, deux référentiels peuvent être utilisés, celui du choc et celui du laboratoire. Le passage du référentiel du laboratoire à celui du choc se fait grâce aux transformations eulériennes des vitesses :

	Referentiel du choc	Referentiel du laboratoire
Vitesse fluide en amont	$u_0 = -u_s$	$u_0 = 0$
Vitesse fluide en aval	$u_1 = -(u_{particule} - u_s)$	$u_1 = u_{particule}$



Figures 2.5 et 2.6 : A gauche, représentation schématique de la structure d'une onde de choc radiative dans le référentiel du laboratoire. Une région non choquée mais tout de même perturbée par le rayonnement émanant de la région choquée apparaît entre le choc et la zone encore au repos : c'est le précurseur radiatif. Ses paramètres thermodynamiques diffèrent plus ou moins de ceux de la région totalement au repos. A droite, une coupe le long de la propagation du choc est réalisée. L'évolution de la densité et de la température γ sont schématiquement représentées. Une zone étendue de transition des paramètres thermodynamique se développe.

avec $u_{particule}$ la vitesse des particules du fluide en aval et u_s la vitesse du choc.

Un développement intéressant est ici à noter. Si l'on applique les relations de Rankine-Hugoniot à un choc entre deux fluides polytropiques, en aval comme en amont, ayant respectivement comme indice adiabatique γ_1 et γ_0 alors nous obtenons la relation suivante :

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{\gamma_0 - 1}{\gamma_1 - 1} \cdot \left(\frac{(\gamma_1 + 1)p_1 + (\gamma_1 - 1)p_0}{(\gamma_1 - 1)p_1 + (\gamma_1 + 1)p_0} \right) \quad (II.54)$$

Dans le cas d'un choc fort nous avons $p_1 \gg p_0$. Les différentes relations se simplifient donc ainsi :

$$\begin{cases} u_{particule_1} = \frac{2}{\gamma_1 + 1} \times u_s & (II.55) \\ \frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{\gamma_1 + 1}{\gamma_1 - 1} & (II.56) \end{cases}$$

avec u_s la vitesse du choc. En prenant le cas de gaz parfaits monoatomique, $\gamma = 5/3$, nous obtenons les grandeurs thermodynamiques dans le cas d'un choc fort. Celui-ci est caractérisé par une compression d'un facteur 4 et d'une vitesse des particules dans le milieu choqué égale à 3/4 de la vitesse du choc.

• Chocs radiatifs

Les équations que nous avons décrites jusqu'ici concernent les chocs hydrodynamiques dits classiques. En effet, aucun effet dissipatif n'est pour l'instant considéré. L'écoulement est pensé comme parfait, ce qui ne correspond généralement pas aux situations astrophysiques que nous souhaitons reproduire en laboratoire. Notamment, un effet très important joue, comme nous avons pu le comprendre dans la présentation des contextes astrophysiques relatifs à cette thèse, un rôle prépondérant dans bien des circonstances : le rayonnement. Lorsqu'un choc est suffisamment énergétique, celui-ci peut dégénérer en un choc radiatif, terme qui désigne un choc hydrodynamique dans lequel le rayonnement émis par la matière choquée est suffisamment important pour significativement modifier la structure interne du choc, ainsi que son environnement (voir **figure 2.5**). Notamment, selon les conditions atteintes dans le

choc, le rayonnement émis par la matière choquée traverse ou non la surdensité formée par le front de choc. Le rayonnement le moins énergétique va être absorbé dans une région très proche du choc provoquant une surchauffe locale de la matière (voir **figure 2.6**), tandis que celui aux énergies supérieures va complètement sortir de la zone de transition du choc et exciter la matière non perturbée en amont.

Cette perte radiative aura pour effet d'amincir spatialement la couche en surchauffe et d'abaisser sa température par rapport au cas d'un choc classique où les pertes radiatives sont négligeables. De plus, une modification du milieu devant le choc apparaîtra avant même que le choc ne l'ait atteinte.

Cette région, située devant la perturbation et pouvant s'étendre sur des distances conséquentes (de l'ordre de plusieurs centaines de microns jusqu'au millimètre dans nos expériences), porte le nom de **précurseur radiatif**. Nous allons maintenant voir comment les équations de Rankine-Hugoniot doivent être modifiées afin de pouvoir correctement considérer ces effets radiatifs. Ensuite nous aborderons les différentes classifications de choc radiatif.

Les équations (II. 51), (II. 52) et (II. 53) exprimées dans la section précédente décrivent respectivement la conservation de la masse, de l'impulsion et de l'énergie pour un choc purement hydrodynamique. Afin d'incorporer les effets de dissipation thermique et radiatif, seules les deux dernières équations doivent être modifiées.

Pour cela, les pressions et énergies doivent être décomposées en la somme des contributions thermiques, radiatives et internes. Un choc radiatif se définit par un flux radiatif au moins équivalent, voire dépassant, le flux thermique entrant de la matière, d'où les équations de Rankine-Hugoniot se réécrivant dans le référentiel du choc de la manière suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_1 u_1 = \rho_0 u_0 \quad (II. 57) \\ \rho_1 u_1^2 + P_{t_1} + P_{r_1} = \rho_0 u_0^2 + P_{t_0} + P_{r_0} \quad (II. 58) \\ F_{r_1} + u_1 \left(\frac{\rho_1 u_1^2}{2} + E_{r_1} + P_{t_1} + P_{r_1} + \rho_1 E_{e_1} \right) = F_{r_0} + u_0 \left(\frac{\rho_0 u_0^2}{2} + E_{r_0} + P_{t_0} + P_{r_0} + \rho_0 E_{e_0} \right) \quad (II. 59) \end{array} \right.$$

Avec p_t la pression thermique, p_r la pression radiative, γ l'indice adiabatique, E_r l'énergie radiative et E_e l'énergie interne des atomes. Ce dernier terme correspond à la somme des énergies internes des atomes, énergies liées à leurs différents degrés de liberté : rotation, vibration et aussi excitation électronique. Notons que dans le cas d'un gaz monoatomique comme le xénon ou l'hélium, qui seront tous les deux utilisés lors de nos campagnes expérimentales, cette énergie interne correspond majoritairement à l'énergie d'ionisation des atomes. Comme précédemment, l'indice 1 désigne le milieu en aval et 0 celui du milieu en amont.

En adimensionnant les trois équations de Rankine-Hugoniot modifiées ((II. 57), (II. 58), (II. 59)) – voir [PHDE-2003 ; VINCI-THESE ; DIZIERE-THESE] – une simplification de la résolution est possible. En particulier, l'équation de conservation de l'impulsion devient [BOIREAU-2006 ; PHDE-2003] dans le référentiel du choc :

$$\gamma M^2 \eta^2 + (\alpha \theta^4 - 1 - \alpha - \gamma M^2) \eta + \frac{\theta}{\bar{z}} = 0 \quad (II. 60)$$

avec

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha = \frac{P_{r1}}{P_{t1}} = \text{rapport des pressions} \\ \eta = \frac{u_1}{u_0} = \text{rapport des vitesses} \end{array} \right. \text{ et } \left\{ \begin{array}{l} \theta = \frac{T_1}{T_0} = \text{rapport des températures} \\ M = -\frac{u_0}{c_{s0}} = \text{nombre de Mach} \\ \tilde{Z} = \frac{1 + Z_0^*}{1 + Z_1^*} = \text{rapport des ionisations} \end{array} \right.$$

Cette équation (II.60), obtenue au prix d'hypothèses telles que la polytropicité de notre fluide – hypothèses que nous discuterons dans la section « **hypothèses et limites** » de cette première partie de chapitre, permet d'exprimer le rapport de température en fonction du rapport des vitesses : $\theta(\eta)$. Dès lors, trois valeurs remarquables du nombre de Mach sont exprimables :

- $M_{iso} = \sqrt{\frac{3\gamma-1}{\gamma(3-\gamma)}}$, correspondant au nombre de Mach pour $\eta = \eta_{max}$, η_{max} étant défini tel que $\theta(\eta_{max}) = \theta_{max}$, soit le maximum atteint par la fonction $\theta(\eta)$.
- $M_{rad} = 6^{-\frac{1}{2}} 7^{\frac{7}{6}} \gamma^{-\frac{1}{2}} Z^{*-\frac{2}{3}} \alpha^{-\frac{1}{6}}$, correspondant au nombre de Mach lorsque l'équilibre entre la pression radiative et la pression thermique est atteint.
- $M_{cont} = 5^{\frac{1}{6}} \gamma^{-\frac{1}{2}} Z^{*-\frac{2}{3}} \alpha^{-\frac{1}{6}}$, correspondant au nombre de Mach pour une compression forcée de 7, soit $\eta_{max} = \frac{1}{7}$. Cette compression de 7 correspond au cas d'un gaz de photons avec $\gamma = \frac{4}{3}$.

La mise en évidence de ces trois nombres de Mach permet d'introduire quatre régimes de choc. Selon leur nombre de Mach, $M = \frac{u}{c_s}$, avec $u = |u_s|$, dans le référentiel du laboratoire et, $u = |u_0| = |-u_s|$, dans le référentiel du choc et c_s la vitesse du son dans le milieu non perturbé encore choqué, les chocs peuvent être ordonnés selon une classification initialement proposée par I. Zeldovitch et reprise par S. Bouquet dans [BOUQUET-2000]. Cependant, depuis la parution de cette classification, des remises en cause ont été exprimées. Nous ne préférons donc pas nous étaler davantage sur le sujet.

- Vitesse critique

Plus le régime devient radiatif et plus le flux radiatif permet le refroidissement du choc chauffant ainsi la matière située en amont du choc. La température s'élève alors de façon continue dans la matière au repos devant le choc. Si davantage d'énergie est injectée dans le choc, le rayonnement peut alors sérieusement avoir de l'importance. En effet, par un apport suffisant d'énergie, il est toujours possible d'atteindre le niveau critique, moment correspondant à l'équilibre entre la pression radiative et la pression thermique, et ce, quel que soit le milieu de propagation. Pour ce faire, il suffit d'engendrer un choc dont la vitesse approche, voire excède, la vitesse critique $u_s^{critique}$ du milieu de propagation. Une première approche historique donne alors la vitesse critique suivante [BOUQUET-2000] :

$$u_s^{critique} = M_{rad} \cdot c_s = \frac{7^{\frac{7}{6}} k^{\frac{2}{3}} (1 + Z_1^*)^{\frac{2}{3}}}{3^{\frac{1}{3}} \sqrt{2} \alpha^{\frac{1}{6}} (Am_p)^{\frac{2}{3}}} \sim 2053 \frac{(1 + Z_1^*)^{\frac{2}{3}} (\rho_1 [g \cdot cm^{-3}])^{\frac{1}{6}}}{A^{\frac{2}{3}}} \quad (II.61)$$

Gaz	Z	Pression	Masse volumique	Vitesse critique
Hélium	2	1.02×10^3 mbar	1.67×10^{-4} g.cm ⁻³	398 km.s ⁻¹
Hélium	2	3.28×10^3 mbar	5.35×10^{-4} g.cm ⁻³	482 km.s ⁻¹
Hélium	2	1.02×10^4 mbar	1.67×10^{-3} g.cm ⁻³	584 km.s ⁻¹
Néon	10	203 mbar	1.67×10^{-4} g.cm ⁻³	150 km.s ⁻¹
Argon	18	102 mbar	1.67×10^{-4} g.cm ⁻³	94 km.s ⁻¹
Krypton	36	49 mbar	1.67×10^{-4} g.cm ⁻³	57 km.s ⁻¹
Xénon	54	31 mbar	1.67×10^{-4} g.cm ⁻³	50 km.s ⁻¹
Xénon	54	100 mbar	5.35×10^{-4} g.cm ⁻³	61 km.s ⁻¹
Xénon	54	310 mbar	1.67×10^{-3} g.cm ⁻³	74 km.s ⁻¹

Table 2.1 : Tableau présentant les vitesses critiques de différents gaz parfaits utilisant la formule (II.61). On remarque notamment la dépendance au numéro atomique et à la densité de la vitesse critique. L'utilisation de xénon permet d'obtenir des effets radiatifs quantitatifs pour une vitesse de choc relativement faible. Ce gaz sera celui utilisé lors de nos expériences pour engendrer les chocs radiatifs. L'hélium sera quant à lui utilisé comme gaz de référence, car avec ses vitesses critiques élevées il ne nous est pas possible d'obtenir d'effets radiatifs en l'utilisant. Les chocs se propageant dans de l'hélium lors de nos expériences seront donc considérés comme des chocs purement hydrodynamiques.

Gaz	Z	Masse volumique	Vitesse critique (flux)	Vitesse critique (énergie)
Hélium	2	1.67×10^{-4} g.cm ⁻³	345 km.s ⁻¹	1105 km.s ⁻¹
Hélium	2	5.35×10^{-4} g.cm ⁻³	450 km.s ⁻¹	1260 km.s ⁻¹
Hélium	2	1.67×10^{-3} g.cm ⁻³	575 km.s ⁻¹	1440 km.s ⁻¹
Néon	10	1.67×10^{-4} g.cm ⁻³	162 km.s ⁻¹	795 km.s ⁻¹
Argon	18	1.67×10^{-4} g.cm ⁻³	111 km.s ⁻¹	675 km.s ⁻¹
Krypton	36	1.67×10^{-4} g.cm ⁻³	74 km.s ⁻¹	575 km.s ⁻¹
Xénon	54	1.67×10^{-4} g.cm ⁻³	57 km.s ⁻¹	518 km.s ⁻¹
Xénon	54	5.35×10^{-4} g.cm ⁻³	81 km.s ⁻¹	615 km.s ⁻¹
Xénon	54	1.67×10^{-3} g.cm ⁻³	113 km.s ⁻¹	718 km.s ⁻¹

Table 2.2 : Tableau présentant les vitesses critiques pour un régime radiatif (équivalence des flux) et purement radiatif (équivalence des énergies) pour différents gaz. La vitesse critique du flux et de l'énergie correspondent respectivement aux vitesses seuil pour $B_0 = 0.1$ et pour $R = 1$. Les gaz ont un indice adiabatique $\gamma = 5/3$. L'hypothèse selon laquelle leur émission est similaire à celui d'un corps noir est ici faite. De plus, une ionisation moyenne de $Z^* = 3$ est retenue selon la formule (II.23) pour une température de choc d'environ 25-30 eV qui sont des températures typiques obtenues dans nos simulations.

avec k la constante de Boltzmann, A le numéro atomique et m_p la masse du proton. Remarquons au passage que plus le matériau de propagation est de faible densité et constitué d'atomes à haut numéro atomique, et plus il sera facile d'atteindre un régime radiatif. C'est pour ces raisons que les milieux de propagation de nos cibles seront constituées de xénon gazeux, ainsi la vitesse critique sera abaissée et les effets radiatifs pourront être notablement observés. Précisons que la formule (II.61) permet une équivalence entre les flux et non entre les énergies. L'équivalence entre les flux thermique et radiatif délimite le régime radiatif. Le régime purement radiatif, inatteignable dans nos expériences, est quant à lui défini par l'équivalence entre les énergies. Deux nombres sans dimension définis dans la section suivante : le **nombre de Boltzmann** et le **nombre de Mihalas R** [MICHAUT-2009], permettent de distinguer et définir les deux régimes précédemment évoqués. En effet, B_0 et R peuvent, moyennant l'hypothèse d'un plasma polytropique et à l'émission proche de celle d'un corps noir, comme présentés dans [FALIZE-2011], être compris et s'exprimer de la manière suivante:

$$\begin{cases} B_0 = \text{rapport des flux} \\ R = \text{rapport des énergies} \end{cases}$$

Il est possible de trouver la vitesse critique $u_{flux}^{critique}$ permettant à un choc d'atteindre un régime radiatif du point de vue du flux, pour cela il suffit d'égaliser B_o avec 1. Pour trouver la vitesse critique $u_{energie}^{critique}$ correspondant au point de bascule entre un régime radiatif et un régime purement radiatif (équivalence des énergies), il faut utiliser la relation reliant les deux nombres adimensionnés. En trouvant la valeur de B_o permettant l'égalité $R = 1$, nous pouvons remonter à $u_{energie}^{critique}$. La **table 2.2** récapitule ces deux vitesses critiques pour les mêmes gaz que la **table 2.1**. Nous remarquons notamment que le régime purement radiatif est clairement hors d'atteintes en laboratoire, il faudra se contenter de régimes radiatifs d'un point de vue des flux. A l'approche de la vitesse critique, un précurseur radiatif se développe en amont du choc. Ce précurseur est créé par le rayonnement qui dépose son énergie dans un milieu dont l'épaisseur est petite par rapport à ses dimensions. Toutefois, grâce à un libre parcours moyen suffisamment grand, les photons aux longueurs d'onde les plus courtes parviennent à s'échapper de cette couche surchauffée ; une élévation de la température se produit alors en amont du front de choc. De plus, ce rayonnement principalement constitué de rayons x et d'ultra-violet (UV) photo-ionise la matière du précurseur qui voit, par conséquent, sa densité électronique sensiblement augmenter à mesure que le choc s'approche.

Lorsque l'énergie totale du système s'accroît encore, le régime critique est dépassé et le choc rentre alors dans une phase totalement radiative. Dans ce régime, la pression et l'énergie radiatives ne peuvent plus être négligées. Le précurseur s'étale de plus en plus en amont du choc et est accompagné d'une compression. A nouveau, pour nous aider à quantifier le caractère radiatif d'une situation et à bien catégoriser le choc étudié, des nombres sans dimensions qui seront introduits dans une section suivante peuvent être utilisés.

• Chocs radiatifs magnétisés

En suivant la même trame que lors des sections sur les lois dictant l'écoulement des fluides, nous allons désormais ajouter une dernière composante aux équations de Rankine-Hugoniot : un champ magnétique extérieur. La force de Lorentz qui lie matière et champ électromagnétique (II. 36) met en évidence que les équations vont devoir être dédoublées afin d'intriquer les composantes normales et tangentielles entre elles. Nous noterons respectivement avec un indice n et t les composantes normales et tangentielles des quantités physiques par rapport à l'interface du choc. Par exemple, en présence d'un champ magnétique externe, l'équation de continuité devient :

$$\begin{cases} \rho_1 u_{1n} = \rho_0 u_{0n} & (II. 62) \\ B_{1n} = B_{0n} & (II. 63) \end{cases}$$

Les deux équations qui suivent sont des réécritures directes de (II. 58), à ceci près de l'ajout de **termes magnétiques** :

$$\begin{cases} \rho_1 u_{1n}^2 + p_{t_1} + p_{r_1} + \mathbf{p}_{m_{t_1}} = \rho_0 u_{0n}^2 + p_{t_0} + p_{r_0} + \mathbf{p}_{m_{t_0}} & (II. 64) \\ \rho_1 u_{1n} \overrightarrow{u_{1t}} + \frac{\mathbf{B}_{n_1} \overrightarrow{B_{t_1}}}{2\mu_0} = \rho_0 u_{0n} \overrightarrow{u_{0t}} + \frac{\mathbf{B}_{n_0} \overrightarrow{B_{t_0}}}{2\mu_0} & (II. 65) \end{cases}$$

avec p_{mag_t} la composante tangentielle de la pression magnétique dont l'expression est :

$$\mathbf{p}_{m_t} = \frac{B_t^2}{2\mu_0} \quad (II.66)$$

L'équation (II.59) de conservation de l'énergie se réécrit quant à elle de la manière suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} F_{r_1} + u_{1n} \left(\frac{\rho_1 u_1^2}{2} + E_{r_1} + P_{t_1} + P_{r_1} + \rho_1 E_{e_1} \right) + \frac{u_{1n} B_{t_1}^2}{\mu_0} - \frac{B_{1n} (\vec{B}_{t_1} \cdot \vec{u}_{1t})}{\mu_0} = \dots \\ \dots F_{r_0} + u_{0n} \left(\frac{\rho_0 u_0^2}{2} + E_{r_0} + P_{t_0} + P_{r_0} + \rho_0 E_{e_0} \right) + \frac{u_{0n} B_{t_0}^2}{\mu_0} - \frac{B_{0n} (\vec{B}_{t_0} \cdot \vec{u}_{0t})}{\mu_0} \end{array} \right. \quad (II.67)$$

$$(\vec{u}_1 \times \vec{B}_1)_t = (\vec{u}_0 \times \vec{B}_0)_t \quad (II.68)$$

Maintenant que les principales bases théoriques sur l'écoulement et les chocs de fluides magnétisés ou non en régime radiatif ont été introduites, nous allons aborder les outils qui nous permettent de passer d'une situation astrophysique à une expérience en laboratoire tout en conservant une certaine relation de similitude. Ces outils, appelés lois d'échelle et nombres adimensionnés, sont présentés dans la section suivante.

- 3 - Les lois d'échelle

• Lois d'échelle et nombres adimensionnés

Appliquer les lois d'échelle repose sur deux principales étapes : adimensionner les équations régissant le problème étudié puis de construire les lois d'échelle. L'objectif étant ensuite de choisir les conditions de l'expérience en laboratoire : énergie, géométrie, ... qui permettent d'obtenir des nombres adimensionnés similaires. Suivant la faisabilité expérimentale et la volonté de l'expérimentateur un certain degré de similarité sera atteint en fonction du nombre de grandeurs sans dimension ayant les mêmes valeurs dans les deux situations. Comme dans de nombreuses thèses précédant la mienne, je vais, en exemple, appliquer les lois d'échelle sur un cas d'école qui en dépit de sa simplicité sera utile par la suite. Les développements qui suivent se basent sur les travaux de scientifiques précurseurs de l'astrophysique de laboratoire : D. Ryutov, R.P. Drake, B.A. Remington, ... [RYUTOV-1999]. Nous allons considérer les équations d'Euler qui déterminent l'écoulement d'un fluide idéal, autrement dit sans effet dissipatif tels que la viscosité, la conductivité électrique, la diffusion thermique, etc. Nous allons de plus considérer que le fluide est polytropique, ce qui signifie que la densité d'énergie interne du fluide ε est directement proportionnel à la pression p :

$$\varepsilon \propto p \quad (II.69)$$

Le caractère polytropique d'un fluide implique également que lors d'une transformation adiabatique, la pression p et la densité ρ sont liés de la manière suivante :

$$p \propto \rho^\gamma \quad (II.70)$$

Avec γ l'indice adiabatique du fluide, également appelé coefficient de Laplace. Celui-ci correspond au rapport de deux quantités thermodynamiques propres à chaque fluide : la capacité thermique à pression constante C_p et la capacité thermique à volume constant C_v :

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} \quad (II.71)$$

Le caractère adiabatique d'un gaz n'est pas toujours établi, néanmoins, dans nos conditions expérimentales, cela reste une très bonne approximation. Rappelons quelques valeurs particulières d'indice adiabatique : pour un gaz parfait monoatomique $\gamma = 5/3$, pour un gaz diatomique $\gamma = 7/5$ et pour un gaz dominé par la pression radiative (chose qui nous intéressera dans le développement de certains travaux de cette thèse) γ tend vers $4/3$. Considérant l'ensemble de ces hypothèses, les équations d'Euler prennent la forme suivante à entropie constante :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (II.72) \\ \rho \left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \vec{u} \right) = -\vec{\nabla} p \quad (II.73) \\ \frac{\partial p}{\partial t} - \gamma \frac{p}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} p - \gamma \frac{p}{\rho} \vec{u} \cdot \vec{\nabla} \rho = 0 \quad (II.74) \end{array} \right.$$

avec \vec{u} le vecteur vitesse du fluide, p la pression, t le temps, ρ la densité et γ son indice adiabatique. Nous retrouvons l'équation de conservation de la masse (II. 12), de l'impulsion (II. 13) et de l'énergie (II. 14). Il faut ensuite opérer une transformation linéaire sur le système de variables du problème : $(\vec{r}, \vec{u}, \rho, p, t)$ où \vec{r} est le vecteur position, afin d'adimensionner les équations. Pour cela on crée un nouveau système de variables : $(\tilde{r}, \tilde{u}, \tilde{\rho}, \tilde{p}, \tilde{t})$, étant lié au système de variables précédents par les relations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \tilde{r} = a \times \vec{r} \\ \tilde{u} = b \times \vec{u} \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} \tilde{\rho} = c \times \rho \\ \tilde{p} = d \times p \\ \tilde{t} = e \times t \end{array} \right. \quad (II.75)$$

avec a, b, c, d, e des constantes positives arbitraires. En injectant ces transformations dans les équations (II. 72), (II. 73) et (II. 74) deux contraintes sur les nouvelles variables apparaissent si l'on souhaite laisser les équations invariantes par ces transformations :

$$\tilde{t} = a \sqrt{\frac{c}{d}} \times t \quad \text{et} \quad \tilde{u} = \sqrt{\frac{d}{c}} \times \vec{u} \quad (II.76)$$

En utilisant les expressions de (II. 75) dans (II. 76), nous pouvons créer le premier nombre adimensionné dont la conservation d'une situation à une autre permet d'assurer la similarité entre ces deux dernières [RYUTOV-1999] : **le nombre d'Euler E_u** :

$$E_u = u \sqrt{\frac{\rho}{p}} \quad (II.77)$$

avec u la vitesse du fluide, ρ sa densité et p sa pression. Cette relation permet de générer instantanément un deuxième nombre adimensionné : **le nombre de Mach M** , qui se définit comme le rapport de la vitesse du fluide et de la vitesse du son dans ce fluide, c_s , dont l'expression est la suivante :

$$c_s = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s} \quad (II.78)$$

avec $()_S$ indiquant que le processus se réalise avec une entropie thermodynamique S du fluide constante. Or, dans le cas d'un fluide polytropique la relation (II. 70) permet d'écrire :

$$c_s = \sqrt{\gamma \rho^{\gamma-1}} = \sqrt{\frac{\gamma p}{\rho}} \quad (II. 79)$$

D'où :

$$\mathbf{M} = \frac{u}{c_s} = u \sqrt{\frac{\rho}{\gamma p}} = \frac{1}{\sqrt{\gamma}} \times E_u \quad (II. 80)$$

Nous venons de voir que pour obtenir la similarité des processus dynamiques de deux situations aux échelles différentes, il faut que les transformations d'Euler laissent invariants les équations régissant les deux systèmes. Pour cela, il faut que les conditions de similarité d'Euler soient respectées, autrement dit, il faut que le changement de variable du système décrit plus haut laisse invariant les équations régissant le système. Ainsi, si les conditions initiales et la géométrie sont, relativement aux échelles spatiales, conservées, alors les processus qui évolueront dans les deux systèmes seront similaires. Cependant, il faut être conscient que l'écoulement décrit est celui d'un fluide aux propriétés, et dans des conditions, restrictives : fluide polytropique, conditions de température et de densité permettant les relations (II. 69), (II. 70) et (II. 71), absence d'effet dissipatif de l'énergie, ... Ce dernier point est notamment rarement crédible dans nos expériences. Il est donc important et pertinent de s'intéresser à l'impact qu'a l'apparition de ces termes non-idéaux dans les équations de la conservation de l'impulsion et de l'énergie. Je ne vais ici que sommairement résumer la responsabilité de chaque effet dissipatif, mais des développements plus conséquents comme ceux présents dans les écrits de A. Dizière [DIZIERE-THÈSE], E. Falize [FALIZE-THÈSE] et D. Ryutov [RYUTOV-1999 ; RYUTOV-2000] existent. Ecrits, qui seront d'ailleurs une des sources d'information ayant nourris l'écriture des propos qui vont suivre.

La normalisation, non plus des équations d'Euler, mais des équations de Navier-Stokes (voir (II. 27), (II. 28) et (II. 29)), permet de faire apparaître de nouveaux nombres sans dimension qui auront une importance notable dans les travaux de cette thèse. Les premiers de ces nombres concernent des effets dissipatifs hydrodynamiques : pour commencer, la viscosité. Cette caractéristique d'un fluide désigne l'ensemble des phénomènes de résistance au mouvement, ainsi qu'à l'écoulement, d'un fluide. **Le nombre de Reynolds** permet de quantifier cette particularité physique propre aux fluides. Il s'exprime de la manière suivante :

$$\mathbf{R}_e = \frac{Lu}{\nu} \quad (II. 81)$$

avec L une longueur caractéristique de l'écoulement dans le problème, u la vitesse de l'écoulement et ν sa viscosité cinématique qui est aussi définie ainsi :

$$\nu = \frac{\eta}{\rho} \quad (II. 82)$$

où η et ρ correspondent respectivement à la viscosité dynamique et à la masse volumique du fluide. Le nombre de Reynolds correspond au rapport des forces visqueuses, s'opposant à l'écoulement, et des forces inertielles du fluide. Ce nombre sans dimension permet de distinguer les différents régimes de

viscosité du fluide. En effet, si $R_e \ll 1$ alors la viscosité domine sur les effets inertiels et le fluide, ainsi que le régime, sont qualifiés de Stokes par opposition avec un fluide et régime parfait. Si au contraire le nombre de Reynolds avoisine le millier, l'écoulement est alors considéré laminaire. Les trajectoires des particules d'un fluide dont l'écoulement est laminaire n'entrent pas en conflit entre elles. Inversement, si $R_e \gg 1$ et dépasse les milliers, l'écoulement devient turbulent. De multiples tourbillons se forment et dissipent localement l'énergie grâce à une cascade d'ordres de grandeur sur laquelle nous reviendrons plus tard dans ce chapitre.

Un autre terme hydrodynamique important est **le nombre d'Euler**. Bien qu'ayant déjà été défini une première fois, une définition antérieure à celle attribuée par les auteurs ayant développé la notion de similarité en astrophysique de laboratoire existe. Cette seconde définition du nombre d'Euler le présente comme le rapport des forces de pression et inertiels du fluide et s'exprime de la manière suivante :

$$E_u = \frac{\Delta p}{\rho u^2} \quad (II.83)$$

avec Δp une variation spatiale de la pression au sein du système, ρ la masse volumique du fluide et u sa vitesse.

En sus de la viscosité, un autre effet dissipatif possède son propre nombre adimensionné permettant de qualifier son importance dans l'évolution du plasma étudié : la diffusion de chaleur. **Le nombre de Péclet** permet de caractériser le rôle de la diffusion de chaleur en rapportant le flux de convection F_{conv} au flux de conduction F_{cond} de la chaleur. La convection et la conduction sont deux des trois principes de dissipations de la chaleur, le dernier étant le rayonnement. Le premier implique un mouvement global de matière entre des zones du fluide ne possédant pas les mêmes conditions thermiques. Il peut s'exprimer de la manière suivante :

$$F_{conv} = \rho c_p T u \quad (II.84)$$

avec ρ la masse volumique du fluide, c_p sa chaleur spécifique massique à volume constant, T sa température et u sa vitesse. La conduction correspond, elle, à un mode de transfert thermique sans déplacement global de matière. Ce processus est non-adiabatique, ce qui implique une irréversibilité, autrement dit, un système soumis à ce genre de processus ne retrouve pas son état initial et ce, quel que soit le processus suivant. La conduction s'interprète souvent comme la transmission de proche en proche de l'agitation thermique des molécules ou atomes constituant le milieu. La loi phénoménologique de Fourier permet une formalisation assez fiable de la conduction thermique. Cette loi qui s'exprime en ces termes :

$$F_{cond} = -\lambda \|\vec{\nabla} T\| \quad (II.85)$$

avec $\|\cdot\|$ l'opérateur norme, T la température du fluide et λ la conductivité thermique du milieu. Ce dernier est lié à la diffusivité thermique notée κ_{th} ou encore α , de la façon suivante :

$$\kappa_{th} = \frac{\lambda}{\rho c_p} \quad (II.86)$$

Ainsi, l'expression du nombre de Péclet P_e devient :

$$P_e = \frac{F_{conv}}{F_{cond}} = \frac{\rho c_p u L}{\lambda} = \frac{Lu}{\kappa_{th}} \quad (II.87)$$

avec L une longueur caractéristique de la diffusion thermique. Cette expression nous permet d'introduire un autre nombre sans dimension qui lui est directement relié : **le nombre de Prandtl P_r** :

$$P_r = \frac{u}{\kappa_{th}} = \frac{P_e}{R_e} \quad (II.88)$$

De par sa définition, un nombre de Péclet élevé indiquera que le transport de la chaleur est en majorité assuré par l'advection au sein du fluide. Quant au nombre de Prandtl, il compare la rapidité des phénomènes thermiques par rapport à celle des phénomènes hydrodynamiques. Si $P_r \ll 1$, cela indique alors que la conduction thermique surpasse les effets de viscosité, le profil de vitesse du fluide aura donc peu d'incidence sur le profil de température du fluide. Inversement, si $P_r \gg 1$, cela signifie que le temps caractéristique de la conduction thermique est bien plus grand que celui de la viscosité, ce qui implique que le profil de vitesse influencera en grande partie la carte des températures de ce fluide.

Nous venons d'introduire les principaux nombres adimensionnés relatifs à l'hydrodynamique. Nous allons désormais voir ceux relatifs au rayonnement et au champ magnétique, qui sont deux processus physiques centraux dans cette thèse. Commençons par la considération des nombres sans dimension dits magnétiques. Il est possible pour deux des nombres présentés précédemment d'obtenir un équivalent magnétique en modifiant quelque peu leur définition. Introduisons **le nombre de Reynolds magnétique R_m** et **le nombre de Prandtl magnétique P_m** [LATHROP-2011] :

$$\left\{ \begin{array}{l} R_m = \frac{Lu}{\eta_m} = \mu_0 \sigma u L \quad (II.89) \\ P_m = \frac{R_m}{R_e} \quad (II.90) \end{array} \right.$$

avec η_m la diffusivité magnétique du fluide, μ_0 la perméabilité du vide, σ la conductivité électrique du fluide, u sa vitesse et L une longueur caractéristique du problème.

P_m correspond au rapport du taux de diffusion visqueuse et de celui de la diffusion magnétique. Il s'évalue pour une échelle spatiale donnée et compare les échelles de dissipation visqueuse et magnétique. Une région où $P_m \ll 1$ est une région où l'échelle de dissipation visqueuse est inférieure à celle de dissipation magnétique. Les forts gradients de vitesse n'auront donc que très peu sur les phénomènes résistifs. Inversement, lorsque $P_m \gg 1$, l'échelle de dissipation magnétique est inférieure à celle visqueuse. Cela a souvent pour conséquence d'inhiber la reconnexion magnétique et donc d'accumuler l'énergie magnétique au sein du fluide.

R_m est un nombre très intéressant car il donne une estimation des effets relatifs d'induction comparativement à ceux de diffusion magnétique. L'induction magnétique est un phénomène physique naissant de l'interaction d'un champ magnétique et d'un milieu conducteur. De cette interaction résulte l'apparition d'une force électromotrice conduisant à la création de courants électriques dans le milieu ainsi qu'une déformation de celui-ci. Si $R_m \ll 1$, alors l'advection du champ magnétique se détendra et un état principalement diffusif sera atteint. Au contraire, si $R_m \gg 1$, la diffusion magnétique est alors secondaire voire négligeable et les lignes de flux du champ magnétique sont gelées dans celles de

l'écoulement de la matière. Par exemple, le R_m du Soleil est estimé à 10^6 , ce qui indique qu'il n'y a aucune difficulté à maintenir un champ magnétique étant donné que les effets dissipatifs de la diffusion y sont faibles. Le R_m de la Terre est, lui, de l'ordre de 10^3 . La dissipation magnétique y est plus importante, mais la dynamo du noyau externe de fer liquide permet tout de même de soutenir un champ magnétique continu. Pour affiner la quantification de l'implication du champ magnétique, nous nous devons d'introduire encore deux nombres sans dimension : α et β . Le premier correspond au rapport de la pression dynamique, P_{dyn} , due à l'inertie de la matière en mouvement, et de la pression magnétique P_{mag} . Ce qui donne :

$$\left\{ \begin{array}{l} P_{dyn} = \rho u^2 \quad (II.91) \\ P_{mag} = \frac{B^2}{2\mu_0} \quad (II.92) \\ \alpha = \frac{P_{dyn}}{P_{mag}} = \frac{2\mu_0 \rho u^2}{B^2} \quad (II.93) \end{array} \right.$$

avec μ_0 la perméabilité du vide et B la norme du champ magnétique. Le second est le rapport de la pression thermique P_{therm} et de la pression magnétique P_{mag} . Ces deux quantités s'expriment ainsi :

$$\left\{ \begin{array}{l} P_{therm} = n_e k_b T_e \quad (II.94) \\ \beta = \frac{P_{therm}}{P_{mag}} = \frac{2\mu_0 n_e k_b T_e}{B^2} \quad (II.95) \end{array} \right.$$

avec n_e la densité électronique, k_b la constante de Boltzmann et T_e la température électronique du fluide. Grâce à tous ces nombres adimensionnés il nous sera possible de caractériser avec pertinence l'ingérence du champ magnétique dans les différentes situations physiques qui seront rencontrées au cours de cette thèse. Toutefois, il reste à définir les nombres qui permettront de cerner le régime radiatif dans lequel se situe le système étudié. Il existe pour cela deux grands nombres sans dimensions [FALIZE-2011] : **le nombre de Mihalas**, noté R , et **le nombre de Boltzmann**, noté B_o :

$$\left\{ \begin{array}{l} B_o = \frac{\text{Flux d'enthalpie}}{\text{Flux de rayonnement}} \\ R = \frac{\text{Densité d'énergie de la matière}}{\text{Densité d'énergie de rayonnement}} \end{array} \right.$$

Je ne détaillerai pas les calculs amenant aux expressions qui définissent ces deux quantités car ils font déjà l'objet de bien des développements dans des écrits précédant les miens, citons par exemple le travail de C. Michaut [MICHAUT-2009] repris dans la thèse de T. Michel [MICHEL-THESE]. Le plasma sera pensé dans nos expériences comme une entité qui absorbe l'entièreté des rayonnements auxquels il est soumis. Son rayonnement est uniquement dû à sa température. Dans le premier chapitre, une introduction aux plasmas a été faite, et dans celle-ci une notion de plasma « chaud » et de plasma « froid » avait été introduite. Il se trouve que ces plasmas peuvent également être respectivement qualifiés de plasma « non-thermique » et de plasma « thermique ». Dans ce dernier cas, cela signifie que l'émission du plasma ne dépend que de sa température, faisant de lui un corps proche d'un corps noir.

Dans nos analyses, nous évaluerons deux grandeurs nommées épaisseur optique, notée τ , et libre parcours moyen des photons, noté $\bar{l}(\rho, T)$, afin de nous renseigner sur le régime optique du milieu. Le libre parcours moyen d'un photon correspond à la distance moyenne que parcourt un photon avant

d'interagir avec la matière de température T et de masse volumique ρ dans lequel il se propage. L'épaisseur optique τ correspond quant à elle au rapport de la taille caractéristique L du milieu considéré et du libre parcours moyen d'un photon associé. Ainsi :

$$\tau = \frac{L}{\bar{l}(\rho, T)} \quad (II.96)$$

De cette expression ressort deux régimes très caractéristiques en astrophysique et en physique des plasmas : si $\tau \ll 1$, le milieu est dit optiquement mince, ou encore optiquement mince. Dans ce cas, les photons créés au sein de ce milieu peuvent circuler quasi-librement, sans être absorbés, et peuvent instantanément quitter le plasma. Dans le cas contraire, $\tau \gg 1$, le milieu est qualifié d'optiquement épais. Les photons sont localement émis puis réabsorbés, dans des zones d'épaisseurs bien plus faibles que celle du système entier. Le rayonnement perçu par un observateur extérieur à ce milieu correspond donc à l'émission d'une fine couche superficielle de celui-ci, et non à une contribution globale et quasi-totale du milieu comme dans le cas d'un plasma optiquement mince. L'épaisseur optique de nos plasmas sera l'un des sujets de discussion des limites de l'astrophysique de laboratoire, limites qui seront abordées immédiatement après ce sous-chapitre. Ces précisions faites, nous pouvons désormais donner l'expression de B_o et de R [MICHAUT-2009] :

$$\left\{ \begin{array}{l} B_o = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{(1 + Z^*)k_B}{Am_p} \frac{\rho u_s}{f(\tau)\sigma T^3} \\ R = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{(1 + Z^*)k_B}{Am_p} \frac{\rho c}{4\sigma T^3 g(\tau)} \end{array} \right. \quad (II.97)$$

$$\left. \right\} \quad (II.98)$$

avec γ l'indice adiabatique du fluide, ρ sa masse volumique, T sa température, A son nombre de masse, Z^* son degré moyen d'ionisation, τ son épaisseur optique, σ la constante de Stefan-Boltzmann, c la célérité lumineuse, k_B la constante de Boltzmann, u_s la vitesse du choc, m_p la masse du proton et $g(\tau)$, $f(\tau)$ des fonctions permettant d'adapter les formules du corps noir à un corps gris (généralement ces fonctions ont une valeur proche de l'unité). Ces deux différents nombres sans dimension vont nous permettre de quantifier l'importance du rayonnement dans les situations que nous rencontrerons. Plus B_o sera faible, et plus le régime du plasma étudié sera considéré comme radiatif. Un choc dit classique correspondra à une valeur de $B_o \gg 1$, alors qu'un choc dont le flux de rayonnement prend le pas sur l'enthalpie correspondra à une valeur de B_o inférieure à 1. Une observation intéressante est ici à faire ; les nombres de Mihalas et de Boltzmann sont reliés. En effet, si l'on considère que $g(\tau) \approx f(\tau) \approx 1$, ce qui est globalement vrai pour la plupart des corps gris, alors :

$$R = \frac{c}{4u_s} B_o \quad (II.99)$$

Ainsi, un régime totalement radiatif implique nécessairement une valeur de R faible et une valeur de B_o encore plus faible car dans nos expérience la vitesse du choc sera toujours égale à une infime fraction de la vitesse de la lumière. Nous rappellerons ces objectifs dans la partie dédiée aux chocs radiatifs, mais gardons à l'esprit que dans la conception d'expériences qualifiées de radiatives un objectif certain sera d'avoir un couple (B_o, R) le plus petit possible afin de maximiser les effets radiatifs.

• Hypothèses et limites

Nous allons ici discuter des hypothèses sous-jacentes aux équations d'Euler présentées précédemment, ainsi que leur validité en astrophysique et en laboratoire. Cela nous amènera à évoquer les limites de l'astrophysique de laboratoire. Afin de respecter les conditions nécessaires à l'application des équations d'Euler le fluide considéré doit être idéal, autrement dit incompressible, sans viscosité ni conduction thermique. Cela n'est jamais réellement le cas, mais pour obtenir une bonne approximation il faut que ces deux effets dissipatifs soient négligeables, ce qui se traduit par :

$$\begin{cases} R_e \gg 1 \\ P_e \gg 1 \end{cases}$$

Pour grandement simplifier les équations présentées dans ce chapitre, il est utile de considérer le fluide considéré comme polytropique, ce qui est véridique dans le cas des gaz parfait ou encore des gaz d'atomes ou de molécules totalement ionisés. Cependant, pour que cette approche soit pertinente dans le cas d'un fluide moléculaire, les molécules ne doivent pas être trop grandes car cela apporterait des degrés de liberté supplémentaires ce qui modifierait le comportement thermique du fluide.

Cet aspect est souvent respecté dans les situations astrophysiques où le fluide est majoritairement constitué d'hydrogène totalement ionisé ou d'hélium, qui ce dernier, est un gaz parfait. En revanche, en laboratoire il est plus difficile d'obtenir un fluide totalement ionisé, par conséquent opter pour des plasmas constitués de gaz parfait facilitera leur modélisation théorique et donc l'extrapolation des grandeurs thermodynamiques à partir des résultats expérimentaux.

Cependant, il est tout à fait possible de remonter aux principales grandeurs d'un plasma même s'il n'est pas un gaz parfait, cela complexifie juste l'analyse nécessaire. La gravité doit également être négligeable comparée à l'accélération ou la décélération du choc. Ceci est tout à fait le cas dans nos expériences ainsi que dans les rémanents de supernovæ dans lesquels la matière éjectée de l'étoile rencontre la matière froide du milieu interstellaire, formant ainsi un front de choc.

Du point de vue de la géométrie, il est important de noter que les expériences reproduites en laboratoire et les situations modélisées dans l'espace ne doivent pas évoluer sur des temps prolongés afin d'être considérées comme localement planes et ainsi, s'affranchir de la divergence qu'induit le caractère sphérique de ces événements. Autre aspect important, il faut que le fluide étudié soit le plus collisionnel possible. En laboratoire, la majeure partie des plasmas et chocs créés sont collisionnels, ce qui n'est en revanche pas souvent le cas dans les situations astrophysiques (choc entre le vent stellaire et le gaz interstellaire, le choc entre vents stellaires, certains rémanents de supernovæ [TREUMANN-2009]).

Une seconde discordance majeure avec les hypothèses exposées jusqu'ici existe : la considération des effets du champ magnétique et du rayonnement. En effet, ils sont totalement absents de la formulation mathématique proposée par Euler. Pour incorporer et considérer ces effets il est nécessaire de revisiter les relations de Rankine-Hugoniot et de Navier-Stokes.

Ces nouvelles formulations permettent d'introduire des quantités nouvelles telles que la pression radiative, l'énergie d'ionisation, le flux radiatif, etc. En adaptant à chaque situation les équations utilisées, il est possible comme le montre les travaux de E. Falize [FALIZE-THESE] d'obtenir des similarités avec des situations astrophysiques ainsi que des descriptions mathématiques cohérentes tout en prenant en compte le rayonnement et le champ magnétique.

Paramètres	RSN (100 ans)	Expérience (30 ns)
<i>Longueur (cm)</i>	1.3×10^{18}	$5. \times 10^{-2}$
<i>Vitesse (km/s)</i>	4000	15
<i>Densité (g/cm³)</i>	7.3×10^{-23}	0.4
E_u	< 1	~ 0.6 – 1.1
A_n	0.5 – 0.7	0.86 (t=0) – 0.34 (t > 50 ns)
P_e	~ 10^{12}	$2. \times 10^5$

Table 2.3 : Comparaison des paramètres permettant d'appliquer les lois d'échelle et d'évaluer la similitude entre le RSN Tycho et une expérience en laboratoire cherchant à le reproduire [RIGON-2019]. Les temps correspondent respectivement pour le RSN et l'expérience à 100 ans et 30 ns. A_n correspond au nombre d'Atwood que nous définirons plus tard, P_e au nombre de Péclet et E_u au nombre d'Euler.

- **Exemple de correspondance *in situ* - *ex situ***

Dans cette sous-partie nous nous affairerons à présenter quelques-unes des correspondances d'études *in situ* et *ex situ*, autrement dit les correspondances entre les phénomènes se déroulant sous notre contrôle en laboratoire et ceux prenant place dans l'espace. Le premier exemple provient de l'étude des instabilités se développant au sein d'un rémanent de supernova, noté RSN, nommée Tycho RSN. Cette structure est l'héritage de l'explosion d'une étoile et de son interaction avec le milieu environnant.

La **table 2.3** compare les valeurs des nombres intervenant dans les équations d'Euler ainsi que les nombres adimensionnés y étant associés, caractérisant ainsi le lien de similarité entre le jeune rémanent de supernova et une expérience en laboratoire décrite dans [RIGON-2019].

III Instabilités hydrodynamiques et turbulence

Dans cette partie, nous allons introduire la notion d'instabilité ; présenter l'instabilité de Rayleigh-Taylor dans différents contextes, et ce, dans leurs deux principales phases : la phase linéaire et non-linéaire. Ensuite, nous verrons le cas des instabilités de Kelvin-Helmholtz, résultantes des forces de cisaillement présentes de part et d'autre d'une interface entre deux fluides. Puis, nous discuterons du passage d'une onde de choc au travers d'une interface et surtout des instabilités de Richtmyer-Meshkov qui en découlent. Finalement, nous concluons cette partie en abordant la notion de turbulence hydrodynamique.

- 1 - Les instabilités hydrodynamiques

• Définition

Naïvement, nous pourrions penser que les fluides et leur écoulement sont des choses depuis bien longtemps maîtrisées par l'humain. En effet, présents tout autour de nous, ce n'est ni le temps ni les occasions de les étudier qui ont manqué dans l'histoire de l'humanité. Mais comme souvent en physique, penser ceci et considérer la Nature comme maîtrisée serait une bien lourde erreur. Demandez à Lord Kelvin ce qu'il pense de sa déclaration : « *In the clear blue sky of physics there remained on the horizon just two small clouds of incomprehension that obscured the beauty and the clearness* » en parlant de l'expérience encore incomprise de Michelson et Morley [MICHELSON-1887] et du problème de la description du rayonnement du corps noir [KIRCHHOFF-1861]. Avec tout le respect que je dois à cet illustre homme, à qui nous devons tant de choses en thermodynamique, électricité ou encore mécanique, il ne pouvait avoir plus tort qu'en prononçant ces quelques mots. En effet, ironie du sort, ces deux « petits nuages » seront à l'origine de deux révolutions scientifiques et même philosophiques. En effet, suite à la résolution de ces énigmes physiques il en découla la physique quantique, la découverte de la nature corpusculaire de la lumière, la relativité générale et la distorsion de l'espace-temps permettant la constance la vitesse de la lumière ... Analogiquement en hydrodynamique, bien des phénomènes restent encore hors de notre portée bien que des avancées et des progrès eussent été réalisés pour s'approcher le plus fidèlement possible de leur description et compréhension.

Pour comprendre ce qui nous sépare de la maîtrise des tourbillons que l'on voit se former dans notre évier lorsque l'eau s'en extirpe par le siphon, il faut se tourner vers les équations d'Euler qui décrivent l'écoulement des fluides idéaux. Les hypothèses sur lesquelles reposent ces équations et que nous avons déjà discutées précédemment simplifient beaucoup l'étude des fluides. Pourtant, même pour les fluides correspondant à cette description, des phénomènes complexes et inatteignables analytiquement persistent à exister. Tous ces tourments doivent leur existence à la présence de termes non-linéaires dans ces équations. Par exemple, dans l'équation de continuité (voir équation (II. 1)), le terme $\vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u})$ induit une non-linéarité dans le système de résolution. La non-linéarité en physique n'est pas pour autant une fatalité, il suffit pour cela d'utiliser les bonnes hypothèses simplificatrices, comme la constance de l'un des termes de la divergence, pour en venir à bout. Or en hydrodynamique, la densité ainsi que la vitesse sont souvent deux quantités qui évoluent, et parfois dans des proportions considérables. Cela ne permet donc pas de décrire avec exactitude le comportement de ces fluides. Ces termes non-linéaires prennent davantage d'importance dès lors que l'on considère non plus un fluide parfait, mais un fluide soumis à des effets dissipatifs. Les modifications que nécessitent les équations pour inclure ces effets dissipatifs

apportent nombre de termes non-linéaires, éloignant ainsi encore plus l'espoir d'une résolution analytique.

Cette non-linéarité est à l'origine des instabilités et des turbulences pouvant apparaître dans l'écoulement d'un fluide. En physique, nous qualifions d'instable un système qui, lorsqu'il est soumis à une légère perturbation, évolue vers un état différent de son état initial. Par exemple, un pendule rigide sera en position d'équilibre instable en position à l'envers (masse en haut). A la moindre perturbation le pendule évoluera vers sa position d'équilibre stable : masse en bas. D'un point de vue plus énergétique, un système est en équilibre s'il a atteint un extremum d'énergie potentielle. Si cet extremum est un maximum, l'équilibre est qualifié d'instable, si c'est un minimum l'équilibre est dit stable. Ainsi une instabilité hydrodynamique apparaît lorsque le fluide est dans un état d'équilibre instable, dès lors, la moindre perturbation va faire évoluer le système vers un état s'éloignant de plus en plus de l'état précédent. Les instabilités sont donc inhérentes aux fluides, car il existera toujours, au moins, les perturbations de nature thermique. Lord Rayleigh [RAYLEIGH-1883] et G.I. Taylor [TAYLOR-1950] ont tous deux étudiés un type bien particulier d'instabilités qui désormais portent leur nom : **les instabilités de Rayleigh-Taylor (IRT)**. Ces instabilités se développent à l'interface de deux fluides lorsque le fluide le plus dense repose sur le fluide le moins dense, le tout soumis à un champ d'accélération, comme par exemple un champ gravitationnel. Étant dans un cas de maximisation de l'énergie potentielle de pesanteur, soit une situation dite d'équilibre instable pour le système, il suffit d'une perturbation pour qu'il en résulte la formation de structures oblongues nommées bulles dans le cas du fluide le moins dense (en référence aux bulles d'air qui remontent dans l'eau) et pics dans le cas du fluide le plus dense. Cette interpénétration des deux fluides de densités différentes permet la diminution de l'énergie potentielle.

- **Instabilités de Rayleigh-Taylor**

Les instabilités de Rayleigh-Taylor correspondent à l'interpénétration de deux fluides de densités différentes formant ainsi ce que l'on appelle des bulles, pour le fluide le plus léger, et des pics, pour le fluide le plus dense (voir **figure 3.1**). Pour que ces instabilités apparaissent il faut que l'ensemble du système soit soumis à un champ d'accélération, comme par exemple la gravité. Ce champ d'accélération peut prendre bien des formes, une simple accélération ou décélération du système entier suffit. Tachons de comprendre ce qu'il se passe physiquement. Si l'on positionne délicatement de l'eau sur de l'huile, les deux fluides chercheront à s'interpénétrer pour rétablir la situation minimisant l'énergie potentielle et atteignant un équilibre stable. Ce qui rend cette situation instable c'est le fait que l'eau, plus dense, appuie sur l'huile, ce qui crée un gradient de pression de bas en haut. Ce gradient s'oppose à celui de densité. Dans la situation stable de ce problème, où l'huile repose au-dessus de l'eau, le gradient de pression et de densité sont certes tous deux parallèles, mais dans le même sens : de haut en bas. Plus généralement, il faut donc que la région comprenant l'interface des deux fluides ait un gradient de pression qui s'oppose au gradient de densité. Cela se traduit mathématiquement ainsi :

$$\vec{\nabla}\rho \cdot \vec{g} < 0 \quad (III.1)$$

avec ρ la masse volumique et \vec{g} le vecteur accélération auquel est soumis le système.

La gravité représente cette accélération lorsque l'on considère des phénomènes à la surface d'une planète, dans une atmosphère par exemple. Or, la gravité est, comme nous l'avons précédemment

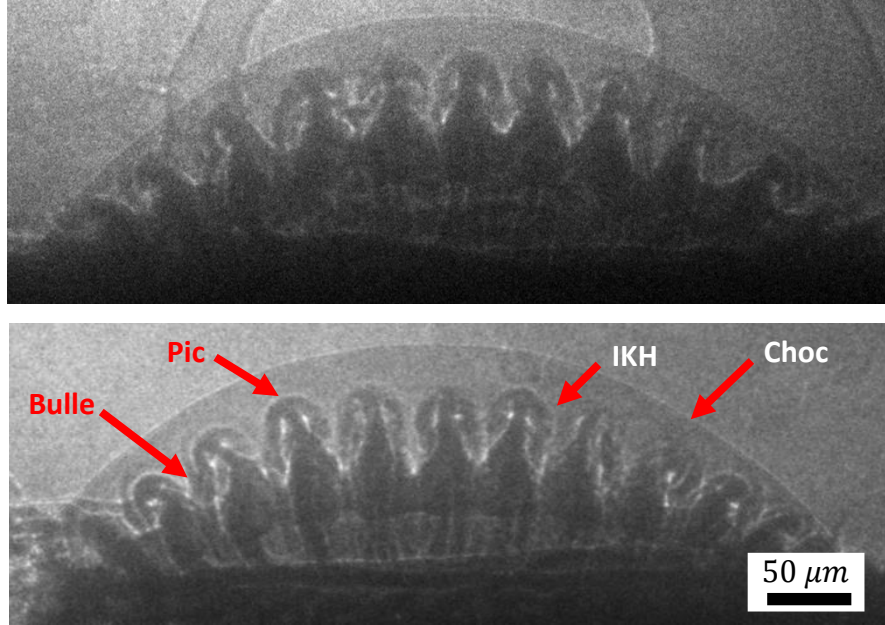


Figure 3.1 : Radiographies X de deux tirs laser différents montrant une cible se détendant dans une mousse de masse volumique 500 mg.cm^{-3} . Ces radiographies sont issues d'une campagne expérimentale menée en juin 2021 sur une installation XFEL située à Sacla au Japon. La radiographie du dessus a été prise 30 ns après le début de l'impulsion laser tandis que celle du dessous, 40 ns après. Nous pouvons très bien y voir se former les bulles et pics constituant les instabilités de Rayleigh-Taylor ainsi que les enroulements attribuables aux IKH.

évoqué, bien souvent négligeable dans les phénomènes astrophysiques principalement considérés dans cette thèse : à savoir les rémanents de supernovæ. Des IRT restent pourtant observables dans ces RSN. Cela s'explique par le fait que l'étoile agonisante éjecte de la matière chaude et dense dans tout son environnement. Cette matière heurte la matière froide et inerte du milieu interstellaire. En s'accumulant, la matière intersidérale engendre la décélération du front de choc et permet à la pression de fortement augmenter. Un gradient de pression pointant vers l'extérieur de la sphère de collision apparaît alors. Simultanément, la matière continument éjectée de l'étoile s'amasse au niveau du front de choc tout en continuant à pousser et à éloigner cette interface de l'étoile. Un gradient de densité se forme ainsi, cette fois-ci pointant vers l'intérieur de la sphère (vers l'étoile). Cette description de la situation permet de comprendre en quoi les RSN sont propices aux IRT. En effet, en vérifiant le critère d'instabilité énoncé en (III.1) les RSN deviennent IRT-instables, tout comme de nombreux autres jets astrophysiques [CHEVALIER-1978]. Le champ d'accélération \tilde{g} est engendrée par la décélération de l'interface entre les deux types de matière, qui peut s'assimiler ainsi :

$$\tilde{g} = \frac{\nabla p_0}{\rho_0} \quad (\text{III.2})$$

avec ρ_0 et p_0 respectivement la masse volumique et la pression moyenne au niveau de l'interface. C'est d'ailleurs en tous points la même situation que nous reproduisons en laboratoire. En effet, une matière dense (le pousseur) se propage à travers un milieu moins dense et inerte (le milieu extérieur), recréant exactement la configuration évoquée quelques lignes plus haut. Des situations instables peuvent également exister en phase d'accélération et être recréées en laboratoire comme dans le cas de la fusion par confinement inertiel avec les IRT de type ablatif. Notons, toutefois, que lors de la fusion par

confinement inertielle les deux phases apparaissent lors du processus d'implosion. Les IRT y sont présentes en phase d'accélération et en phase de décélération.

Maintenant que la notion d'IRT a été introduite, nous allons établir l'évolution théorique des IRT qui se fera en deux temps. Nous suivrons pour cela une approche chronologique : premièrement, l'étude du régime linéaire des IRT pour différents corpus d'hypothèses allant du cas le plus simple, des fluides idéaux non compressibles et sans viscosité, aux cas de fluides plus imparfaits. Secondairement, nous étudierons le régime non-linéaire des IRT.

Régime linéaire : Tout d'abord, établissons la situation. Considérons deux fluides idéaux de pression p_1 et p_2 , et de masse volumique initiales uniformes ρ_1 et ρ_2 avec $\rho_1 < \rho_2$. Ces fluides sont sans viscosité ni autre effet dissipatif. Les deux fluides sont également considérés immiscibles et non pourvu de tension de surface. Cette dernière hypothèse prend son sens en PHDE car les conditions de densité d'énergie atteintes dans cette physique ne permettent pas aux réactions chimiques à l'origine de la tension de surface d'un fluide d'exister, bien qu'un plasma puisse en être pourvue. Ce système est soumis à un champ d'accélération $\vec{g} = -g\vec{u}_z$ avec \vec{u}_z le vecteur unitaire de l'axe verticale. L'interface des deux fluides se situe en $z = 0$. L'écoulement de ces fluides est également considéré incompressible, ce qui se traduit mathématiquement par :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0 \quad (III.3)$$

avec \vec{u} le vecteur vitesse du fluide. De plus, nous considérons que le problème ne dépend pas de la coordonnée spatiale y , autrement dit seule la coordonnée spatiale horizontale x et la coordonnée spatiale verticale z seront prises en compte. Ajoutons que nous prendrons les conditions aux limites suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \lim_{z \rightarrow \pm\infty} p_{1,2}(z) = p_{1,2initial} \quad (III.4) \\ \lim_{z \rightarrow \pm\infty} \rho_{1,2}(z) = \rho_{1,2initial} \quad (III.5) \end{array} \right.$$

Les équations (III.4) et (III.5) stipulent que les fluides ne sont pas perturbés loin de l'interface. La situation initiale que nous allons considérer pour le reste de l'étude est évidemment le cas où l'équilibre est instable, autrement dit, le fluide le plus dense, de masse volumique ρ_2 , se situe dans la partie $z > 0$, le moins dense dans la partie $z < 0$ et $\vec{g} = -g\vec{u}_z$, avec $g > 0$. Maintenant que le tableau est dressé, nous allons préciser le procédé de l'étude permettant d'aboutir aux solutions du problème. L'idée est d'utiliser la théorie des perturbations, c'est-à-dire de linéariser au premier ordre une perturbation de la pression et de la masse volumique :

$$p(x, y, z) = p(x, z) = p_0 + \delta p(x, z) \quad (III.6)$$

$$\rho(x, y, z) = \rho(x, z) = \rho_0 + \delta \rho(x, z) \quad (III.7)$$

avec x , y et z les coordonnées spatiales, p_0 et ρ_0 respectivement les composantes supposées constantes de la pression et de la densité. δp et $\delta \rho$ sont respectivement leur perturbations infinitésimales du premier ordre. Ces expressions de la pression et de la densité sont injectées dans les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement d'Euler. De plus, en décomposant l'onde de surface de l'interface suivant la théorie de Fourier, les solutions des perturbations sont recherchées sous les formes suivantes :

$$\rho(x, y, z, t) = \rho(x, z, t) = \rho(z). \exp(ik_x x + nt) \quad (III.8)$$

$$p(x, y, z, t) = p(x, z, t) = p(z). \exp(ik_x x + nt) \quad (III.9)$$

Avec x, y, z les coordonnées spatiales, n le taux de croissance temporelle de la perturbation et k_x la composante suivant \vec{u}_x du vecteur d'onde de la perturbation. Le détail précis des calculs présents dans de nombreux travaux, ceux de R.P Drake pour ne citer que lui [DRAKE-2019], ne sera ici pas présenté par soucis de concision. Seul leurs principaux résultats seront exposés. Notamment, dans ce cas idéal, sans viscosité, la résolution des équations donne le taux de croissance temporelle n , qui sera l'une de nos majeures préoccupations dans le chapitre relatif aux instabilités, suivant :

$$n = \sqrt{\frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1} k g} \quad (III. 10)$$

avec le vecteur d'onde : $k^2 = k_x^2$. Un nombre sans dimension qui n'a pas encore été introduit doit être défini : **le nombre d'Atwood, A_n** .

$$A_n = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1} \quad (III. 11)$$

Ce nombre, dont la valeur varie de -1 à 1, renseigne sur l'importance du saut de densité au passage de l'interface des deux fluides. Dans le cas de notre système soumis à un champ d'accélération $\vec{g} = -g\vec{u}_z$, avec $g > 0$, lorsque A_n est négatif, cela signifie que le fluide le plus dense est situé en dessous du fluide le plus léger. Le système est donc stable, contrairement au cas $A_n > 0$ où la situation se déstabilise facilement (voir **figure 3.3**), choses qui se vérifient au travers de l'expression des solutions. En effet, celles-ci s'écriront, dans le cas $0 > A_n$, sous la forme d'une exponentielle décroissante, tuant ainsi dans l'œuf toutes les instabilités et ce, quelle que soit leur longueur d'onde. Autre cas, si le nombre d'Atwood est nul, ce qui signifie qu'il n'y a pas de saut de densité, la solution de la perturbation sera purement imaginaire. Il n'y aura donc pas de perturbation physique. En réécrivant (III. 10) avec la définition du nombre d'Atwood, nous obtenons une nouvelle expression du taux de croissance exponentielle classique pour les valeurs positives de A_n :

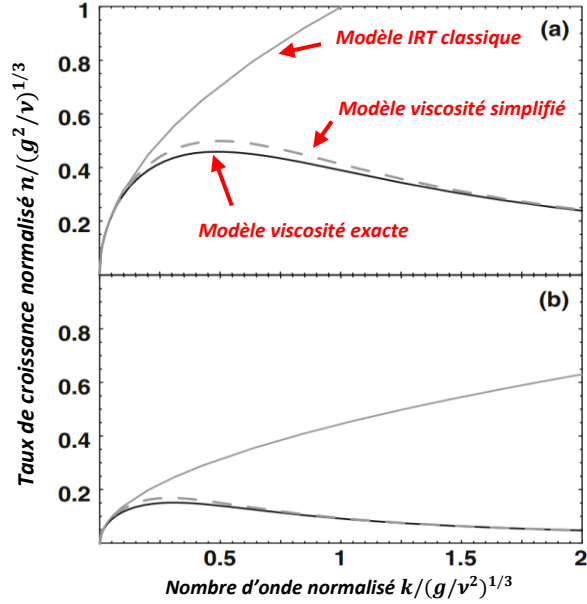
$$n_{classique} = \sqrt{A_n k g} \quad (III. 12)$$

Ce taux de croissance correspond au cas le plus simple qu'il est possible de rencontrer. Malgré sa simplicité, ce taux de croissance du régime linéaire, qui sera qualifié de classique, reste une référence de comparaison pour tous les cas plus complexes. Nous allons maintenant introduire un par un des effets dissipatifs qui permettront de décrire des situations plus crédibles et plus proches des conditions rencontrées dans l'espace ainsi que dans de nos expériences.

- La viscosité :

La viscosité sera la première complexification physique que nous introduirons dans le problème des IRT. La situation étudiée reste globalement la même à ceci-près que les fluides possèdent désormais une viscosité non nulle. Celle-ci, de même manière que la pression et la densité, est considérée uniforme de part et d'autre de l'interface. Les développements équationnels [BELLMAN-1954] permettent d'obtenir une nouvelle expression pour le taux de croissance des IRT :

$$n_{viscosité} = \sqrt{A_n k g + k^4 \nu} - k^2 \nu \quad (III. 13)$$



Figures 3.2 et 3.3 : A gauche, une représentation du taux de croissance des IRT suivant le modèle considéré. La courbe noire pleine représente la valeur exacte, selon les équations, du taux de croissance en présence de viscosité. La courbe grise pleine correspond au modèle dit classique du taux de croissance des IRT : $n = \sqrt{A_n k g}$. La dernière courbe, en pointillés gris, correspond au modèle simplifié du taux de croissance des IRT en présence de viscosité. Le cadran (a) montre ces courbes pour une valeur $A_n = 1$ et le cadran (b) pour $A_n = 0.2$. On remarque que, bien que simplifié, le modèle de la viscosité en pointillée reste proche de la solution exacte. Crédits : [DRAKE-2019]. L'image de droite est une photographie postée en 2021 sur le réseau social twitter par l'utilisatrice Amina Hussein (@aehuss) qui montre la formation d'IRT dans un capuccino. Celles-ci ont sûrement été initiées grâce à l'agitation thermique de cette boisson chaude.

avec ν la viscosité cinématique et k le nombre d'onde de la perturbation. La viscosité introduit une modification du taux de croissance comparé au cas idéal (III. 12). Elle diminue le taux de croissance de l'instabilité, ce qui est physiquement sensé car la viscosité va s'opposer à l'écoulement des fluides en convertissant l'énergie cinétique en énergie thermique réduisant donc l'énergie disponible pour faire croître l'instabilité. De plus, comme on peut l'observer sur la **figure 3.2**, la prise en compte de la viscosité fait apparaître un maximum pour le taux de croissance. Il existe un vecteur d'onde k_{max} maximisant la vitesse de croissance de l'instabilité. Son expression, ainsi que celle du taux de croissance maximal n_{max} qui lui est associé, sont données par :

$$k_{max} = \frac{1}{2} \left(\frac{A_n g}{\nu^2} \right)^{\frac{1}{3}} \quad \text{et} \quad n_{max} = \frac{(A_n g)^{\frac{2}{3}}}{2\nu^{\frac{1}{3}}} \quad (III. 14)$$

La viscosité reste cependant bien souvent négligeable dans la PHDE. Avec une valeur typique dans nos expérience de $0.01 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ pour la viscosité, de $(100 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}) / (10 \text{ ns}) = 10^{15} \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2}$ pour la décélération et un nombre d'Atwood $A_n = 0.5$, le vecteur d'onde maximal sera de l'ordre de 10^{-6} cm^{-1} , ce qui correspond à une longueur d'onde près de 0.1 microns. Cette dernière correspond à la longueur d'onde la plus avantagée dans sa croissance, les autres se développeront moins vite et seront à terme supplanter.

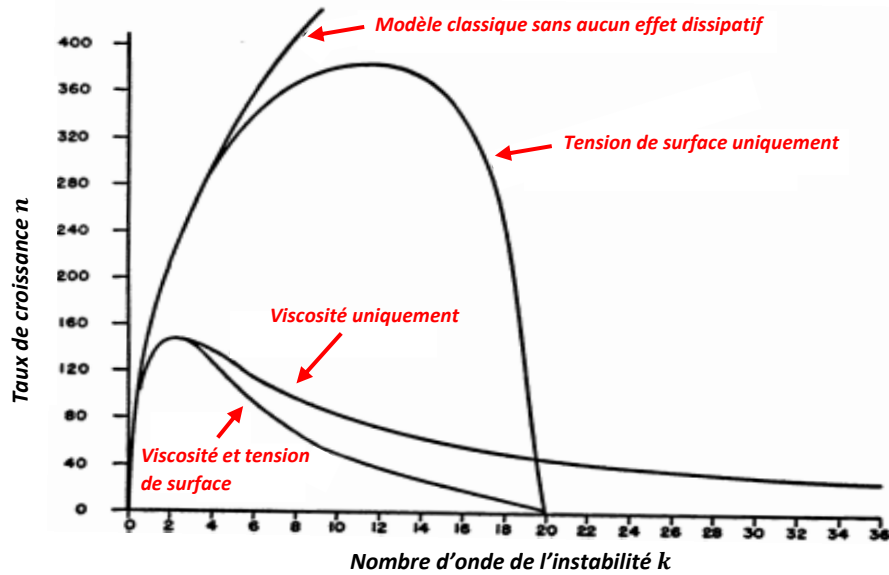


Figure 3.4 : Représentation graphique du taux de croissance en fonction du nombre d'onde k selon le modèle adopté. 4 modèles sont ici représentés, le modèle classique : aucun effet dissipatif, le modèle avec seulement la viscosité, le modèle avec seulement la tension de surface et le modèle avec tension de surface et viscosité. Crédits : [BELLMAN-1954].

- La tension :

Maintenant retirons la viscosité et remplaçons-la par **la tension de surface**. Bien que souvent négligeable en PHDE, elle a une importance certaine dans les simulations hydrodynamiques. Les travaux du célèbre prix Nobel et homme de science Indien S. Chandrasekhar [CHANDRASEKHAR-1981] ont permis d'exprimer le taux de croissance des IRT dans le cas de la situation initialement décrite à laquelle est ajoutée la considération de la tension de surface, et seulement de celle-ci. Chandrasekhar donne :

$$n_{tension} = \sqrt{gk \left(A_n - \frac{k^2 T}{g(\rho_1 + \rho_2)} \right)} \quad (III. 15)$$

avec T la tension de surface. Si l'on suppose l'existence, à la fois, de la viscosité et de la tension de surface dans notre problème [BELLMAN-1954], le taux de croissance n'est plus exactement défini mais contraint par une borne supérieure :

$$n_{tension+viscosité} < \frac{\sqrt{v_0^2 k^4 - g(\rho_2 - \rho_1)(\rho_2 + \rho_1)k} - v_0 k^2}{\rho_2 + \rho_1} \quad (III. 16)$$

avec $v_0 = v_1 + v_2$ et v_1, v_2 les viscosité respectives des deux fluides. Nous pouvons voir les différentes évolutions du taux de croissance suivant les 4 modèles jusqu'ici exposés dans la **figure 3.4**.

Les fluides de notre problème étaient jusque-là hypothétiquement non-miscibles. Or, dans les faits, ce n'est pas vraiment le cas, car un mélange des deux fluides s'opère. Nous allons donc prendre en compte la diffusion de matière, phénomène physique qui tend à homogénéiser la composition d'un milieu. La formule qui suit permet de décrire le taux de croissance des IRT dans le cas de fluides visqueux et miscibles [DUFF-1962] :

$$n = \sqrt{\frac{A_n k g}{\psi(k, D, A_n)} + v^2 k^4 - v k^2} \quad (III.17)$$

avec ψ une fonction de k le nombre d'onde, de D le coefficient de diffusion de la matière et A_n .

- Le champ magnétique :

Nous allons introduire le couplage de la matière avec un champ magnétique externe constant. Ce couplage peut également exister sans champ extérieur. Dans les situations où les gradients de température et de densité électronique se croisent, ce qui est souvent le cas dans les plasmas de couronne, un champ magnétique auto-généré grâce à l'effet de batterie de Biermann [BIERMANN-1950] peut apparaître. Ce couplage est également omniprésent dans l'univers car bien que mal évalués ou faibles, nous nous rendons compte que les champs magnétiques sont partout présents en astrophysique. Il est donc pertinent de noter dans cette partie une première approche du taux de croissance des IRT en présence d'un champ magnétique uniforme externe. Ce nouveau couplage induit une expression du taux [HILLIER-2012] égale à :

$$n_{\text{magnétique}} = \sqrt{A_n k g - \frac{B^2 k_{\parallel}}{4\pi(\rho_1 + \rho_2)}} \quad (III.18)$$

avec k_{\parallel} la composante du vecteur d'onde parallèle au champ magnétique externe et B la norme de ce champ. Nous retrouvons dans cette expression le terme du taux de croissance classique des IRT (III.12) diminué d'un facteur que nous qualifierons de magnétique. En présence d'un champ magnétique externe et de rayonnement également de nombreuses études [YAGHOobi-2018 ; JIANG-2013] montrent une ablation des structures de Rayleigh-Taylor, et donc une diminution du taux de croissance des IRT. Nous remarquerons également que selon la formule (III.18), un champ magnétique ne modifiera pas l'évolution d'une perturbation qui lui est orthogonale. Ceci n'est pas tout à fait vrai dans les faits. Notons que la vitesse d'évolution, et par conséquent le taux de croissance, des IRT ne sera pas modifiée, seules la structure et la morphologie de celles-ci seront impactées par un champ magnétique orthogonal à leur vecteur d'onde.

- Gradient de densité :

Avant d'évoquer le devenir des IRT en régime non-linéaire qui succède au régime linéaire, nous allons consacrer un petit paragraphe au cas des interfaces sans saut de densité. Il est possible de voir se développer des IRT dans des situations où il existe un fort gradient de pression mais pas de discontinuité de la densité. Considérons pour cela deux fluides en position instable : le plus dense au-dessus du plus léger, liés par une couche intermédiaire dont la masse volumique serait une fonction de la hauteur z qui varierait continument de l'une à l'autre des deux masses volumiques. Dans cette situation, il existe bien une opposition du gradient de densité et de pression. Cela rend le système IRT-instable. Quant à l'interface, elle devient dans ce genre de situation une notion floue, voire artificielle. Dans la situation décrite précédemment ainsi que de la négligence de la viscosité, nous obtenons le taux de croissance suivant [DRAKE-2019] :

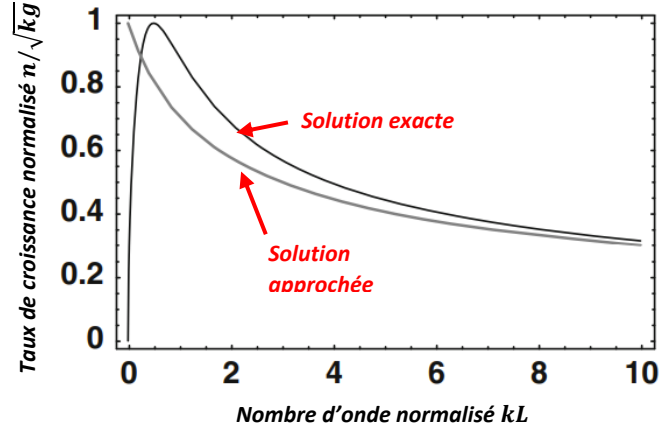


Figure 3.5 : Représentation graphique du taux de croissance normalisé par \sqrt{kg} en fonction du nombre d'onde normalisé kL . En gris est représenté la fonction (III. 22) qui, comme on peut le voir, approche relativement correctement la courbe noire qui, elle, décrit la solution exacte présentée en (III. 21). Crédits : [DRAKE-2019].

$$n_{\text{mode global}} = \sqrt{kg} \quad (\text{III. 19})$$

Ce mode est plus connu sous le nom de **mode de Rayleigh-Taylor global** [BUDKO-1989]. Il correspond d'ailleurs au mode de croissance le plus rapide qui puisse exister pour des IRT [BYCHKOV-1990]. Si maintenant on adopte un profil exponentiel pour la masse volumique dans la couche intermédiaire :

$$\begin{cases} \rho(z) = \rho_1 e^{z \frac{\ln(\frac{\rho_2}{\rho_1})}{L}} \\ \rho(0) = \rho_1 \\ \rho(L) = \rho_2 \end{cases} \quad (\text{III. 20})$$

avec ρ_1 et ρ_2 respectivement les masses volumiques du fluide le plus léger et le fluide le plus dense, z la coordonnées spatiale verticale, et L la longueur caractéristique de la couche intermédiaire de transition continue de la masse volumique. Quelques transformations algébriques reprenant les calculs des situations précédentes permettent d'écrire la nouvelle solution pour le taux de croissance :

$$n_{\text{exponentielle}} = \sqrt{gk} \sqrt{\frac{4kL}{1 + 4k^2L^2}} \quad (\text{III. 21})$$

Dans les faits [HUSSEY-1980], cette solution est souvent approchée, surtout en astrophysique de laboratoire et dans le cas de plasmas accélérés par une source laser, par deux fonctions :

$$\begin{cases} \frac{n}{\sqrt{kg}} = \sqrt{\frac{1}{1 + kL}} \\ \frac{n}{\sqrt{kg}} = \sqrt{\frac{A_n}{1 + A_n kL}} \end{cases} \quad (\text{III. 22})$$

Dans la **figure 3.5**, nous pouvons voir que la fonction (III. 22) est une approche appréciable de la solution exacte exposée en (III. 21). Nous pouvons également remarquer grâce à cette figure que le taux de

croissance connaît un maximum pour un mode global avec $kL = 0.5$, ce qui correspond à une perturbation de l'ordre de 10 fois la taille L de la couche intermédiaire de masse volumique. De plus, une asymptote pour les perturbations infiniment grandes semble être atteinte. Les perturbations suffisamment grandes : $kL \gg 1$ évoluent toutes avec le même taux de croissance, à savoir :

$$n_{lim} \propto \sqrt{\frac{g}{L}} \quad (III.23)$$

- Vitesse d'ablation :

Bien que n'étant pas le cœur du sujet de cette thèse, les IRT apparaissant au cours de la fusion par confinement inertiel (FCI) ont une importance primordiale et constituent un vaste champ d'étude. Nous reviendrons plus longuement sur la FCI dans la section intitulée « **Les instabilités et la turbulence en PHDE** », cependant profitons de ces développements sur les taux de croissance des IRT pour présenter le taux de croissance classique des IRT de type ablative. Celles-ci apparaissent lors de la phase d'accélération ablative engendrée par l'interaction du rayonnement et de la cible sphérique. H. Takabe *et al.* [TAKABE-1985] ont mis en évidence l'expression d'un taux de croissance des IRT dans une phase d'accélération ablative. Ce taux, $n_{ablative}$, s'exprime en ces termes :

$$n_{ablative} = \alpha\sqrt{kg} - \beta kv_{ablation} \quad (III.24)$$

avec α et β deux coefficients dont les valeurs approximatives sont respectivement 0.9 et 3-4, $v_{ablation}$ désigne la vitesse du flux de matière traversant le front d'ablation dans le référentiel du choc. Cette formule suppose que le plasma est en régime stationnaire.

Nous venons de voir plusieurs descriptions de systèmes instables ainsi que l'expression du taux de croissance des IRT qui y est à chaque fois associé. Dans la suite de ces travaux, nous allons autant que possible nous rattacher à ces résultats quand il s'agira d'IRT. Néanmoins, une préférence à l'expression classique sera exprimée bien que des adaptations les plus proches possibles de nos situations seront proposées afin de décrire au mieux les différents effets dissipatifs présents.

Les équations et résultats que nous venons de voir ont cependant un régime de validité. Au-delà de ce régime, des effets secondaires et non-linéaires vont intervenir et modifier significativement l'aspect et l'évolution des IRT. Ces effets non-linéaires inhérents aux équations décrivant l'hydrodynamique ne doivent pas être confondus avec le conflit et le couplage des modes de perturbation entre eux. En effet, de par la nature des solutions des taux de croissance des IRT et de leurs courbes présentées **figure 3.2** et **3.4**, il est tout à fait possible que plusieurs nombres d'onde se couplent et donnent naissance à une nouvelle perturbation. La perturbation résultant du conflit et du couplage de différents modes entre eux n'est plus une belle sinusoïde, qui correspond à une perturbation monomode, mais la somme des sinusoïdes des modes compris dans ce couplage. Cette structure est à différencier des déformations d'ordre non-linéaire qui apparaîtront tôt ou tard, et ce, quel que soit le nombre d'onde de la perturbation. Nous allons donc désormais étudier la phase non-linéaire, qui succède la phase linéaire des IRT lorsque le critère empirique de validité qui suit n'est plus respecté :

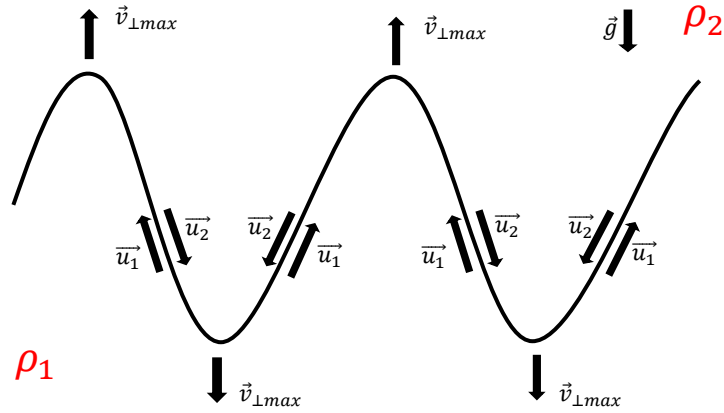


Figure 3.6 : Représentation schématique du cisaillement de la vitesse de part et d'autre de l'interface entre les deux fluides induit par le développement des IRT. Les vecteurs \vec{u}_1 et \vec{u}_2 représentent la vitesse aux abords de l'interface qui est au premier ordre parallèle à celle-ci. Les flèches aux extrémités de chaque pics ou bulles représentent également le vecteur vitesse qui est, cette fois-ci, perpendiculaire à l'interface. Bien entendu, nous sommes dans le cas d'une situation IRT-instable avec $\rho_1 < \rho_2$.

$$h_{IRT} > 0.1 \times \frac{2\pi}{k} = 0.1\lambda \quad (III.25)$$

Avec h_{IRT} la hauteur des structures de l'IRT, autrement dit la distance entre le sommet d'une bulle et l'extrémité d'un pic tous deux tête-bêche, et avec λ , la longueur de l'onde surfacique de perturbation. Dès que l'amplitude de la perturbation dépasse les 10 pour cent de la longueur d'onde de la perturbation principale, le régime linéaire commence sa transition vers sa phase non-linéaire. D'ailleurs, il est important de préciser que pour mieux contrôler le mode de perturbation qui se propagera le plus dans les IRT ainsi que le moment où celles-ci passent au régime non-linéaire, nos cibles en laboratoire sont pré-imprimées par une modulation monomode afin de forcer sa propagation au détriment des autres.

- Régime non-linéaire :

Cette phase débute donc lorsque l'amplitude de la perturbation excède les 10 à 20 pour cent de la longueur d'onde initiale de la perturbation. Cette valeur de 10 ou 20 pour cent sera rediscutée dans le **chapitre V** car nous observons un régime linéaire dans l'évolution des IRT alors que les cibles que nous utilisons possèdent une modulation initiale supérieure ou égale à 10 pour cent. Cette première phase est notamment caractérisée par la déformation des extrémités des bulles de par l'apparition des instabilités de type Kelvin-Helmholtz et/ou Richtmyer-Meshkov que nous verrons dans la section suivante. Cette phase est également caractérisée par la ré-accélération de l'évolution de l'amplitude des pics et bulles. La grande partie des modèles s'affairant à décrire cette phase de l'évolution des IRT tache, en particulier, à exprimer au cours du temps la vitesse de déplacement des bulles et des pics. En particulier, il existe un modèle récurrentement utilisé : le modèle de flottabilité-trainée (« buoyancy-drag model »). Dans ce terme, La notion de flottabilité provient de la force élévatrice qui apparait grâce aux flots de matière se formant en sens opposés de part et d'autre de l'interface (visible dans la **figure 3.6**). Ce phénomène, qui nourrira également la formation d'instabilités de type Kelvin-Helmholtz (**IKH**), forme donc un cisaillement des vitesses qui entrainera les bulles d'autant plus vers le haut, et les pics d'autant plus vers le bas.

Une formalisation simple mais efficace du problème de l'évolution non-linéaire des bulles (description similaire dans le cas des pics) permet d'aboutir à l'équation suivante :

$$(\rho_1 + C_d \rho_2) \frac{du_i}{dt} = \underbrace{(\rho_1 - \rho_2)g}_{\text{terme de flottabilité}} - \underbrace{\frac{C_d}{\lambda} \rho_2 u_i^2}_{\text{terme de trainée}} \quad (III.26)$$

avec $\rho_1 < \rho_2$, λ la largeur des bulles, C_d une constante dépendant de la géométrie du problème (évolution bi ou tridimensionnelle), C_d une constante dont la valeur varie entre 0 et 1, et u_i la vitesse à l'interface de fluide 1 ou 2 dans le référentiel de l'interface. Comme on peut le voir, du côté droit du signe égal, apparaissent les termes de flottabilité, qui pousse respectivement les bulles vers le haut et les pics vers le bas, et de trainée, qui tend à s'opposer à cette élévation. La présence des deux termes ρ_1 et ρ_2 à gauche du signe égal rend compte de la nécessité pour un fluide de déplacer une certaine quantité du second fluide afin d'évoluer. La simplicité de cette équation newtonienne permet de facilement capter les principaux acteurs du mouvement des bulles et des pics. Ce mouvement arrivera d'ailleurs à une phase de saturation où la vitesse aura atteint sa valeur de saturation $u_{b_{saturation}}$. Pour la déterminer il suffit d'annuler le terme $\frac{du_i}{dt}$ dans l'équation (III.26). Dès lors, les termes de flottabilité et de trainée s'équilibreront pour donner la valeur suivante à la vitesse de saturation des bulles :

$$u_{b_{saturation}} = \sqrt{\frac{(\rho_1 + \rho_2)g\lambda}{C_d \rho_2}} = \sqrt{\frac{A_n g \lambda}{\pi(1 + A_n)}} \quad (III.27)$$

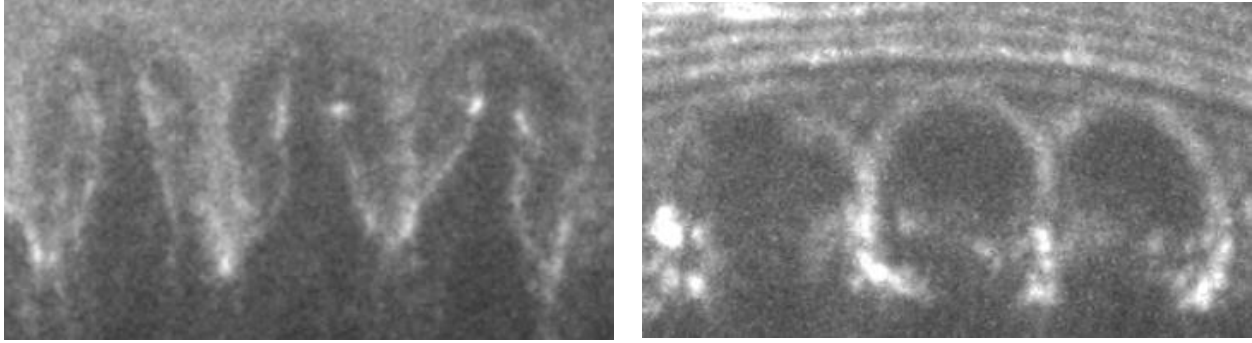
Cette expression ainsi que le phénomène de saturation de la vitesse des pics et des bulles ne sont cependant valables que si l'accélération \vec{g} est supposée constante. Or, ce point n'est pas tout à fait le cas lors de nos expériences. Néanmoins, ce formalisme reste une bonne approximation. Il permet d'ailleurs d'évaluer la hauteur h_b des bulles grâce aux formules suivantes :

$$\begin{cases} h_b = \alpha_b A_n g t^2 \\ u_b = \frac{dh_b}{dt} \end{cases} \quad (III.28)$$

Avec u_b la vitesse des bulles dans le référentiel de l'interface, t le temps et α_b un facteur nommé, **facteur alpha de la bulle**, qui lui-même dépend de h_b via la relation :

$$\alpha_b = \frac{2\lambda}{C_d h_b (1 + A_n)} \quad (III.29)$$

Ce facteur met donc en évidence que l'obtention de h_b n'est pas aussi simple que le suggère la relation (III.28). De plus, l'expression du facteur alpha de la bulle varie suivant les modèles et la physique sous-jacente. Cependant, la valeur du facteur alpha de la bulle est généralement comprise entre 0.035 et 0.07 selon le profil temporel de l'accélération [DIMONTE-1996]. L'entièreté de ce formalisme connaît d'ailleurs de nombreuses variantes tentant chacun de prendre en compte un ou plusieurs effets imparfaits comme la non constance de l'accélération, la compressibilité, la viscosité, etc. ... Nous utiliserons dans la suite de ces travaux cette approche en première instance mais nous nous affairerons à explorer les différents formalismes existant afin d'affiner la proximité entre les modèles et nos conditions d'expérience.



Figures 3.7 et 3.8 : Radiographies X issues d'une de nos campagnes expérimentales en juin 2021 sur l'installation XFEL à Saclay au Japon. Sur la radiographie de gauche, nous pouvons observer des IRT étant encore dans leur phase linéaire de croissance exponentielle de l'amplitude. Il y a une totale absence de déformation des bulles. Cette radiographie a été prise 20 ns après le début de l'impulsion laser. La radiographie de droite a, elle, été prise 20 ns plus tard soit 40 ns après le début du tir laser. La structure des IRT présentes est tout autre. En effet, une claire déformation des bulles est visible. La forme caractéristique des champignons de Rayleigh-Taylor est également observable avec, notamment, un enroulement latéral des de l'extrémité des bulles témoignant de la présence de vorticités induites par les IKH.

- **Instabilités de Kelvin-Helmholtz**

Comme nous le verrons dans les **chapitres V et VI** sur les IRT, des instabilités secondaires apparaîtront. Ces instabilités secondaires se composent principalement des instabilités de Kelvin-Helmholtz (**IKH**) et de Richtmyer-Meshkov. Commençons par présenter les IKH, qui notons-le, peuvent tout à fait exister hors du contexte des IRT.

Les **figures 3.7 et 3.8** montrent deux radiographies d'IRT issues de nos expériences. Nous les comparons afin de mieux visualiser ce qu'engendre les effets dissipatifs ainsi que l'apparition des effets non-linéaires sur la structure des IRT. Comme nous pouvons le voir, après suffisamment de temps la forme des bulles est significativement modifiée, nous voyons, dès lors que le régime non-linéaire est suffisamment atteint, naître **les champignons de Rayleigh-Taylor**. Cette dénomination vient de la forme, rappelant celle d'un champignon, que prennent les IRT lors de leur déformation en régime non-linéaire. Comme nous avons pu le constater, en phase non-linéaire les IRT se comportent différemment du cas linéaire. Il n'est cependant pas possible d'expliquer la forme que prennent les IRT en ne considérant que le couplage des modes ou encore la force de flottabilité. Il faut pour cela, embrasser les instabilités secondaires. Celles-ci vont croître à partir du terrain instable que fournissent les IRT. Nous allons donc considérer dans un premier temps les IKH, dont la force génératrice est la même force que celle qui permet aux avions de voler : **la portance**.

Les IKH apparaissent dans des conditions bien particulières : deux fluides doivent se superposer, ayant chacun des vitesses initiales non nulles. Il est nécessaire que les flots de matière de part et d'autre de l'interface soient inégaux, en valeur absolue ou en sens, mais doivent être tous deux parallèles à l'interface. La transition de ce flot de matière, et donc de la vitesse des particules, d'un fluide à l'autre doit être comprise dans une zone suffisamment étroite pour pouvoir donner naissance aux IKH. Cette zone de transition que l'on appelle couche de cisaillement sera le théâtre des IKH. Il est fréquent d'observer ces instabilités dans les atmosphères des planètes, en commençant par la nôtre. La circulation de courant d'air de températures, et donc de densités, différentes entraîne régulièrement l'apparition de ces instabilités de cisaillement (voir **figures 3.9 et 3.10**).



Figures 3.9 et 3.10 : Voici deux illustrations photographiques des instabilités de Kelvin-Helmholtz dans des atmosphères planétaires. La photographie de gauche a été prise en République Tchèque, sur Terre donc, par l'utilisateur LukasGalloWx et posté sur le réseau social twitter. Celle de droite immortalise la grande tache rouge qui est une tempête tricentenaire présente à la surface de Jupiter. On voit se former autour de cette grande tache une multitude d'IKH dues aux nombreux courant de matières alimentant des couches de cisaillement.

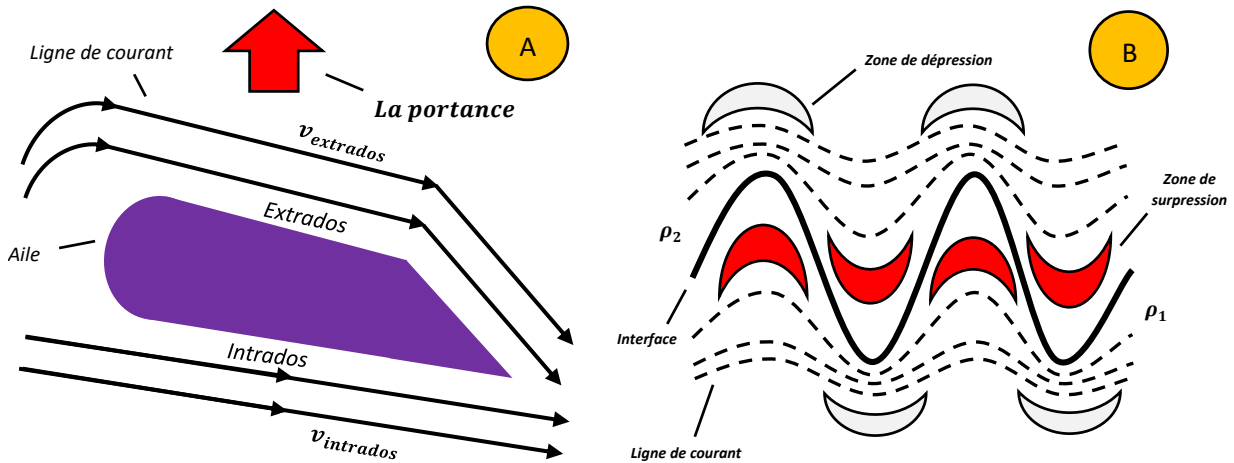
Dans nos expériences, l'instabilité primordiale initiée par les IRT est amplifiée par la force de portance à l'origine des IKH. Cet effet est une conséquence directe du théorème de Bernoulli [BERNOULLI-1738] qui stipule que pour l'écoulement d'un fluide parfait incompressible en régime stationnaire, la quantité de Bernoulli se conserve le long d'une même ligne de courant. Mise en équation, cette loi prend la forme suivante :

$$\frac{v^2}{2} + gz + \frac{p}{\rho} = \text{constante} = \text{quantité de Bernoulli} \quad (III.30)$$

avec v la vitesse du fluide en un point, p sa pression, ρ sa masse volumique, g la pesanteur, z la coordonnée spatiale d'altitude du point étudié. Nous pouvons directement tirer de la loi (III.30) l'observation suivante : une réduction de la vitesse impliquera nécessairement une augmentation de la pression si le fluide n'a pas modifié son potentiel de pesanteur. Inversement, à une altitude constante, une augmentation de la vitesse engendrera une diminution de la pression. C'est ce principe qui est à l'origine de la portance et, par voie de conséquence, du développement du transport aérien. En effet, comme le schématise la **figure 3.11**, l'air passant en-deçà de l'aile, appelé l'intrados, parcourt une distance plus courte que celui passant à l'extérieur de l'aile, appelé l'extrados, et ce en prenant le même temps. L'air circule donc plus rapidement sur l'extrados que sur l'intrados, ce qui crée d'après le théorème de Bernoulli une différence de pression entre l'extrados et l'intrados. La pression est plus faible au-dessus de l'aile qu'en dessous. Cette différence de pression agit comme une force permettant à l'aéronef de s'élever ou de rester en l'air : c'est la portance.

Le resserrement des lignes de courant du fluide implique donc une diminution locale de la pression et, au contraire, un évasement des lignes de courant induit une augmentation locale de la pression. C'est cette alternation de resserrement et d'évasement des lignes de courant aux abords de l'interface entre les deux fluides qui engendre l'apparition de la portance avec des zones de surpression et de dépression (voir **figures 3.11 et 3.12**). Les IKH profitent de la perturbation initiée par les IRT pour apparaître et amplifier à son tour cette perturbation.

En adoptant une approche similaire à celle nous ayant permis d'établir les solutions au problème de l'évolution des IRT, à savoir : utilisation de la théorie des perturbations avec linéarisation au premier ordre



Figures 3.11 et 3.12 : La figure A schématise l'écoulement de l'air autour d'une aile d'avion. On y remarque d'ailleurs que les lignes de courant passant par l'extrados sont plus longues. La vitesse de l'air y est donc plus importante, ce qui, en respect du théorème de Bernoulli, engendre une dépression au-dessus de l'extrados. La différence de pression induite entre l'intrados et l'extrados, $P_{intrados} > P_{extrados}$, se concrétise par une force verticale de bas en haut qui permet l'élévation de l'avion : c'est la portance. La figure B est une représentation schématique des lignes de courant du flot de matière aux abords de l'interface entre deux fluides en position RT-instable ($\rho_2 > \rho_1$). Analogiquement au cas de l'aile présenté dans la figure A, le resserrement ou l'évasement des lignes de courant induit respectivement des zones de dépression et des zones de surpression ; symbolisées par des croissants rouges dans le cas de surpression et gris dans le cas de dépression. Ce cisaillement des vitesses participe à la déformation des bulles des IRT via les IKH.

ainsi qu'une décomposition suivant la théorie de Fourier ; il est également possible d'étudier les IKH. Pour cela il suffit en sus de considérer des vitesses initiales non nulles d'un côté comme de l'autre de l'interface. Ce développement équationnel ne sera pas détaillé ici, il est cependant consultable dans les approches des deux scientifiques ayant donné leur nom à ces instabilités : Lord W. Thomson [KELVIN-1871] et H.L.F. Helmholtz [HELMHOLTZ-1868]. Dans le cas d'un système en apesanteur locale, autrement dit non soumis à une accélération ou décélération, la croissance exponentielle des IKH $n_{IKH_{apesanteur}}$ est caractérisée par le taux de croissance suivant :

$$n_{IKH_{apesanteur}} = k_x \Delta U \frac{\sqrt{\rho_1 \rho_2}}{\rho_1 + \rho_2} \quad (III. 31)$$

avec k_x l'habituel composante suivant l'axe des x qui correspond à l'axe colinéaire à celui de l'interface entre les deux fluides, ρ_1 et ρ_2 les masses volumiques des deux fluides et ΔU la différence de vitesse des fluides au passage de l'interface. Le taux exprimé en (III. 31) peut être complexifié en y incorporant l'effet d'une gravité, ou tout champ vectoriel s'y assimilant, sur le système :

$$n_{IKH_{pesanteur}} = \frac{\sqrt{k_x^2 \Delta U^2 \rho_1 \rho_2 + gk(\rho_2^2 - \rho_1^2)}}{\rho_1 + \rho_2} \quad (III. 32)$$

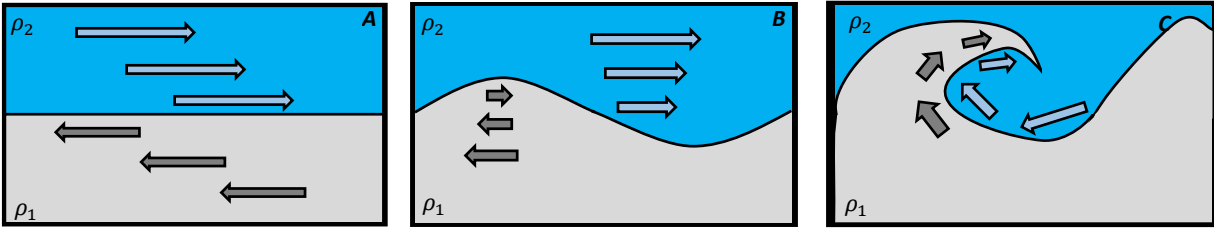


Figure 3.13: Triptyque représentant schématiquement l'enroulement d'une perturbation grâce à la viscosité et aux IKH. La figure A représente l'état initial, soit deux fluides de masse volumique ρ_1 et ρ_2 avec $\rho_1 < \rho_2$ avec de part et d'autre de l'interface une distribution homogène de la vitesse ici représentée par des flèches. La figure B montre la naissance d'une onde de surface entre les deux fluides. La viscosité tend à homogénéiser la composante parallèle de la vitesse aux abords de l'interface. Un enroulement se crée dans la figure C. La verticité dissipe l'énergie cinétique en chaleur grâce à une cascade d'échelles spatiales. L'enroulement se fait toujours dans le sens du fluide ayant la vitesse initiale la plus élevée.

avec g l'accélération de pesanteur, ou non, à laquelle est soumis le système. Nous pouvons remarquer que la gravité amplifie le développement des IKH. De même, notons que les IRT et les IKH travaillent conjointement et renforcent le développement de l'instabilité se propageant à l'interface des deux fluides. Des développements permettant d'inclure une variation simultanée de la vitesse et de la masse volumique sont réalisés dans [DRAKE-2019]. De ces calculs, il est possible de comparer les résultats des différentes situations. Lorsque le gradient de vitesse s'étend sur une zone importante de part et d'autre de l'interface, et que la densité ne varie qu'aux abords de cette-dernière, les IKH n'apparaissent qu'en présence d'un champ de pesanteur dirigé de manière à rendre le système RT-instable. Dans le cas d'un cisaillement de la vitesse et d'une variation de la densité contenue dans une couche de cisaillement fine, les IKH peuvent se développer en l'absence de champ de pesanteur. Les longueurs d'onde des perturbations induites seront cependant nécessairement plus grandes qu'un multiple de la longueur caractéristique de transition de la vitesse.

Pour tout à fait saisir la formation des champignons de Rayleigh-Taylor, il faut ajouter un aspect important : la viscosité. Celle-ci va adoucir le cisaillement de la vitesse en rendant sa transition continue. Cette constante tendance à homogénéiser la vitesse dans les deux fluides entrainera la formation de tourbillons et donc l'enroulement des perturbations. Cette verticité explique en partie les structures enroulées visibles aux extrémités des champignons des IRT (voir **figures 3.13** et **3.7**).

- **Instabilités de Richtmyer-Meshkov**

Les instabilités présentées précédemment nécessitent que les deux fluides constituant le système soient soumis à des conditions bien particulières pour exister. Pour faire apparaître la force de flottabilité des IRT il est nécessaire que le système, ou du moins l'interface des deux fluides, soit soumis à une accélération. Dans le cas des IKH, il est indispensable qu'il y ait un cisaillement de la vitesse à l'interface afin que la portance puisse exister. En astrophysique de laboratoire, ces instabilités sont initiées par une surface pré-modulée soumise à une onde de choc créée grâce à une impulsion laser. Ce *modus operandi* induit forcément la rencontre d'une onde de choc avec l'interface modulée. Une onde de choc est alors transmise dans le milieu en aval, ainsi qu'une onde de raréfaction ou de réflexion en aval suivant le sens du gradient de densité à l'interface (voir travaux de G. Rigon [RIGON-THESE]). Ce sont elles qui sont à l'origine des **instabilités de Richtmyer-Meshkov (IRM)**. Le passage d'un choc au travers d'une interface

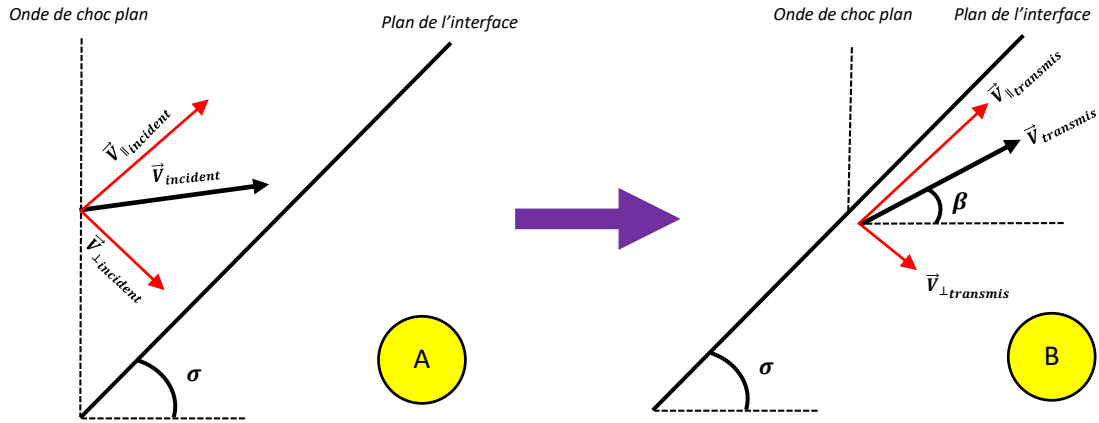


Figure 3.14 : Représentation schématique du passage d'une interface par un choc plan ayant un angle d'incidence σ . On peut y voir le phénomène de déflexion dû à la conservation de la composante parallèle à l'interface de la vitesse $\vec{v}_{\parallel \text{incident}}$ et à l'atténuation de la composante normale à l'interface $\vec{v}_{\perp \text{incident}}$. Le vecteur vitesse transmis à l'issue du passage de cette interface est défléchi d'un angle β . Dans la figure **A**, le choc n'a pas encore atteint l'interface. Dans la figure **B**, une partie du choc a atteint l'interface et est transmis dans le second milieu suivant les lois de Rankine-Hugoniot.

est dit RM-instable. Les IRM désignent notamment la modification de la structure d'un choc ondulé lors son passage par une interface, ou si l'on renverse la situation, lors du passage d'une interface modulée par un choc plan. Le terme « instabilité » dans les IRM n'est pas tout à fait correct, car contrairement aux IRT et IKH qui désignent des mécanismes de croissance d'une perturbation au cours du temps, les IRM ne font pas augmenter l'amplitude. Cependant, comme le phénomène hydrodynamique de Richtmyer-Meshkov modifie la structure d'une perturbation lors de sa rencontre avec un choc et que bien souvent ce processus apparaît secondairement et parallèlement à de réelles instabilités ; il y a donc une certaine pertinence à caractériser ce phénomène comme une instabilité. Notamment, il contribue énormément à la formation d'IKH en introduisant dans le système de la vorticité. Bien qu'historiquement approch es comme un cas limite des IRT par Richtmyer [RICHTMYER-1960] et v erifi es par E.E. Meshkov [MESHKOV-1969], en considérant l'accélération des IRT comme le cas limite d'une accélération impulsive décrite par une fonction de type distribution δ de Dirac, les IRM furent  tudi es par la suite selon une approche spécifique à leur problème.

Pour la suite de l'étude des IRM, nous allons nous placer dans le cas le plus commun en astrophysique de laboratoire et *a fortiori* dans les travaux de cette thèse, à savoir : le passage d'une interface modul e par une sinusoïde simple dont la position verticale est décrite par :

$$z_{\text{interface}} = f(x) = a_0 \sin(kx) \quad (\text{III.33})$$

avec a_0 l'amplitude initiale de la perturbation, k le nombre d'onde de la sinusoïde et x la coordonn e spatiale horizontale. Nous remarquerons que la perturbation ne dépend pas de la seconde coordonn e spatiale horizontale y . De plus, dans nos expériences et simulations, le gradient de densité aura initialement toujours le même sens, le choc passera donc d'un milieu dense vers un milieu moins dense. Il en découle une onde de raréfaction qui naîtra du côté du milieu déjà choqué. D'après les relations d'écrivant les chocs obliques, autrement dit un choc rencontrant une interface avec un certain angle d'incidence σ , la composante parallèle à l'interface du vecteur vitesse est conserv e tandis que la composante normale à l'interface est att enu e. Par conséquent, le vecteur vitesse transmis est défléchi d'un certain angle β (voir **figure 3.14**). Cette déflexion engendre un flot de matière ainsi que des zones de

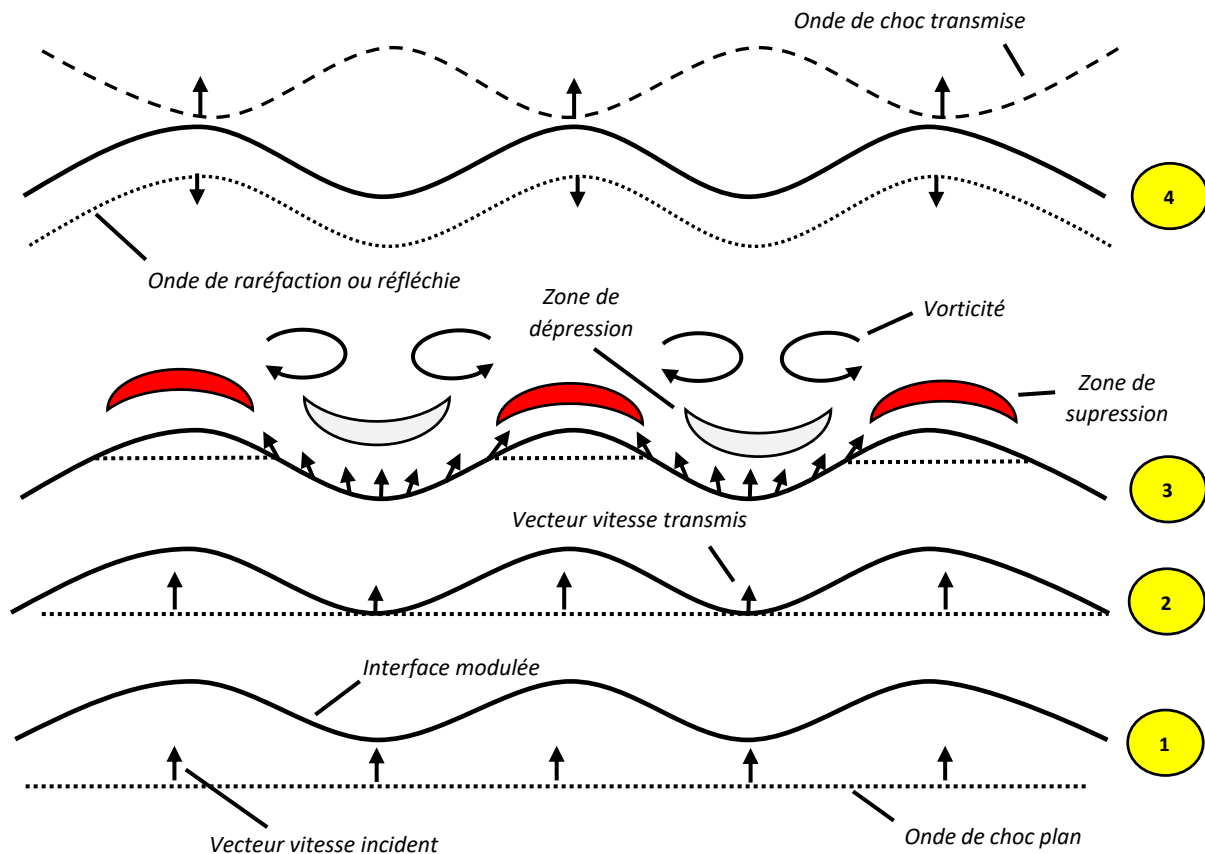


Figure 3.15 : Représentation schématique du passage d'une onde de choc plane au travers d'une interface modulée. L'évolution est chronologique et suit l'ordre 1, 2, 3, 4. Au passage de l'interface, on remarque notamment que la phase de l'onde transmise est en opposition avec celle de l'onde de choc incidente. De plus, la déflexion de l'onde par l'interface induit des flots de matière créant des zones de supression et de dépression ainsi que de la dissipation d'énergie par vorticité.

supression et de dépression. Or d'après les relations de Rankine-Hugoniot, lorsque l'on passe d'un milieu dense à un milieu moins dense, la vitesse du choc augmente. L'apparition conjointe de la déflexion de la vitesse, de zones de supression et de dépression ainsi qu'une vitesse de choc plus élevée dans le milieu moins dense aura pour conséquence un inversement de la phase de la perturbation ainsi que l'introduction de vorticité au travers du terme $\vec{\nabla} \times \vec{u}$ (voir **figure 3.15**).

Nous avons précédemment discuté la notion d'instabilité dans le cas du phénomène hydrodynamique de Richtmyer-Meshkov. Une raison supplémentaire d'utiliser, peut être inexactement, le terme d'IRM est le fait que l'onde de choc transmise va, certes, dans un premier temps inverser sa phase lors du passage de l'interface, mais elle va en réalité osciller entre deux ces deux phases jusqu'à s'aplanir. Dans nos expériences l'interface sera elle aussi projetée dans le second fluide grâce à l'expansion du poussoir. Néanmoins, l'onde de choc précèdera toujours, parfois de peu, l'interface.

Nous venons de voir les trois principales instabilités qui interviendront dans certains chapitres de cette thèse. Les IRT et les IKH connaissent une phase de croissance exponentielle qualifiée de linéaire [DIMONTE-1993 ; SCHNEIDER-1998] qui précède une phase non-linéaire lorsque l'amplitude de la perturbation atteint une fraction importante de sa longueur d'onde initiale [ALESHIN-1990 ; ALON-1995]. Nous allons désormais nous tourner vers un état des fluides qui succède bien souvent les instabilités et

ces deux phases : la turbulence. Brièvement introduit lors de la présentation du nombre de Reynolds, ce régime ultime de l'écoulement d'un fluide fait l'objet de la prochaine section.

- 2 - La turbulence

Dans ce paragraphe, nous allons présenter plus en détail la notion de turbulence. Après avoir évoqué les termes permettant de définir la turbulence ainsi que des situations dans lesquelles ce régime de l'écoulement d'un fluide est visible, nous verrons les développements théoriques qui encore aujourd'hui facilite la compréhension de cette phase insaisissable de l'hydrodynamique. Enfin, nous discuterons de la présence de la turbulence en HDE et plus largement en astrophysique.

- **Définition**

Pour celles et ceux ayant déjà voyagés en avion le terme de turbulence peut leur être familier. Souvent, l'annonce du commandant de bord annonçant la traversée de turbulences atmosphériques et précédant l'allumage de la consigne lumineuse ordonnant le bouclage des ceintures de sécurité n'est pas le meilleur souvenir du voyage. En effet, le fuselage de l'avion se met à dangereusement trembler, de brusques et courts sauts d'altitude nous charrient, des sensations de freinages et d'accélération terminent d'asseoir notre inconfort. Cependant, bien que désagréable à se remémorer, cette situation décrit assez bien les différents éléments caractérisant la turbulence : l'écoulement d'un fluide dans lequel apparait des changements chaotiques de pression (saut d'altitude) et de vitesse (sensation de freinage et d'accélération) le tout contenu dans de multiples tourbillons dont la taille, la localisation et l'orientation fluctuent constamment. Dans tous les cas, la turbulence est une caractéristique de l'écoulement des fluides, et non, des fluides eux-mêmes. En hydrodynamique, la turbulence s'explique par une injection excessive d'énergie cinétique à de grandes échelles engendrant un comportement difficilement prévisible et désordonné de l'écoulement. De plus, la turbulence se distingue d'autres régimes par la multiplicité des échelles spatiales et temporelles des tourbillons qui la composent. Ces échelles restent néanmoins toutes plus petites que l'échelle spatiale à laquelle l'énergie a été injectée dans le système. Ce phénomène de turbulence peut être observé au sein d'un seul et même fluide, par exemple l'écoulement tumultueux de l'eau d'une rivière ou alors la trainée d'un avion dans l'air. Il peut également être observé lors du contact de deux fluides comme lorsque l'on verse du café dans du lait. La facile et commune observation de ce régime de l'écoulement des fluides a permis aux humains de l'étudier depuis des millénaires avec des premiers écrits remontant aux antiques grecs Epicure et Héraclite. Plus tard, Leonard de Vinci a également largement documenté ce phénomène hydrodynamique sans aboutir à de formulation mathématique cohérente. La première majeure avancée en ce sens doit son existence à l'ingénieur Irlandais Osborne Reynolds et ses travaux de 1883. Les formulations les plus récentes se reposent sur une approche statistique du problème, le météorologiste L.F Richardson [[RICHARDSON-1922](#)] et le mathématicien russe A.N. Kolmogorov [[KOLMOGOROV-1991](#)] ont tous les deux majoritairement établi l'actuelle théorie de la turbulence. Nous leur devons notamment *la cascade de Richardson* et *la dimension de Kolmogorov* que nous verrons dans le point suivant.

La turbulence apparait très souvent suite à l'apport d'énergie issue des instabilités telles que les IRT ou les IKH. Celles-ci introduisent également de la vorticité dans l'écoulement du fluide, ce qui permet la mise en place de schémas tourbillonnaires de différentes tailles allant jusqu'à la dissipation de l'énergie

cinétique en chaleur aux plus petites dimensions via la viscosité du fluide. La turbulence se définit donc de la manière suivante : un écoulement à caractère imprévisible et tourbillonnaire incluant des structures aux nombreuses échelles spatiales et temporelles ; allant de la dimension d'injection d'énergie souvent donnée par la dimension caractéristique d'une instabilité jusqu'aux plus petites échelles pour que la viscosité diffuse l'énergie cinétique sous forme de chaleur, le tout indépendamment des conditions initiales.

- **Formalisme théorique**

Le nombre de Reynolds R_e correspond au rapport des forces cinétiques et des forces visqueuses. Il rend donc compte de l'importance ou de l'insignifiance de la viscosité des fluides dans une situation donnée. Selon l'échelle spatiale à laquelle l'étude est menée, le nombre de Reynolds ne sera pas le même. Lorsqu'il approche la valeur unitaire, la viscosité prend alors le pas sur l'inertie et dissipe le mouvement en chaleur. Nous avons précédemment présenté la turbulence comme un écoulement se scindant en une multitude de tourbillons aux diverses dimensions. Ces dimensions sont cependant bornées : elles doivent toutes être inférieures ou égales à la dimension d'injection de l'énergie qui correspondra dans nos cas aux zones d'interaction des IRT. Elles ne peuvent également pas être plus petites que la dimension spatiale de dissipation visqueuse de l'énergie cinétique. Afin d'évaluer cette seconde dimension, nous allons utiliser un modèle ultra-simplifié pour représenter les tourbillons. Supposons que l'écoulement est incompressible et que les tourbillons sont assimilables à des tores en rotation. Alors le plus petit tourbillon tournant à la vitesse angulaire ω et de diamètre λ possède une période de rotation $\tau_{rotation}$ égale à :

$$\tau_{rotation} = \frac{\lambda}{\omega} \quad (III. 34)$$

Tandis que le temps caractéristique de diffusion visqueuse $\tau_{visqueux}$ est lui égal à :

$$\tau_{visqueux} = \frac{\lambda^2}{\nu} \quad (III. 35)$$

avec ν la viscosité cinématique du fluide. Dans le cas de la dimension de tourbillon correspondant à celle de diffusion visqueuse nous avons une égalité entre les expressions (III. 34) et (III. 35). Nous obtenons donc l'égalité suivante :

$$R_e = \frac{\omega\lambda}{\nu} \approx 1 \quad (III. 36)$$

avec R_e le nombre de Reynolds défini à cette échelle. L'échelle de dissipation visqueuse correspond donc à l'échelle spatiale pour laquelle R_e est égale à 1.

Maintenant, intéressons-nous aux vortex ayant la plus grande dimension et à travers lesquelles l'énergie est injectée. Toujours dans le modèle des tores en rotation notons respectivement ω et l leur vitesse angulaire et diamètre. Dans la théorie de la turbulence, les tourbillons de grandes dimensions sont généralement supposés déposer leur énergie dans des tourbillons de diamètres inférieurs au cours d'une rotation sur eux-mêmes. Le taux de dissipation d'énergie cinétique par unité de masse d'un tourbillon lors d'une rotation, notée $P_{dynamique}$, est par conséquent proportionnel à :

$$P_{dynamique} \propto \frac{\omega^3}{l} \quad (III.37)$$

Notons que le temps de dissipation visqueuse d'un tourbillon de diamètre l est l^2/ν et possède donc un taux de dissipation visqueuse $P_{visqueux}$ lors d'une rotation par unité de masse égale à :

$$P_{visqueux} = \frac{\omega^2 \nu}{l^2} \quad (III.38)$$

Le rapport de ces de taux de dissipation d'énergie par unité de masse donne :

$$\frac{P_{visqueux}}{P_{dynamique}} = \frac{\nu}{\omega l} = \frac{1}{Re} \quad (III.39)$$

De cette dernière relation, nous comprenons que tant que le nombre de Reynolds de l'échelle considérée est grand l'énergie ne sera pas dissipée par la viscosité. Pour obtenir une conversion totale de l'énergie cinétique en chaleur, il faut que le fluide crée des structures de plus en plus petites jusqu'à atteindre un nombre de Reynolds égal à 1. L'échelle que ce soit temporelle, spatiale ou encore spatio-temporelle qui correspond au seuil d'égalité entre la dissipation visqueuse et cinétique porte le nom de **dimension de Kolmogorov**. A cette échelle, le nombre de Reynolds approxime 1 et permet à la viscosité de dissiper l'entièreté de l'énergie des tourbillons en une seule rotation. Les différentes grandeurs associées à cette dimension sont données par :

$$\left\{ \begin{array}{l} \eta_k = \left(\frac{\nu^3}{P_{dynamique}} \right)^{\frac{1}{4}} = \frac{l}{Re^{3/4}} \end{array} \right. \quad (III.40)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \tau_k = \left(\frac{\nu}{P_{dynamique}} \right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{1}{Re} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{l}{\omega} \end{array} \right. \quad (III.41)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} u_k = \left(\frac{\nu}{P_{dynamique}} \right)^{\frac{1}{4}} = \frac{\omega}{Re^{1/4}} \end{array} \right. \quad (III.42)$$

avec η_k , τ_k et u_k respectivement les dimensions spatiale, temporelle et de vitesse de Kolmogorov. Une dernière dimension caractéristique doit être exprimée afin de dresser un tableau sommaire mais global de la théorie de la turbulence. Cette dimension correspond à la plus grande dimension de tourbillons dans lesquelles la viscosité dissipe significativement l'énergie cinétique et permet la transition d'une dimension de tourbillon à une inférieure. Cette dimension porte le nom d'**échelle de Liepmann-Taylor** et elle est notée λ_T . Elle s'exprime comme suit :

$$\lambda_T = l \sqrt{\frac{15}{Re}} \quad (III.43)$$

La cascade d'ordre de grandeur allant de la dimension d'injection d'énergie à la dimension de dissipation de l'énergie porte le nom de l'un de ses créateurs : **la cascade de Richardson** (ou de Kolmogorov suivant la littérature). Cette cascade a la particularité de suivre une pente lorsque l'énergie cinétique est représentée en fonction du nombre d'onde de la dimension du tourbillon. Dans la zone de dissipation de

l'énergie cinétique par la viscosité, aussi appelée zone inertielle, qui s'étend depuis λ_T jusqu'à η_k , l'énergie cinétique se dissipe selon une puissance $-5/3$ du nombre d'onde (voir **figure 3.18**).

La théorie de la turbulence exposée jusqu'ici est fondée sur un certain nombre d'hypothèses simplifiant le système tel que l'incompressibilité de l'écoulement des fluides ou encore l'atteinte d'un régime stationnaire et homogène. Il y aura donc certaines retenues à adopter lors de la comparaison avec nos expériences. Il faudra notamment sans doute modifier la valeur de l'exposant $-5/3$ qui en réalité dépend énormément des hypothèses du problème. Néanmoins, bien que simplifiée, cette approche reste souvent pertinente et sera utilisée dans la suite des travaux de cette thèse même si des adaptations plus modernes pourront lui être préférées.



Figures 3.16 et 3.17 : L'illustration de gauche est une photographie du célèbre « polisseur de la chanson » Georges Brassens prise en 1972. Il a été immortalisé fumant sa pipe de laquelle se dégage le produit de la combustion du tabac. L'écoulement de ce panache est tout d'abord quasi-laminaire sur quelques centimètres au-dessus de l'ouverture de la pipe, puis des premiers tourbillons se dessinent. De là, plus on monte le long du trajet de la fumée, et plus la taille caractéristique des tourbillons se réduit jusqu'à devenir dans le coin supérieur gauche des structures invisibles à l'œil nu. Ceci illustre parfaitement le phénomène de turbulence et de cascade de Richardson dans un fluide visqueux, ici l'air. L'illustration de droite est une photographie du très grand auteur compositeur et interprète Jacques Brel prise le 4 décembre 1965 à New York. Le même phénomène d'écoulement turbulent se retrouve dans la fumée se dégageant du cigare de Brel. Crédits : Agence France-Presse et le photographe Jean-Pierre Laffont.

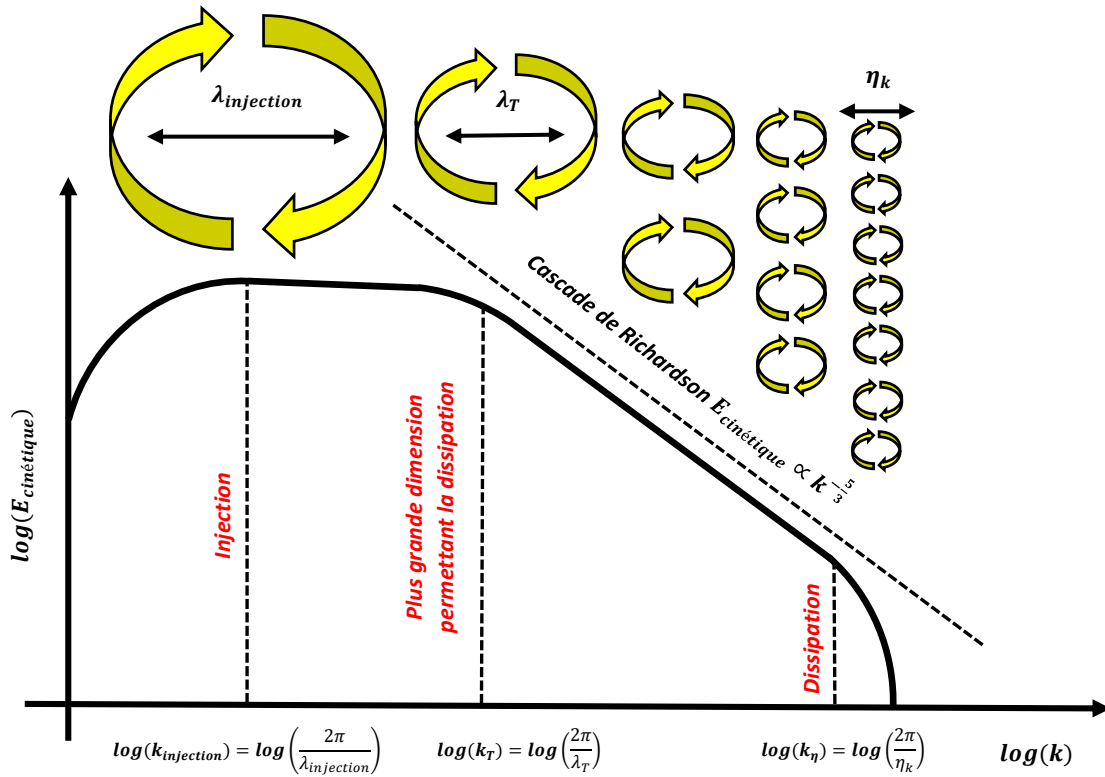


Figure 3.18 : Représentation en échelle log-log de l'énergie cinétique $E_{cinétique}$ en fonction du nombre d'onde k du tourbillon. Les trois principales dimensions du problème de la turbulence sont représentées : $\lambda_{injection}$ représente la dimension caractéristique des structures injectant l'énergie dans le régime de turbulence. En générale, celle-ci correspond à la taille des zones de mélanges des IRT. λ_T est le plus grand diamètre de tourbillon permettant une dissipation visqueuse significative de l'énergie cinétique. Et η_k , la dimension de Kolmogorov, représente l'échelle spatiale à partir de laquelle la viscosité permet la totale dissipation de l'énergie cinétique des tourbillons en seulement une rotation. Au-delà de cette dernière dimension, les tourbillons de tailles inférieures n'existent que pendant quelques fractions d'une période de rotation. Ceci explique l'effondrement de la courbe une fois passé k_η . Au-dessus du graphique, une illustration de la cascade de Richardson est faite. Les Tourbillons de différentes dimensions sont symbolisés par les cercles fléchés. Figure inspirée de [RIGON-THESE].

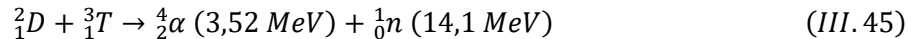
- 3 - Les instabilités et la turbulence dans la PHDE

- La fusion par confinement inertiel (FCI)

La fusion par confinement inertiel (FCI) désigne l'ensemble des expériences en laboratoire tentant d'atteindre le point de fusion thermonucléaire du deutérium et du tritium. Cette fusion, à l'instar de celle qui s'opère au cœur des étoiles lors de leur vie dans la séquence principale, permet de produire de l'énergie. En effet, à l'aise ou non avec le formalisme parfois abstrait de la physique, la formule d'Einstein liant l'énergie et la masse parle d'elle-même :

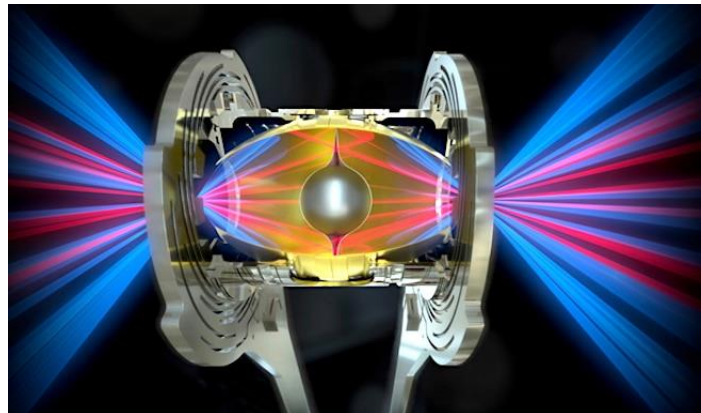
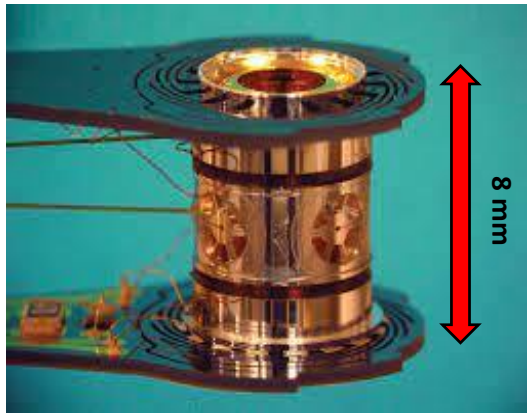
$$E = mc^2 \quad (III. 44)$$

Celle-ci dans le cas de la fusion nucléaire, permet d'expliquer la production d'énergie qui se dégage de cette réaction. En effet, dans une réaction de fusion nucléaire la somme des masses des réactifs est supérieure à la somme des masses des produits, une infime quantité de matière s'est transformée en énergie grâce à l'équivalence entre ces deux grandeurs physiques, voir (III. 44). Une réaction de fusion est notamment reproductible en laboratoire :



Avec D et T les deux isotopes de l'hydrogène : le deutérium et le tritium. α est le symbole de la particule alpha, soit un noyau d'hélium, et n un neutron. En effet, les conditions de température et de pression que cette réaction exige sont assez faibles pour nous permettre de les reproduire en laboratoire. Cette différence de masse se convertit dans un premier temps en énergie cinétique. Les produits de la réaction (III. 44) que sont la particule alpha et le neutron sont créés avec des énergies cinétiques respectives de 3,52 MeV et 14,1 MeV. Dans le cas d'une exploitation humaine de cette réaction, l'idée serait la même que celle déjà concrétisée dans les centrales nucléaires, à savoir : la récupération par conduction de cette chaleur via un fluide externe, typiquement de l'eau, à travers les parois de la cuve confinant la réaction. Une fois chauffée et sous forme de gaz, la vapeur alimentera des turbines qui permettront la création d'un courant électrique par effet dynamo. Contrairement à la fission nucléaire qui est actuellement utilisée dans les centrales nucléaires, la fusion nucléaire a le bon goût de ne pas produire de déchets radioactifs lors de sa réaction. Précisons seulement que des déchets industriels tels que les parois du réacteur ou encore lors de la fabrication du tritium sont tout de même présents. Cependant, la réaction de fusion nécessite des conditions de pression et de température extrêmes qui, pour l'heure, ne sont pas viables d'un point de vue industriel. La fusion par confinement inertiel reste néanmoins un champ d'étude prometteur. Notons également que d'autres méthodes de confinement existent : gravitationnel, dans le cas des étoiles, magnétique, dans le cas des Tokamaks avec le projet *ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor)*, striction axiale et laser. Les deux derniers types de confinement sont également qualifiés d'inertiels. La fusion par confinement inertiel (FCI) représente une branche majeure de la recherche en PHDE. Nous allons brièvement présenter comment un confinement inertiel permet d'atteindre des conditions autorisant le démarrage de la fusion thermonucléaire.

Dans les expériences utilisant des lasers de puissance, il existe deux grands types d'interaction entre l'impulsion laser et la matière constituant la cible : l'attaque directe, qui constitue une grande partie des cas traités dans cette thèse et qui a déjà été introduite, et l'attaque indirecte, qui sera le sujet des quelques lignes suivantes. En FCI, l'approche désormais privilégiée est l'attaque indirecte. Celle-ci permet, grâce aux recours à de nombreux faisceaux, de pouvoir fournir des pressions plus élevées. De plus, une



Figures 3.19 et 3.20 : L'illustration de droite montre une hohlraum en or utilisée dans les expériences de FCI. Celle-ci est cylindrique et de l'ordre de quelques millimètres. La figure de droite montre une nouvelle fois une hohlraum mais schématise également le trajet des sous-faisceaux lasers qui irradient l'intérieur de la cavité et apportent à celle-ci l'énergie nécessaire pour augmenter sa température suffisamment rapidement pour créer un rayonnement dans la gamme des rayons X proche de celui d'un corps noir. Crédits : Lawrence Livermore National Laboratory et Jacob Long.

géométrie sphérique de la cible est permise grâce à l'irradiation d'un hohlraum ou d'une cavité, ce qui permet une contraction encore plus importante du noyau de la cible. Le terme d'hohlraum, désignant en allemand une cavité, est en physique expérimentale une petite cavité, souvent en or, qui est tubulaire et ouverte aux deux extrémités (voir **figures 3.19** et **3.20**). Une fois irradiée, cette cavité se thermalise rapidement et commence à émettre un rayonnement très proche de celui d'un corps noir. Or, au centre de cette cavité, une petite capsule contenant le combustible, un mélange de deutérium et de tritium, y est placée. L'émission soudaine, intense et homogène de rayons x provenant de la cavité en or permet de créer au contact de la cible sphérique, un flux radiatif uniformément répartie. Ce flux radiatif entraîne, en la comprimant, la mise en mouvement de la capsule qui, dès lors, atteint des températures et des pressions extrêmes, au point d'initier des réactions de fusion thermonucléaire.

D'année en année, la FCI engendrée par des lasers s'est rapprochée de l'objectif si précieux pour envisager un jour une exploitation industrielle : produire plus d'énergie grâce à la FCI que l'énergie consommée par le système. En 2021, une première avancée significative a été atteinte avec une production de 70 pour cent de l'énergie injectée [ATZENI-2021]. Or, au moment où ces lignes sont écrites, la *Lawrence Livermore National Laboratory* (LLNL) où se situe le *National Ignition Facility* (NIF) qui accueille l'immense partie des expériences, du moins celles dites intégrées, de FCI par laser vient de déclarer qu'une campagne expérimentale menée le 5 décembre 2022 a permis d'atteindre un rendement de 120 pour cent. Pour la première fois de l'histoire de l'humanité, un rendement supérieur à 1 a été obtenue grâce à de la fusion par confinement inertiel. Cependant, précisons que ce rendement ne comprend que le rapport énergie produite par FCI – énergie laser. Le rapport intégrant l'énergie totale consommée par l'installation est quant à lui plus de l'ordre de 1 pour cent. Quand bien même ce dernier rapport excéderait 1, il faudrait tout de même garder les pieds sur Terre car ce rendement est obtenu durant une infime fraction de seconde, quelques nanosecondes. Et même si le taux de répétition des installations laser est susceptible d'augmenter dans les décennies à venir, l'énergie issue de cette fusion n'est pour l'instant en aucun cas exploitable. Cela signifie que, quand bien même la FCI pouvait être maintenue dans des durées crédibles pour une exploitation industrielle, la géométrie du problème ainsi que les technologies actuelles ne permettent pas d'extraire ce surplus d'énergie. Cette avancée est certes majeure, mais il faut clairement

rester patient et humble quant à la possible exploitation d'une telle source d'énergie. Si un jour c'est le cas, ce jour est alors encore lointain.

Laissons de côté ces réflexions sur le futur énergétique de l'humanité et revenons aux instabilités. Lors de l'implosion de la capsule, de multiples IRT et IKH vont apparaître. En effet, l'ablation en surface par le rayonnement x de la sphère cible renfermant le combustible va, similairement à l'attaque directe présentée précédemment, induire une onde de choc qui va se propager en direction du centre de la sphère provoquant ainsi son implosion. Une situation d'opposition du gradient de densité et de pression se retrouve donc lors de l'effondrement de la capsule rendant ainsi la situation RT-instable. Il y a notamment deux zones particulièrement sujettes aux IRT ; la première se situe sur la bordure externe de la capsule, la matière ablatée par le rayonnement x va se transformer en plasma chaud et s'opposer à la matière plus interne qui, elle, n'a pas encore été ablatée. Cette opposition formera facilement des situations RT-instables, d'autant que les deux plasmas confrontés ne sont pas de même densité et que le champ d'accélération est orienté dans le bon sens. La seconde zone concernée par les IRT se trouve à l'intérieur de la sphère. La matière mise en mouvement par l'implosion, ainsi que l'onde de choc, vont tôt ou tard rencontrer une décélération provoquée par la rencontre de la matière la plus centrale qui est soumise à une pression interne qui s'opposera à l'implosion de la capsule. L'opposition de ces deux flux de matière créera une situation RT-Instable en phase de décélération. Ces deux situations peuvent donner naissance à des IRT car leurs conditions leurs sont propices mais il faut également que des perturbations initiales existent. Ces-dernières sont généralement des problèmes d'asymétrie spatiale ou temporelle du rayonnement x , et donc, du flux radiatif sur la capsule, problème d'homogénéité interne des combustibles, problèmes de granularité de la cible, ... L'étude des IRT [BETTI-1998], IKH et IRM [ORON-1999] dans le cas de la FCI sont des enjeux majeurs voire cruciaux car la moindre amélioration ou, au contraire, dégradation du processus de compression peut drastiquement faire baisser le taux de production d'énergie par FCI. Les IRT sont par exemple suspectées d'être la principale source de mélange entre le cœur chaud de la capsule et sa périphérie, plus froide, entraînant le refroidissement du noyau [HAMMEL-2010]. Comme nous l'avons cité quelques lignes plus haut, la moindre asymétrie du problème alimentera la croissance des perturbations. Il en est de même pour la turbulence qui peut apparaître et susceptiblement dissiper l'énergie consacrée au chauffage du cœur fusionnel par asymétrie de l'impulsion laser [THOMAS-2012]. Bien que certains remettent en cause sa propension à refroidir le noyau [WEBER-2014], le rôle de la turbulence dans le mécanisme des instabilités reste considérable.

- **L'instabilité et la turbulence en astrophysique**

Dans la section *contexte astrophysique* nous avons introduit le processus de mort d'une étoile. Or celui-ci dépend de la masse initiale de l'étoile. Bien que l'enchaînement reste globalement le même, des nuances sur la succession ou la nature même des événements constituant la mort de l'étoile existent. Nous ne ferons pas ici une description détaillée de la phénoménologie des supernovæ (SN) car cela impliquerait de multiples champs de la physique ainsi que de complexes développements. Le lecteur en quête de savoir à ce sujet pourra se référer à d'excellents ouvrages tels que [ARNETT-1996 ; BETHE-1990 ; WOOSLEY-2002] ou encore [MAZURE-2007]. Il faut cependant préciser l'importance de différencier les SN gravitationnelles et les SN thermonucléaires. Les SN gravitationnelles ne concernent, comme nous l'avons vu, que les plus grosses étoiles, $M > 8M_{\odot}$. Les SN thermonucléaires correspondent à celles issues d'un système binaire composé généralement d'une géante rouge et d'une naine blanche. La classification de



Figures 3.21 et 3.22 : Deux illustrations photographiques de SN1987A et de son rémanent. La photographie de Gauche montre la SN dans sa galaxie hôte : le grand nuage de Magellan, lors de son apparition en 1987. Celle de droite se concentre sur la SN et notamment sur le rémanent de cette SN qui s’est depuis formé. Cette image prise en 2010 par le télescope spatial Hubble. Crédits : NASA.

toutes les SN se fait sur des bases spectrométriques et photométriques qu’il serait trop long voire impertinent de présenter ici. Ce sont les SN gravitationnelles qui seront des exemples privilégiés de situations astrophysiques comparables à nos expériences.

La composition interne d’une étoile qui évoluera en SN gravitationnelle peut être décrite de la manière suivante : une superposition de couches faites d’éléments de plus en plus lourd au fur et à mesure que l’on se rapproche du centre. Cette organisation se retrouve également lorsque l’étoile entrera dans son processus de mort et éjectera sa masse coronale dans le milieu circumstellaire. Chaque couche étant constituée à chaque fois quasiment d’un seul élément, un saut de densité important existe donc entre deux couches superposées. L’onde de choc ultime qui traversera l’ensemble de l’étoile et dispersera aux quatre coins de l’univers la matière de l’étoile permet donc d’obtenir une situation RT-instable lors de cette phase initiale des rémanents de supernovæ (RSN). Des observations d’éléments lourds dans les bordures externes de récents RSN tel que SN1987A (voir **figures 3.21 et 3.22**) indiquent que les instabilités ainsi que la turbulence, qui elle, préexiste déjà depuis les convections internes aux étoiles [CANUTO-1998], pourraient jouer des rôles majeurs et considérables dans le mélange des couches lors de cette première phase [YAMASHITA-2002]. Additionnellement, les RSN deviennent RT-instables lors de leur phase Taylor-Sedov, qui succède celle d’expansion libre et précède celle de dispersion et de refroidissement par rayonnement. Cette phase correspond à celle où la sphère en expansion du choc entre la matière froide circumstellaire et la matière chaude de l’éjecta commence à ralentir de par l’accumulation suffisante de matière balayée.

Cette étape de l’évolution des RSN que nous avons déjà précédemment présentée est encline aux IRT [RIBEYRE-2004 ; ARNETT-1991]. La turbulence n’étant jamais loin lorsqu’il est question d’instabilités en hydrodynamique, l’observation de la transition de l’un à l’autre a déjà été faite en laboratoire [RIGON-2021]. L’apparition de turbulence dans les RSN est un aspect à sérieusement prendre en compte car elle peut notamment engendrer des champs magnétiques ou en amplifier les champs préexistants par effet dynamo [VAINSHTEIN-1972] ; ce qui modifiera conséquemment le comportement des instabilités et donc les structures visibles dans les RSN. Différemment mais tout aussi considérablement, les IRT ainsi que la

turbulence, favorisant la croissance du champ magnétique [[MEINECKE-2014](#) ; [TZEFERACOS-2017](#)], seront impliquées dans les structures des proéminences solaires [[HILLIER-2017](#)].

Outre les instabilités, l'autre grand sujet des travaux de cette thèse est la prise en compte du rayonnement et du champ magnétique avec plusieurs expériences de choc radiatif magnétisé ou non. Or ces deux grands champs d'étude sont dans les faits très souvent mêlés. D'où l'existence de multiples expériences cherchant à caractériser les IRT dans des conditions de rayonnement élevé [[KURANZ-2018](#) ; [HUNTINGTON-2018](#)] et de mettre en évidence des déviations de comportement des IRT induites par le rayonnement [[JIANG-2013](#) ; [JACQUET-2011](#)] ou le champ magnétique [[HILLIER-2016](#)].

Références

- [[ALESHIN-1990](#)] A.N. Aleshin, E.V. Lazareva, S.G. Zaitsev, V.B. Rozanov, E.G. Gamalii and I.G. Iebo, « A study of linear, non-linear and transition stages of Richtmyer-Meshkov instability », Dokl. Akad. Nauk. SSSR, vol. 310, n. 5, p. 1105-1108, (1990).
- [[ALLEN-1938](#)] J.F. Allen and A.D. Misener, « Flow of liquid helium II », *Nature*, vol. 141, no 3558, p. 75, (1938).
- [[ALON-1995](#)] U. Alon, J. Hecht, D. Ofer and D. Shvarts, « Power laws and similarity of Rayleigh-Taylor and Richtmyer-Meshkov mixing fronts at all density ratios », *Physical Review Letter*, vol. 74, (1995).
- [[ANZELLINI-2020](#)] S. Anzellini and S. Boccato, « A Practical Review of the Laser-Heated Diamond Anvil Cell for University Laboratories and Synchrotron Applications », *Crystals*, vol. 10, no. 6, p. 459, (2020).
- [[ARNETT-1989](#)] W.D. Arnett, J.N. Bahcall, R.P. Kirshner and S.E. Woosley, « Supernova 1987A », *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, vol. 27, p. 629-700, (1989).
- [[ARNETT-1991](#)] D. Arnett, B. Fryxell and E. Mueller, « Instabilities in SN1987A and other supernovæ », *High-Energy Astrophysics : American and Soviet perspectives/proceedings from the US-USSR workshop on High-Energy Astrophysics*, National Academies Press, (1991).
- [[ARNETT-1996](#)] D. Arnett and W.D. Arnett, « Supernovæ and nucleosynthesis : an investigation of the history of matter, from the big bang to the present », Princeton University Press, (1996).
- [[ATZENI-2021](#)] S. Atzeni, D. Batani, C.N. Danson, L.A. Gizzi, S. Le Pape, J-L. Miquel, M. Perlado, R.H.H. Scott, M. Tatarakis, V. Tikhonchuk and L. Volpe, « Breakthrough at the NIF paves the way to inertial fusion energy », *Europhysics News*, vol. 53, n. 1, (2022).
- [[BELLMAN-1954](#)] R. Bellman and R.H. Pennington, « Effects of surface tension and viscosity on Taylor instability », *Quart. Appl. Math.*, vol. 12, p. 151-162, (1954).
- [[BERNOULLI-1738](#)] D. Bernoulli, « *Hydrodynamica, De viribus et motibus fluidorum commentarii* », Bibliothèques de l'université de Strasbourg, (1738).
- [[BETHE-1990](#)] H.A. Bethe, « Supernovæ », *Physics Today*, vol. 43, n. 9, p. 24-27, (1990).
- [[BETTI-1998](#)] R. Betti, V.N. Goncharov and R.L. McCrory, « Growth rates of the ablative Rayleigh-Taylor instability in inertial confinement fusion », *Physics of plasma*, vol. 22, (1998).
- [[BIERMANN-1950](#)] L. Biermann, « Über den Ursprung der Magnetfelder auf Sternen und im interstellaren Raum », *Zeitschrift für Naturforschung*, vol. 5, p. 65, (1950).
- [[BOIREAU-2006](#)] L. Boireau, S. Bouquet, C. Michaut and C. Clique, « Analytical modeling of the steady radiative shock », *Journal de Physique IV (Proceedings)*, vol. 133, p. 1031-1033, (2006).
- [[BOUQUET-2000](#)] S. Bouquet, R. Teyssier, J.-P. Chieze, « Analytical study and structure of a stationary radiative shock », *The Astrophysical Journal Supplement Series*, vol. 127, n. 2, (2000).

[[BRAND-1957](#)] L. Brand, « The Pi theorem of dimensional analysis », Archive for Rational Mechanics and Analysis, (1957).

[[BUDKO-1989](#)] A.B Bud'ko, A.L. Velikovich, M.A. Liberman and F.S Felber, « Development of Rayleigh-Taylor and bulk convection instabilities in the dynamics of plasma liners and pinches », Soviet Physics – JETP, vol. 22, n. 23, p. 76-88, (1989).

[[BYCHKOV-1990](#)] V.V Bychkov, M.A. Liberman and A.L Velikovich, « Comment on “Analytic solutions for Rayleigh-Taylor growth rates in smooth density gradients” », Physical review A, vol. 42, n. 8, (1990).

[[CANUTO-1998](#)] V.M. Canuto and J. Christensen-Dalsgaard, « Turbulence in astrophysics : Stars », Annual Review of Fluids Mechanics, vol. 30, n. 1, p. 167-198, (1998).

[[CASEY-2017](#)] D.T. Casey, D.B. Sayre, C.R. Brune, V.A. Smalyuk, C.R. Weber, R.E. Tipton, J.E. Pino, G.P. Grim, B.A. Remington, D. Dearborn, L.R. Benedetti, J.A. Frenje, M. Gatu-Johnson, R. Hatarik, N. Izumi, J.M. McNaney, T. Ma, G.A. Kyrala, S. MacLaren, J. Salmonson, S.F. Khan, A. Pak, L. Berzak Hopkins, S. LePape, B.K. Spears, N.B. Meezan, L. Divol, C.B. Yeaman, J.A. Caggiano, D.P. McNabb, D.M. Holunga, M. Chiarappa-Zucca, T.R. Kohut and T.G. Parham, « Thermonuclear reactions probed at stellar-core conditions with laser-based inertial-confinement fusion », Nature Physics, vol. 13, p. 1227-1231, (2017).

[[CHANDRASEKHAR-1981](#)] S. Chandrasekhar, « Hydrodynamic and hydromagnetic stability », Dover books on Physics Series, Dover Publication, (1981).

[[CHEVALIER-1978](#)] R.A. Chevalier and R.I. Klein, « On the Rayleigh-Taylor instability in stellar explosions », The Astrophysical Journal, vol. 219, p. 994-1007, (1978).

[[CLAUSIUS-1870](#)] R. Clausius, « Uber einen auf die Warme anwendbaren mechanischen Satz », Annalen de Physik, vol. 141, p. 124-130, (1870).

[[DENEUVILLE-THESE](#)] F. Deneuille, « Etude de la dynamique électronique des plasmas denses et tièdes par l'interférométrie optique », Université Sciences et Technologies - Bordeaux I, (2013).

[[DIMONTE-1993](#)] G. Dimonte and B. Remington, « Richtmyer-Meshkov experiments on the Nova laser at high compression », Physical Review Letter, vol. 70, (1993).

[[DIMONTE-1996](#)] G. Dimonte and M. Schneider, « Turbulent Rayleigh-Taylor instability experiments with variable acceleration », Physical Review E, vol. 54, n. 4, (1996).

[[DIZIERE-THESE](#)] A. Dizière, « Astrophysique de laboratoire avec les lasers de haute énergie et de haute puissance: des chocs radiatifs aux jets d'étoiles jeunes », Ecole Polytechnique, (2012).

[[DRAKE-2006](#)] R.P Drake, « High-Energy-Density Physics : Fundamentals, Inertial Fusion, Ans Experimental Astrophysics », edit. Springer, (2006).

[[DRAKE-2019](#)] R.P Drake, « High-Energy-Density-Physics: Foundation of Inertial Fusion and Experimental Astrophysics », Ed. Springer, Second edition, (2019).

[DUBROVINSKY-2012] L. Dubrovinsky, N. Dubrovinskaia, V.B. Prakapenka and A.M. Abakumov, « Implementation of micro-ball nanodiamond anvils for high-pressure studies above 6 Mbar », *Nature Communications*, vol. 3, 1163, (2012).

[DUFF-1962] R.E Duff, F.H. Harlow and C.W. Hirt, « Effects of diffusion on interface instability between gases », *The Physics of Fluids*, vol. 5, n. 4, p. 417-425, (1962).

[EINSTEIN-1905] A. Einstein, « Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt », *Annalen der Physik*, vol. 132, (1905).

[EULER-1757] L. Euler, « Principes généraux du mouvement des fluides », *Mémoire de l'Académie royale des sciences et des belles lettres de Berlin*, vol.11, (1757).

[FALIZE-THESE] E. Falize, « Similitudes et autosimilarité en physique des hautes densités d'énergies: Application à l'astrophysique de laboratoire », *Ecole doctorale d'astronomie et d'astrophysique d'Île de France*, (2008).

[FALIZE-2011] E. Falize, C. Michaut and S. Bouquet, « Similarity properties and scaling laws of radiation hydrodynamic flows in laboratory astrophysics », *The Astrophysical Journal*, vol. 730, n. 96, (2011).

[FERREIRA-2010] J. Ferreira, « Introduction aux plasmas magnétisés : Magnétohydrodynamique », *Cours de Master 1 Physique, Université Joseph Fourier Grenoble*, (2010).

[FRANK-2016] K.A. Frank, S.A. Zhekov, S. Park, R. McCray, E. Dwek and D.N. Burrows, « Chandra observes the end of an era in SN 1987A », *The Astrophysical Journal*, vol. 829, n. 1, p. 40, (2016).

[FRANSSON-2015] C. Fransson, J. Larsson, K. Migotto, D. Pesce, P. Challis, R.A. Chevalier, K. France, R.P. Kirshner, B. Leibundgut, P. Lundqvist, R. McCray, J. Spyromilio, F. Taddia, A. Jerkstrand, S. Mattila, N. orlando, J. Sollerman, J.C. Wheeler, A. Crotts, P. Garnavich, K. Heng, S.S. Lawrence, N. Panagia, C.S.J. Pun, G. Sonneborn and B. Sugerman, « The destruction of the circumstellar ring of SN 1987 », *The Astrophysical Journal Letters*, vol. 806, n. 1, (2015).

[FRATANDUONO-2011] D.E. Fratanduono, T.R. Boehly, P.M. Celliers, M.A. Barrios, J.H. Eggert, R.F. Smith, D.G. Hicks, G.W. Collins and D.D. Meyerhofer, « The direct measurement of ablation pressure driven by 351-nm laser radiation », *Journal of Applied Physics*, vol. 110, n. 7, (2011).

[GRIFFIN-1996] A. Griffin, D.W. Snoke and S. Stringari, « Bose-Einstein condensation », *Cambridge University Press*, (1996).

[HAMMEL-2010] B.A. Hammel, S.W. Haan, D.S. Clark, M.J. Edwards, S.H. Langer, M.M. Marinak, M.V. Patel, J.D. Salmonson and H.A. Scott, « High-mode Rayleigh-Taylor growth in NIF ignition capsules », *High Energy Density Physics*, vol. 6, n. 2, p. 171-178, (2010).

[HELLED-2022] R. Helled, D.J. Stevenson, J.I. Lunine, S.J. Bolton, N. Nettelmann, S. Atreya, T. Guillot, B. Militzer, Y. Miguel and W.B. Hubbard, « Revelations on Jupiter's formation evolution and interior: challenges from Juno results », *Icarus*, vol. 378, (2022).

[HELMHOLTZ-1868] H.L.F. Helmholtz, « Über discontinuierliche Flüssigkeits- Bewegungen », Monatsberichte der Königlich Preussische Akademie der Wissenschaften zu Berlin, vol. 23, p. 215, (1868).

[HILLIER-2012] A. Hillier, T. Berger, H. Isobe and K. Shibata, « Numerical simulations of the magnetic Rayleigh-Taylor instability in the Kippenhahn-Schluter prominence model. I. Formation of upflows », The Astrophysical Journal, vol. 746, n. 2, (2012).

[HILLIER-2016] A.S. Hillier, « On the nature of the magnetic Rayleigh-Taylor instability in astrophysical plasma: the case of uniform magnetic field strength », Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 462, n. 2, (2016).

[HILLIER-2017] A.S. Hillier, « The magnetic Rayleigh-Taylor instability in solar prominences », Reviews of modern plasma physics, vol. 2, n. 1, p. 1-47, (2018).

[HUGONIOT-1889] P.H Hugoniot, « Mémoire sur la propagation des mouvements dans les corps et spécialement dans les gaz parfaits », Journal de l'Ecole Polytechnique, vol. 58, 0. 1-125, (1889).

[HUNTINGTON-2018] C.M. Huntington, A. Shimony, M. Trantham, C.C. Kuranz, D. Shvarts, C.A. Di Stefano, F.W. Doss, R.P. Drake, K.A. Flippo, D.H. Kalantar, S.R. Klein, J.L. Kline, S.A. MacLaren, G. Malamud, A.R. Miles, S.T. Prisbrey, K.S. Raman, B.A. Remington, H.F. Robey, W.C. Wan and H.-S. Park, « Ablative stabilization of Rayleigh-Taylor instabilities resulting from a laser-driven radiative shock », Physics of Plasmas, vol. 25, (2018).

[HUSSEY-1980] T.W. Hussey, N.F. Roderick and D.A. Kloc, « Scaling of (MHD) instabilities in imploding plasma liners », Journal of Applied Physics, vol. 51, (1980).

[JACQUET-2011] E. Jacquet and M.R. Krumholz, « Radiative Rayleigh-Taylor instabilities », The Astrophysical Journal, vol. 730, n. 2, p. 116, (2011).

[JIANG-2013] Y.F Jiang, S. W. Davis and J.M Stone, « Nonlinear evolution of Rayleigh-Taylor instability in a radiation-supported atmosphere », The Astrophysical Journal, vol. 763, n. 2, p. 102, (2013).

[KELVIN-1871] W. Thomson, « Hydrokinetic solutions and observations », Philosophical Magazine, vol. 42, p. 362-377, (1871).

[KEPLEY-2010] A.A. Kepley, S. Muhle, J. Everett, E.G. Zweibel, E.M. Wilcots and U. Klein, « The role of the magnetic field in the interstellar medium of the post-starburst dwarf irregular galaxy NGC 1569 », The Astrophysical Journal, vol. 712, n. 1, (2010).

[KIRCHHOFF-1861] G. Kirchhoff, « Du rapport entre le pouvoir émissif et le pouvoir absorbant des corps pour la chaleur et la lumière », Annales de Chimie et Physique, vol. 3, p. 160-191, (1861).

[KOLMOGOROV-1991] A.N. Kolmogorov, « The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds number », Proceedings : Mathematical and Physical Sciences, vol. 434, p. 9-13, (1991).

[KURANZ-2018] C.C. Kuranz, H.S. Park, C.M. Huntington, A.R. Miles, B.A. Remington, T. Plewa, M.R. Trantham, H.F. Robey, D. Shvarts, A. Shimony, K. Raman, S. MacLaren, W.C. Wan, F.W. Doss, J. Kline, K.A.

Flippo, G. Malamud, T.A. Handy, S. Prisbrey, C.M. Krauland, S.R. Klein, E.C. Harding, R. Wallace, M.J. Grosskopf, D.C. Marion, D. Kalantar, E. Giraldez and R.P. Drake, « How high energy fluxes may affect Rayleigh-Taylor instability growth in young supernova remnants », *Nature Communications*, vol. 9, n. 1, p. 1-6, (2018).

[[LATHROP-2011](#)] D.P. Lathrop and C.B. Forest, « Magnetic dynamos in the lab », *Physics today*, vol. 64, n. 7, p. 40-45, (2011).

[[LEAO-2009](#)] M.R. Leao, E.M. de Gouveia Pino, D. Falceta-Goncalves, C. Melioli and F.G. Geraissate, « Local star formation triggered by supernova shocks in magnetized neutral clouds », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 394, p. 157-173, (2009).

[[MASUNAGA-1998](#)] H. Masunaga, S.M. Miyama and S.I. Inutsuka, « A radiation hydrodynamic model for protostellar collapse. I. The first collapse », *the Astrophysical Journal*, vol. 495, no. 1, (1998).

[[MASUNAGA-2000](#)] H. Masunaga and S.I. Inutsuka, « A radiation hydrodynamic model for protostellar collapse. II. The Second Collapse and the Birth of a Protostar », *the Astrophysical Journal*, vol. 531, no. 1, (2000).

[[MAZURE-2007](#)] A. Mazure and S. Basa, « Exploding superstars : understanding supernovæ and gamma-ray bursts », Ed. Springer, (2007).

[[MCCRAY-1993](#)] R. McCray, « Supernova 1987A revisited », *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, vol. 31, p. 175-216, (1993).

[[MCCRAY-2016](#)] R. McCray and C. Fransson, « The remnant of supernova 1987A », *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, vol. 54, p. 19-52, (2016).

[[MEINECKE-2014](#)] J. Meinecke, H.W. Doyle, F. Miniati, A.R. Bell, R. Bingham, R. Crowston, R.P. Drake, M. Fatenejad, M. Koenig, Y. Kuramitsu, C.C. Kuranz, D.Q. Lamb, D. Lee, M.J. MacDonald, C.D. Murphy, H-S. Park, A. Pelka, A. Ravasio, Y. Sakawa, A.A. Schekochihin, A. Scopatz, P. Tzeferacos, W.C. Wan, N.C. Woolsey, R. Yurchak, B. Reville and G. Gregori, « Turbulent amplification of magnetic fields in laboratory laser-produced shock waves », *Nature Physics*, vol. 10, p. 520-524, (2014).

[[MESHKOV-1969](#)] E.E. Meshkov, « Instability of the interface of two gases accelerated by a shock wave », *Fluid dynamics*, vol. 4, n. 5, p. 101-104, (1969).

[[MICHAUT-2009](#)] C. Michaut, E. Falize, C. Cavet, S. Bouquet, M. Koenig, T. Vinci, A. Reighard, R.P. Drake, « Classification of and recent research involving radiative shocks », *Astrophysics and Space Science*, vol. 322, n. 1, p. 77-84, (2009).

[[MICHEL-THESE](#)] T. Michel, « Etude des chocs radiatifs dans le cadre de l'astrophysique de laboratoire », *Ecole Polytechnique*, (2019).

[[MICHELSON-1887](#)] A. A. Michelson, E.W. Morley, « On the relative motion of the Earth and the luminiferous Æther », *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, vol. 24, n. 151, p. 449-463., (1887).

[MORA-1982] P. Mora, « Theoretical model of absorption of laser light by a plasma », *The Physics of Fluids*, vol. 25, p. 1051, (1982).

[NAVIER-1823] H. Navier, « Mémoire de l'académie royale des sciences », vol. 6, p. 389-416, (1823).

[NG-2013] C.Y. Ng, G. Zanardo, T.M. Potter, L. Staveley-Smith, B.M. Gaensler, R.N. Manchester and A.K. Tzioumis, « Evolution of the radio remnant of supernova 1987A: Morphological changes from day 7000 », *The Astrophysical Journal*, vol. 777, n. 2, p. 131, (2013).

[ORON-1999] D. Oron, O. Sadot, Y. Srebro, A. Rikanati, Y. Yedvab, U. Alon, L. Erez, G. Erez, G. Ben-Dor, L.A. Levin, D. Ofer and D. Shvarts, « Studies in the nonlinear evolution of the Rayleigh-Taylor and Richtmyer-Meshkov instabilities and their role in inertial confinement fusion », *Laser and Particles Beams*, vol. 17, n. 3, p. 465-475, (1999).

[PHDE-2003] Committee on High Energy Density Plasma Physics, « *Frontiers in High Energy Density Physics: The X-Games of Contemporary Science* », the national academies press, 84, National Research Council. (2003).

[PORTH-2014] O. Porth, S.S. Komissarov and R. Keppens, « Rayleigh-Taylor instability in magnetohydrodynamic simulations of the Crab nebula », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 443, p. 547-558, (2014).

[RANKINE-1870], W. Rankine, « On the thermodynamic theory of waves of finite longitudinal disturbances », *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, vol. 160, p. 277-288, (1870).

[RAYLEIGH-1883] J.W.S. Rayleigh, « Investigation of the character of the equilibrium of an incompressible heavy fluid of variable density », *Proceedings of the London Mathematical Society*, vol. 14, p. 170-177, (1883).

[RIBEYRE-2004] X. Ribeyre, V.T. Tikhonchuk and S. Bouquet, « Compressible Rayleigh-Taylor instabilities in supernova remnants », *Physics of Fluids*, vol. 16, n. 12, p. 4661-4670, (2004).

[RICHARDSON-1922] L.F. Richardson, « *Weather prediction by numerical process* », Univesity Press, (1922).

[RICHTMYER-1960] R.D Richtmyer, « Taylor instability in shock acceleration of compressible fluids », *Communication on Pure and Applied Mathematics*, (1960).

[RIGON-THESE] G. Rigon, « *Instabilités hydrodynamiques: Application à l'astrophysique de laboratoire et diagnostics X à haute résolution* », Institut Polytechnique de Paris, (2020).

[RIGON-2019] G. Rigon, A. Casner, B. Albertazzi, Th. Michel, P. Mabey, E. Falize, J. Ballet, L. Van Box Som, S. Pikuz, Y. Sakawa, T. Sano, A. Faenov, T. Pikuz, N. Ozaki, Y. Kuramitsu, M.P. Valdivia, P. Tzeferacos, D. Lamb and M. Koenig, « Rayleigh-Taylor instability experiments on the LULI2000 laser in scaled conditions for young supernova remnants », *Physical Review E*, vol. 100, (2019).

[RIGON-2021] G. Rigon, B. Albertazzi, T. Pikuz, P. Mabey, V. Bouffetier, N. Ozaki, F. Barbato, E. Falize, Y. Inubushi, N. Kamimura, K. Katagiri, S. Makarov, M. J.-E. Manuel, K. Miyanishi, S. Pikuz, O. Poujade, K. Sueda, T. Togashi, Y. Umeda, M. Yabashi, T. Yabuuchi, G. Gregori, R. Kodama, A. Casner and M. Koenig,

« Micron-scale phenomena observed in a turbulent laser-produced plasma », *Nature Communications*, vol. 12, (2021).

[RYUTOV-1999] 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 », *The Astrophysical Journal*, vol. 518, p. 821-832, (1999).

[RYUTOV-2000] D.D. Ryutov, R.P. Drake and B.A. Remington, « Criteria for scaled laboratory astrophysics MHD phenomena ». *The Astrophysical Journal Supplement Series*, vol. 127, n. 2, (2000).

[SALZMANN-1998] D. Salzmann, , « Atomic physics in hot plasmas », Oxford University Press, (1998).

[SCHNEIDER-1998] M.B. Schneider, G. Dimonte and B. Remington, « Large and small scale structure in Rayleigh-Taylor mixing », *Physical Review Letter*, vol. 80, (1998).

[STEVENSON-1982] D.J. Stevenson, « Interiors of the giant planets », *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, vol. 10, p. 257-295, (1982).

[STOKES-1845] G. Stokes, *Transactions of Cambridge Philosophical Society*, vol. 8, p. 287-305, (1845).

[TAKABE-1985] H. Takabe, K. Mima, L. Montierth and R.L. Morse, « Self-consistent growth rate of the Rayleigh-Taylor instability in an ablatively accelerating plasma », *The Physics of Fluids*, vol. 28, p. 3676, (1985).

[TAKABE-2001] H. Takabe, « Astrophysics with Intense and Ultra-Intense Lasers “Laser Astrophysics” », *Progress of Theor. Phys. Suppl.*, vol. 143, n. 202, (2001).

[TAYLOR-1950] G.I. Taylor, « The instability of liquid surfaces when accelerated in a direction perpendicular to their planes », *Proceedings of the Royal Society of London*, vol.201, n. 1065, p. 192, (1950).

[THOMAS-2012] V.A Thomas and R.J Kares, « Drive asymmetry and the origin of turbulence in an ICF implosion », *Physical Review Letter*, vol. 109, (2012).

[TREUMANN-2009] R.A. Treumann, « Fundamentals of collisionless shocks for astrophysical application, 1. Non-relativistic shocks », *Astron. Astrophys. Rev.*, vol. 17, p. 409-535, (2009).

[TZEFERACOS-2017] P. Tzeferacos, A. Rigby, A. Bott, A.R. Bell, R. Bingham, A. Casner, F. Cattaneo, E.M. Churazov, J. Emig, N. Flocke, F. Fiuza, C.B. Forest, J. Foster, C. Graziani, J. Katz, M. Koenig, C.-K. Li, J. Meinecke, R. Petrasso, H.-S. Park, B.A. Remington, J.S. Ross, D. Ryu, D. Ryutov, K. Weide, T.G. White, B. Reville, F. Miniati, A.A. Schekochihin, D.H. Froula, G. Gregori and D.Q. Lamb, « Numerical modeling of laser-driven experiments aiming to demonstrate magnetic field amplification via turbulent dynamo », *Physics of Plasmas*, vol. 24, (2017).

[VAINSHTEIN-1972] S.I. Vainshtein and Y. B. Zel'dovitch, « Origin of magnetic fields in astrophysics (turbulent dynamo mechanisms) », *Uspekhi Fizicheskikh Nauk*, vol. 106, n. 3, p. 431-457, (1972).

[VINCI-THESE] T. Vinci, « Les chocs radiatifs générés par les lasers à haute énergie : une opportunité pour l'astrophysique de laboratoire », *Ecole Polytechnique, Spécialité : Laser-matière*, (2006).

[WEBER-2014] C.R Weber, D.S. Clark, A.W. Cook, L.E. Busby and H.F. Robey, « Inhibition of turbulence in inertial-confinement-fusion hot spots by viscous dissipation », Physical Review Letter E, vol. 89, n. 5, (2014).

[WOOSLEY-2002] S.E. Woosley, A. Heger and T.A. Weaver, « The evolution and explosion of massive stars », Reviews of modern physics, vol. 74, n. 4, p. 1015, (2002).

[WOLTJER-1972] L. Woltjer, « Supernova remnants », Annual Review of Astronomy and Astrophysics, vol. 10, p. 129, (1972).

[YAGHOOBI-2018] A. Yaghoobi and M. Shadmehri, « Magnetic Rayleigh-Taylor instability in radiative flows », Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 477, n. 1, p. 412-420, (2018).

[YAMASHITA-2002] K. Yamashita, A. Noro, T. Ogawa, S. Miyaji and M. Den, « A numerical study of growing mode of Rayleigh-Taylor instability in supernova envelope », 34th COSPAR Scientific Assembly, vol. 34, p. 2124, (2002).

Partie 2 : Concepts et fonctionnements des expériences et simulations

Jusqu'ici, nous avons vu les développements, concepts et modèles théoriques qui seront utilisés afin d'expliquer et de décrire les phénomènes physiques étudiés dans cette thèse. Pour décrire cette physique, il faut également présenter les outils et méthodes utilisés afin d'**étudier** ces systèmes et leur évolution en laboratoire. Pour cela, nous travaillerons suivant deux approches : nous réaliserons des expériences en laboratoire et nous simulerons ces expériences à l'aide de codes de magnétohydrodynamique radiative multidimensionnels. C'est d'ailleurs ainsi que ce chapitre s'articulera : une première partie abordera l'aspect expérimental, en présentant les éléments essentiels de nos expériences, à savoir : les lasers de puissance, les cibles ainsi que les diagnostics mis en place. Puis nous exposerons les différents codes de simulations nous permettant de dimensionner les expériences ainsi qu'à optimiser et mieux comprendre nos résultats expérimentaux.

IV Réalisation des expériences

Afin de reproduire des événements astrophysiques en conditions contrôlées, les expériences en laboratoire constituent la substance moelle de notre travail. Elles nous apportent ainsi une meilleure compréhension des événements reproduits. Et pour ce faire, nous utilisons l'incommensurable potentiel que nous offre une technologie dont la conception a vu le jour dans les années 50, et sa réalisation dans les années 60 : le LASER. Nous allons tout d'abord présenter les différents organes d'une chaîne de laser de puissance. Ensuite, nous présenterons les diverses installations de laser de puissance utilisées dans les expériences de ma thèse. Puis nous parlerons des cibles qui sont les fruits du travail en amont de la réalisation concrète des expériences et dont la conception est primordiale. Enfin, nous terminerons cette première section par l'introduction détaillée de chacun des diagnostics utiles aux travaux de cette thèse.

- 1 - Installations de laser de puissance : régimes nano et pico

Le laser est une technologie qui naît dans la seconde moitié du XX^{ème} siècle. Il se fonde sur deux concepts, l'un théorique : l'émission stimulée [EINSTEIN-1905], et l'autre technologique : le pompage optique. L'émission stimulée est une conséquence quantique de l'irradiation de matière excitée par une longueur d'onde pertinemment choisie. C'est un processus de désexcitation contrôlée d'un électron se trouvant dans un état énergétique excité, autrement dit différent du niveau fondamental de plus basse énergie (voir **figure 4.1**). En couplant ce concept quantique avec un développement technologique permettant de répéter un grand nombre de fois cette opération il est possible de créer un faisceau énergétique, quasi-monochromatique et très cohérent.

Nous allons décrire dans la suite les différentes étapes d'une chaîne de laser de puissance.

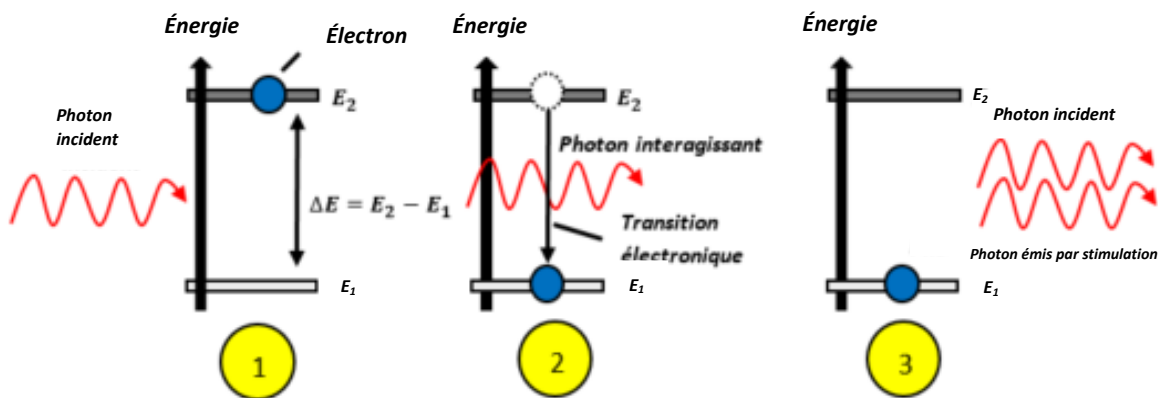


Figure 4.1 : Représentation schématique de l'émission stimulée. Les figures 1, 2 et 3 suivent un ordre chronologique. Dans la figure 1, l'atome n'a pas encore interagi avec le photon incident dont l'énergie $h\nu$, avec ν sa fréquence, correspond exactement à l'écart énergétique ΔE séparant le niveau d'énergie E_2 et le niveau d'énergie inférieure E_1 . A l'étape 2, l'interaction de l'atome avec le photon incident provoque une transition électronique depuis l'état excité E_2 vers l'état plus fondamental E_1 . Cette transition de l'électron induit une émission stimulée d'un photon de même énergie que celle du photon incident. Cette émission se fait dans la même direction et le même sens que le photon incident contrairement à l'émission spontanée qui est quant à elle aléatoire et imprévisible.

- **Organes d'une chaîne optique de laser de puissance**

Le banc d'oscillateur ou banc « pilote » :

Le banc pilote est la première partie d'une chaîne de laser de puissance, il est à l'origine de l'impulsion laser qui sera par la suite amplifiée puis convertie en fréquence si besoin. Dans ce banc, un oscillateur, souvent fait de cristaux dopés au néodyme, couplé à un système de pompage optique engendre une impulsion laser initiale à la fréquence ω (1053 nm ou 1064 nm selon le cristal). En effet, ce banc pilote est souvent constitué soit d'un verre Nd-YAG, autrement dit d'un cristal de grenat d'yttrium-aluminium dopé en néodyme dont la longueur d'onde fondamentale est 1064 nm, ou alors d'un verre Nd-YLF qui est un cristal de fluorure de lithium d'yttrium dopé au néodyme de longueur d'onde 1053 nm. Il est même désormais possible d'avoir des bancs pilotes basés sur des sources fibrées.

Ce premier faisceau est faible en énergie, quelques μJ . Il est donc ensuite acheminé vers une chaîne de puissance pour y être amplifié.

La chaîne d'amplification ou banc de puissance :

Le faisceau issu du banc pilote est encore loin d'avoir la puissance nécessaire pour nos expériences de PHDE, il est donc indispensable d'amplifier son énergie. Pour cela, l'impulsion va passer par une succession de milieux amplificateurs, qui sont encore une fois bien souvent des verres ou des barreaux dopés au néodyme. Des lampes *flash* permettent de réaliser un pompage optique des amplificateurs successifs et de mettre à profit l'effet d'émission stimulée décrit par la **figure 4.1**. Souvent, une étape préliminaire de pré-amplification est réalisée permettant de faire passer l'énergie de l'impulsion laser du μJ au mJ . En fin de chaîne d'amplification, l'impulsion est plus énergétique et le faisceau agrandi afin de préserver les optiques. Son diamètre spatial passe typiquement de quelques centaines de microns à la sortie du banc pilote à plusieurs dizaines de centimètres au bout de la chaîne de puissance, 20 cm au LULI2000 et 40 cm sur le LMJ par exemple. Notons de plus que la qualité du faisceau est maintenue au cours du processus d'amplification grâce à des filtres spatiaux placés entre les cellules amplificatrices. Additionnellement, des rotateurs de Faraday sont également disposés le long de la chaîne de puissance afin de bloquer tout retour partiel du faisceau dans la chaîne optique par réflexion.

La conversion de fréquence :

Une fois amplifié, le faisceau peut être converti en un faisceau dont la fréquence est doublée (2ω) voire triplée (3ω) grâce à des cristaux de KDP (Dihydrogénophosphate de potassium). Cette diminution de la longueur d'onde, passant de l'infrarouge au visible, a pour principaux avantages d'améliorer l'absorption de l'énergie laser par des cibles aux densités élevées [[GARBAN-1982](#) ; [FABBRO-1982](#)] et de réduire significativement le nombre d'électrons suprathermiques [[ROUSSEAU-1992](#)] qui peuvent participer au préchauffage des cibles. Notons que lors de cette étape, une quantité significative d'énergie peut être perdue car l'efficacité du processus de conversion est de l'ordre de 50 à 80 pour cent suivant la longueur d'onde. De plus, souvent, une superposition des différents multiples de la fréquence initiale : ω , 2ω et 3ω , coexiste. Pour sélectionner la fréquence désirée des filtres colorés ou des réseaux diffractants sont placés après le cristal convertisseur.

- **Durée d'impulsion nanoseconde et picoseconde**

Dans nos expériences, deux types d'impulsions seront utilisés : les impulsions longues, durant 1 à 4 nanosecondes, et les impulsions courtes, durant quelques femtosecondes (pour le faisceau x sonde de l'installation XFEL de Sacla) jusqu'à une à 10 picosecondes (sur le LULI2000). Nous allons voir comment ces deux types d'impulsion sont traitées afin d'être amplifiées.

- **Impulsion nanoseconde :**

Dans le cas des impulsions longues, des cellules optiques aux propriétés biréfringentes permettent de découper depuis une source laser continue une impulsion quasi-rectangulaire. La forme temporelle finale de l'impulsion sera ensuite obtenue grâce à un système interférométrique qui introduira des différences de marche entre ses deux branches et qui, lors de leur recombinaison, modulera l'intensité de l'impulsion dans le temps. Un des inconvénients de cette recombinaison interférométrique est la subsistance d'une faible énergie laser là où elle devrait être nulle. La modulation n'est en effet pas parfaite, il y a donc une perte de contraste.

- **Impulsion picoseconde :**

Dans le cas des impulsions courtes, la marche à suivre est tout autre. L'une des plus grandes limitations dans l'intensité maximale atteignable pour une installation est le seuil de dommage des éléments optiques de la chaîne laser et notamment, celui du matériau des barreaux et disques de la chaîne de puissance permettant le gain optique grâce à l'émission stimulée. Lors de l'amplification, les faisceaux sont spatialement étendus au maximum afin de diminuer tant que possible l'intensité surfacique à laquelle sont exposés les éléments optiques. Comme nous l'avons déjà évoqué, le faisceau possède par exemple un diamètre de 20 cm sur le LULI2000 et de 40 cm au LMJ. Une technique supplémentaire permettant de diminuer l'intensité surfacique de l'impulsion et d'ensuite l'amplifier est l'amplification par dérive de fréquence, ou **Chirped Pulse Amplification (CPA)** en anglais, mise au point par D. Strickland et G. Mourou [[STRICKLAND-1985](#)] dans les années 1980.

Afin d'amplifier des impulsions courtes, cette technique consiste en la décomposition fréquentielle de l'impulsion grâce à un élément dispersif : le réseau. Ainsi, l'impulsion est temporellement étendue et l'intensité surfacique artificiellement abaissée. En effet, étendre temporellement l'impulsion revient à répartir temporellement l'énergie contenue dans le faisceau, ce qui diminue donc l'énergie traversant une unité de surface par unité de temps. Le train d'onde peut alors être amplifié en toute sécurité, sans dommage sur le milieu amplificateur. Une fois que l'énergie souhaitée est atteinte, l'impulsion laser est alors temporellement recomprimée (voir **figure 4.2**).

Cependant, la méthode CPA possède quelques défauts. Notamment, elle introduit bien souvent une pré-impulsion qui résulte des réflexions parasites doubles ou encore de mauvaises recompressions du signal. Cette pré-impulsion arrivant, comme son nom l'indique, avant l'impulsion principale, va détendre en avance la cible ce qui augmente les incertitudes paramétriques de l'expérience. Dans notre cas, les impulsions picosecondes seront utilisées afin de générer des sources x ponctuelles pour radiographier nos plasmas ou obstacle. Cette pré-impulsion n'aura donc qu'une moindre incidence sur nos expériences si elle reste faible.

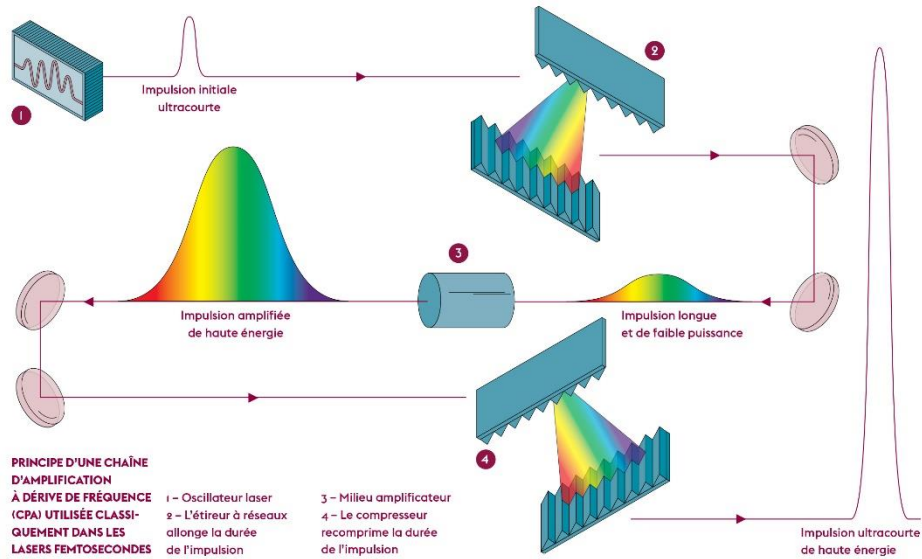


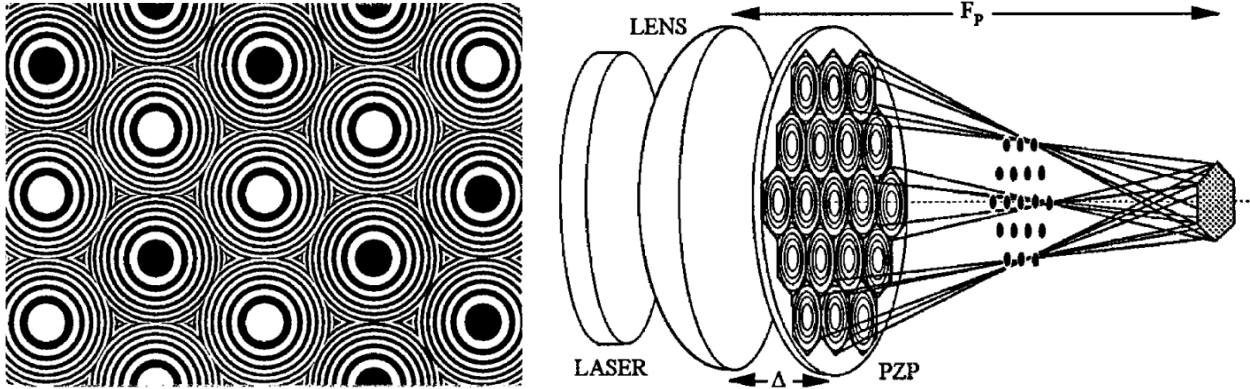
Figure 4.2 : Représentation schématique de la méthode d'amplification par dérive de fréquence [STRICKLAND-1985]. Crédits : Université Paris-Saclay.

- **La répartition spatiale de l'énergie du faisceau**

L'impulsion laser véhicule l'énergie qui permet d'accéder à des conditions de pression et de température relevant de la PHDE. Malgré sa brièveté, au plus quelques nanosecondes, cette impulsion peut comporter de nombreux défauts qui auront de grandes conséquences sur l'issue de l'expérience, notamment sur la qualité du choc engendré [KOENIG-1994]. C'est pour cela qu'il est indispensable de maîtriser autant que possible la répartition spatiale de l'énergie dans la tache focale de l'impulsion.

Cette distribution doit être la plus homogène possible, or souvent, des défauts tels que des points chauds, zones de surdensité d'énergie, ainsi que des zones de sous-densité d'énergie se forment. Si c'est le cas, le front de choc alors créé lors de l'ablation de la matière par le laser ne sera pas totalement uniforme, ce qui peut conséquemment modifier la physionomie de l'expérience. Dans tous les cas, cela aura au moins pour effet certain d'augmenter les incertitudes paramétriques et donc le contrôle de l'expérience. Une famille d'éléments optiques permet de contrôler et façonner spatialement l'impulsion laser : **les lames de phase**.

Une lame de phase est construite de la manière suivante : dans un même plan, orthogonal à la propagation du faisceau laser, de multiples éléments optiques sont disposés et forment ainsi un pavage de la lame de verre contenant les éléments diffractants. Le faisceau incident est, lors de la traversée de cette lame de phase, divisé en autant de sous-faisceaux qu'il y a d'éléments pavant la lame. Ces sous-faisceaux sont un-à-un aléatoirement déphasés soit de manière discrète (0 ou π par exemple) soit continument (voir **figures 4.3** et **4.4**). Cela a pour effet de briser la cohérence spatiale du faisceau principale incident. Ainsi, les effets d'auto-cohérence et les effets non-linéaires de dégradations de la répartition spatiale de l'énergie sont lissés. Il suffit ensuite de reconcentrer par superposition l'ensemble des sous-faisceaux grâce à une lentille de focalisation placée à la sortie de la lame de phase.



Figures 4.3 et 4.4 : A gauche est représenté un exemple de pavage de lame de phase de type PZP. Les zones en noir correspondent à un déphasage de π et celles en blanc, à un déphasage nulle. La figure de droite est une représentation schématique du parcours géométrique du laser incident venant de gauche au travers d'une PZP. L'image se forme dans l'hexagone gris situé à la droite du schéma. Crédits : [BETT-1995].

La répartition, la nature ainsi que la forme des éléments constitutifs de la lame de phase détermineront la distribution spatiale finale de l'énergie à l'issue de sa traversée. Notamment, il existe quelques principaux types de lames de phase :

- Les **Random Phase Plates**, ou **RPP**, ont été développées dans les années 1980 [KATO-1984]. Les éléments qui constituent la lame sont quadrangulaires, ce qui donne un profil spatial d'intensité en forme de sinus cardinal.
- Les **Phase Zone Plates**, ou **PZP**, développées 10 ans plus tard dans les années 1990 [BETT-1995], sont pavées de lentilles de Fresnel. La répartition spatiale finale de l'énergie est super-gaussienne.
- Les **Hybrid Phase Plates**, ou **HPP**, sont des améliorations des PZP [PEPLER-2006]. Elles permettent en particulier de supprimer le point chaud central présent dans leurs prédécesseurs.
- Les **Kinoform Phase Plates**, ou **KPP**, ont été développées au **Institut for Laser Engineering (ILE)** et permettent d'obtenir une répartition de l'intensité sur 16 niveaux de gris [DIXIT-1994].
- Les **Continuous Phase Plate**, ou **CPP**, développées au **Lawrence Livermore National Laboratory**.
- Les **Distributed Phase Plate**, ou **DPP**, développées à Rochester, NY.

• Compensation des fluctuations d'énergie résiduelles

Tous les éléments présentés jusqu'ici contrôlent et ajustent la forme temporelle et spatiale de l'impulsion laser et ce, pour chaque tir. Cependant, pour des installations laser de puissance de moyenne envergure telles que la chaîne LULI2000 au LULI ou GEKKO XII à l'université d'Osaka au Japon, une fluctuation de tir à tir subsiste, particulièrement en termes d'énergie. Or, comme nous l'avons déjà précédemment évoqué, l'énergie injectée dans la cible influence directement la pression d'ablation, le choc transmis dans la cible ainsi que l'expansion du pousseur. L'évolution du système est donc perturbée si une énergie trop faible ou trop élevée est délivrée par l'impulsion laser. Il existe plusieurs façons de compenser ces fluctuations laser afin de pouvoir tout de même comparer les résultats expérimentaux entre eux. La façon la plus pertinente de par son accessibilité et sa robustesse est de redimensionner le temps de l'expérience en fonction de l'énergie laser. En supposant que seule l'énergie totale E d'un tir ne fluctue de quelques pour

cent autour d'une valeur moyenne E_0 , la tache focale et la durée d'impulsion sont notamment considérés stables d'un tir à l'autre, alors le temps t d'évolution du système se redimensionne ainsi :

$$\tilde{t} = \left(\frac{E}{E_0}\right)^{\frac{1}{3}} t \quad (IV.1)$$

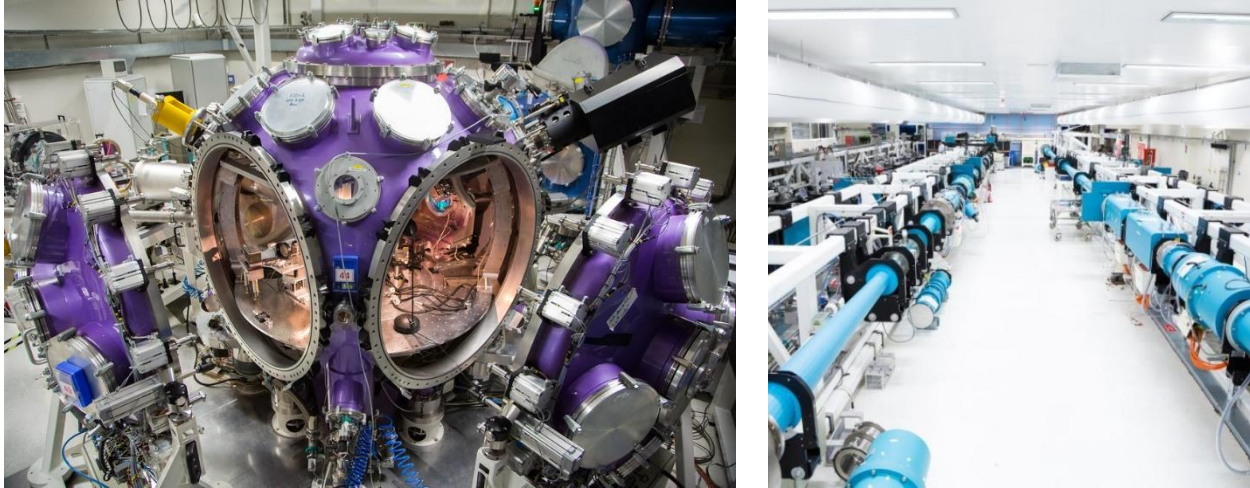
Avec \tilde{t} le temps redimensionné. Néanmoins, cette compensation reste simpliste et ne prend d'ailleurs nullement en compte le processus physique étudié : IRT, IKH, IRM, choc radiatif et/ou magnétisé, etc. Des compensations propres à chaque processus étudié existe mais demande une connaissance continue de l'évolution des paramètres physiques du problème comme par exemple l'accélération du pousseur ou de l'interface dans le cas d'IRT. Or ce n'est clairement pas réalisable depuis nos données expérimentales qui ne correspondent, à chaque fois, qu'à un instant de l'évolution du système. Des compensations de ce genre pourront toutefois être envisagées grâce à des simulations justement paramétrées.

Nous venons de voir les principaux éléments constituant une chaîne de laser de puissance. Les installations de laser de puissance disponibles dont l'énergie dépasse pour un tir 1 kJ se comptent presque sur les doigts d'une seule main. En effet, elles ne sont que six dans le monde, à savoir : Le LMJ et le LULI2000 en France, le NIF et OMEGA aux Etats-Unis d'Amérique, ORION en Angleterre et GEKKO XII au Japon. Notons que deux autres installations, ShenGuang-II et ShenGuang-III, existent, elles sont situées en Chine mais sont difficiles d'accès pour les chercheurs étrangers. Par conséquent, nous ne nous intéresserons pas davantage à celles-ci. Ayant eu recours à quatre d'entre elles, seule l'installation OMEGA est étrangère aux travaux de cette thèse, de manière physique avec des expériences ou de manière numérique avec des simulations, nous allons dans la section suivante détailler les caractéristiques de chacune d'entre elles.

- **Présentation des installations LULI2000 et GEKKO XII**

Le LULI2000 :

Le LULI2000 est une installation laser située sur le campus de l'École Polytechnique. Cette installation laser est dotée de deux enceintes expérimentales avec au total 3 faisceaux lasers, 4, si l'on comptabilise le faisceau sonde. Deux d'entre eux constituent la chaîne LULI2000 et sont des impulsions nanosecondes délivrant des énergies en chambre entre 800 et 1000 joules à 1ω et environ 450 joules à 2ω . Il est, pour chaque expérience, possible de convertir l'un de ces deux faisceaux nanosecondes en impulsion picoseconde grâce à la chaîne PICO2000. Cette dernière permet d'obtenir une impulsion laser d'une à quelques dizaines de picosecondes avec une énergie d'environ 100 joules à 1ω . Des détails supplémentaires sont disponibles dans des papiers tel que [ZOU-2008], notons simplement que dans nos expériences deux configurations ont été utilisées : la première avec une chaîne nanoseconde et l'autre en régime picoseconde, et une seconde avec les deux chaînes en régime nanoseconde ainsi que l'utilisation de la troisième chaîne : la chaîne bleue. Dans mon travail de thèse, les chaînes nanosecondes engendraient le plasma chaud tandis que la chaîne PICO2000 permettait la création d'une source de rayonnement x. De plus, précisons que la tache focale au LULI2000 est lissée grâce à une lame de phase hybride (HPP). Ainsi, dans nos expériences la tache focale était comprise entre 200 et 450 microns de diamètre. Un bref calcul nous donne alors une estimation de l'intensité surfacique de l'énergie laser déposée sur la cible :



Figures 4.5 et 4.6 : La photographie de gauche est la salle d'expérience numéro 1 de l'installation laser LULI2000 à l'Ecole Polytechnique. Nous pouvons y voir l'enceinte expérimentale MILKA au centre de laquelle se situe la cible. Les faisceaux lasers se focalisent également au centre de la chambre dans laquelle règne un vide poussé (pression inférieure à 10^{-2} mbar) une fois fermée afin d'éviter le claquage du laser dans l'air lors de sa focalisation. Les diagnostics optiques passifs comme actifs traversent l'enceinte expérimentale et en ressortent grâce aux nombreux hublots entourant la chambre. Cette dernière se nomme MILKA en référence à sa couleur, similaire à la célèbre marque de chocolat industrielle éponyme. A droite, les chaînes d'amplification de cette même installation laser sont photographiées. Crédits : Ecole Polytechnique – Institut Polytechnique de Paris et J. Barande.

$$9.4 \times 10^{13} \text{ W.cm}^{-2} < I_{\text{surfactive}}^{\text{laser}}{}_{\text{LULI2000}} < 4.8 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2} \quad (\text{IV.2})$$

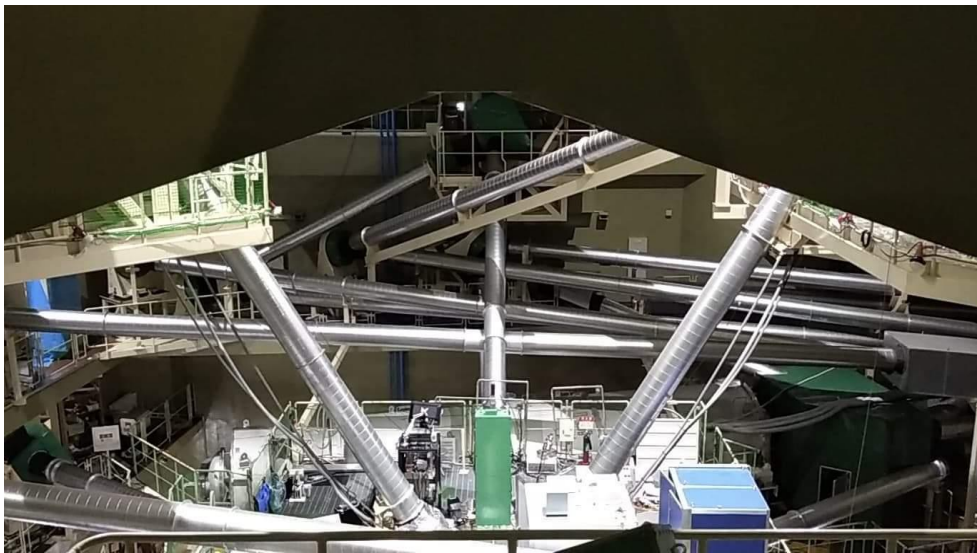
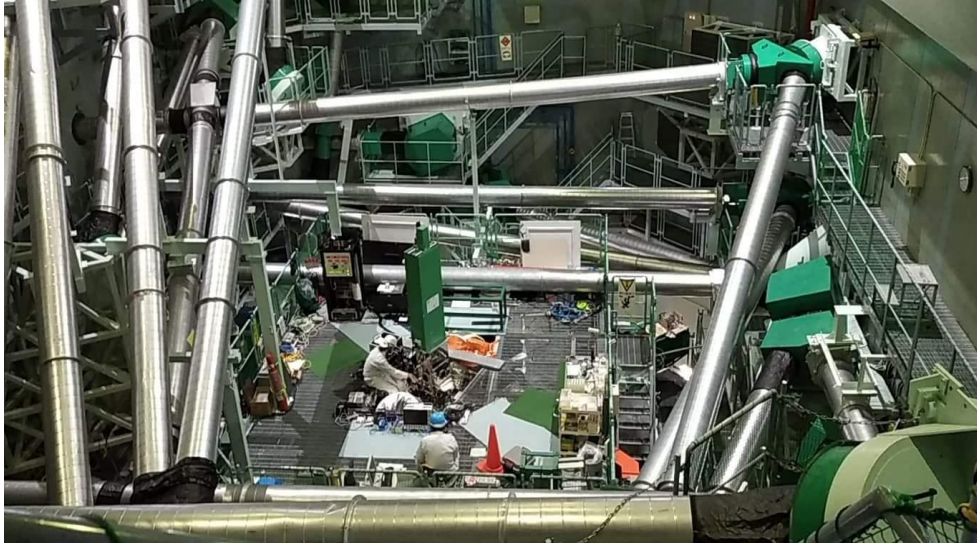
Si nous nous référons à nos propos décrivant les processus grâce auxquels un laser de puissance nous permet d'atteindre des conditions de la PHDE, nous remarquons que l'intensité atteinte au LULI2000 est suffisante pour cette physique. Dans le cas de la chaîne PICO2000, la tache focale oscille entre 10-15 microns en focalisation maximale, le tout, avec une énergie moyenne de 55 joules sur cible. Nous estimons donc l'intensité laser surfacique du PICO2000 de la manière suivante en prenant une impulsion de 10 picosecondes :

$$3 \times 10^{17} \text{ W.cm}^{-2} < I_{\text{surfactive}}^{\text{laser}}{}_{\text{PICO2000}} < 7 \times 10^{18} \text{ W.cm}^{-2} \quad (\text{IV.3})$$

Cette chaîne picoseconde rend donc accessible la physique en régime ultra-haute intensité. Cela permet de produire des faisceaux de particules comme des protons [DAIDO-2012] ou des rayons x [LI-2020 ; LEMOS-2019, BRAMBRICK-2016], afin de sonder le plasma. C'est d'ailleurs pour cette dernière utilisation que la chaîne PICO2000 sera utilisée dans nos expériences.

L'installation GEKKO XII :

La chambre numéro 2 de l'installation laser GEKKO XII est située à l'*Institute of Laser Engineering (ILE)* à l'université d'Osaka au Japon. Cette installation moins récente que le LULI2000 qui a, lui, vu le jour en 2003, et 2007 pour le PICO2000, délivre une énergie supérieure à celle disponible sur le LULI2000. En effet, grâce à ses neuf faisceaux à 3ω possédant chacun un apport d'énergie de 120 joules en moyenne, une énergie totale d'environ 1100 joules peut être atteinte à 3ω . Trois faisceaux supplémentaires sont

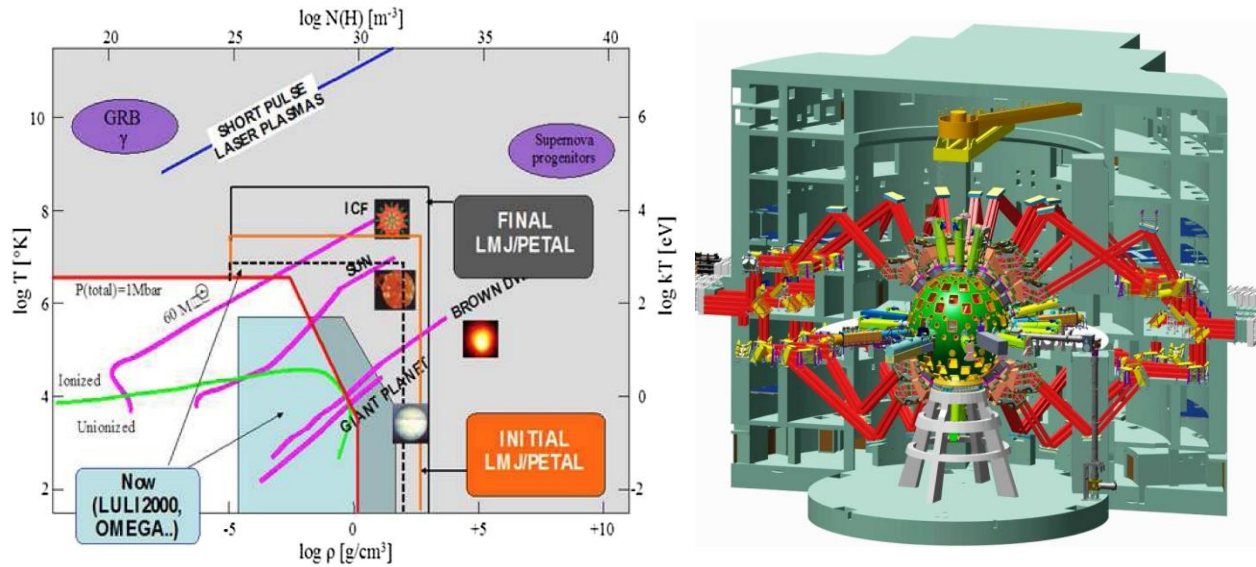


Figures 4.7 : Photographies des chambres expérimentales de l’installation laser GEKKO XII située à l’université d’Osaka au Japon. Celle du haut est la chambre 1, celle du bas est la chambre 2, chambre que nous avons exploitée. Nous pouvons notamment voir les conduits tubulaires marquant la trajectoire de chacun des douze faisceaux. Crédits : Université d’Osaka – ILE, Y. Benkadoum.

disponibles à 2ω avec chacun une énergie de 200 joules. La configuration utilisant les neuf faisceaux à 3ω sera celle employée lors de notre campagne en 2022 sur cette installation. Avec une brève impulsion de 0.5 nanoseconde, une tache focale de 400 à 450 microns de diamètre, l’intensité surfacique disponible sur GEKKO XII est estimée à :

$$1.4 \times 10^{15} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2} < I_{\text{surfacique GEKKO XII}}^{\text{laser}} < 1.8 \times 10^{15} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2} \quad (\text{IV.4})$$

Quelques autres petits inconvénients sont également à noter. Contrairement au LULI2000, GEKKO XII ne possède pas de chaîne laser ultra-brève sur l’enceinte réservée à nos expériences.



Figures 4.8 et 4.9 : A gauche, nous retrouvons le diagramme température/densité en échelles logarithmiques du premier chapitre. Dans celui-ci, nous voyons les domaines atteignables par les installations LULI2000 et LMJ/PETAL. La figure de droite est une reconstruction virtuelle de la géométrie de la chambre ainsi que du trajet de plusieurs faisceaux du LMJ. On remarque notamment que ceux-ci arrivent du haut et du bas. Cette géométrie est clairement conçue pour faciliter les attaques indirectes comme le suggère la figure 34 du précédent chapitre. Crédits : [CASNER-2015].

Il n'est donc pas possible de faire de radiographie x par exemple. Seul un faisceau sonde dans le visible est disponible. De plus, les faisceaux se superposant directement sur la cible, il est possible d'obtenir une diminution drastique de l'intensité par mauvaise superposition des multiples faisceaux, que ce soit spatialement, avec un étalement trop important, ou temporellement, avec un décalage temporel réduisant le pic d'intensité de l'impulsion. A propos de la tache focale, il est important de préciser que sur cette installation japonaise, nous n'utiliserons pas de lame de phase car la tache focale résultant des KPP disponibles sur l'installation GEKKO XII possède un diamètre de 600 microns. Ce diamètre induit une intensité surfacique trop basse pour nos applications expérimentales. La tache focale résulte directement de la superposition des multiples faisceaux gaussiens. Donc, lorsque tout va bien, la tache focale est gaussienne. Dans les autres cas, elle dépend directement de la superposition des faisceaux.

- **Un cran au-dessus : le LMJ et le NIF**

Les deux installations laser que nous venons de voir sont situées dans la gamme moyenne, en terme d'énergie, des installations laser de puissance dans le monde. Dans les installations du même type, voire quelque peu plus performantes, nous pouvons citer l'installation britannique ORION [HOPPS-2015], l'installation étasunienne OMEGA qui délivre une énergies de 60 kJ à 3ω [RUS-2011] ou encore l'installation européenne située en République-Tchèque, ELI [RUS-2011]. Toutefois, ce ne sont pas elles qui nous intéresseront dans cette section. Nous allons présenter les deux seules installations laser au monde délivrant une énergie totale égale ou supérieure au mégajoule, soit un million de joules, à savoir le **Laser MégaJoule (LMJ)** [CASNER-2015] situé au CEA-CESTA dans la proche banlieue de Bordeaux en France, et le **National Ignition Facility (NIF)** [MILLER-2004] au Lawrence Livermore National Laboratory à Livermore en Californie (EUA).

Le Laser Mégajoule :

Commençons par le LMJ. Cette installation est bien différente des installations laser présentées jusqu'ici. Certes l'énergie délivrée y est bien plus grande, mais sa géométrie est également conceptuellement différente. En effet, cette installation a initialement été dessinée pour pallier l'interdiction des essais nucléaires en conditions réelles. Le but y est donc d'étudier des phénomènes connexes à la fusion nucléaire. La géométrie des faisceaux, comme on peut le voir sur la **figure 4.9**, est donc faite pour faciliter les attaques indirectes qui est, comme nous l'avons précédemment vu, l'approche privilégiée pour les expériences de fusion par confinement inertiel. Toutefois, depuis 2015 une fraction du temps laser est allouée à des projets scientifiques externes au CEA, il faut cependant tout de même s'adapter à cette disposition des faisceaux qui, elle, ne changera pas. Les faisceaux du LMJ sont regroupés en quads qui, comme leur nom l'indique, sont composés de 4 faisceaux laser. Durant notre campagne au LMJ, un quad apportera typiquement à 3ω , et pour une impulsion laser de 4 ns, 12 kJ au point de focalisation. Au terme de la dernière étape du projet LMJ, l'installation du LMJ pourra fournir 1.3 MJ à 3ω grâce à 176 faisceaux et ce, pour des impulsions allant de 0.3 ns à 25 ns, atteignant ainsi une puissance maximale de 370 TW.

Dans cette thèse, nous avons eu recours à l'installation du LMJ dans les conditions suivantes : 7 quads à 3ω et 12 kJ, avec un faisceau laser de 4 ns et avec une tache focale de 1.7 mm de diamètre. Dans ces conditions, l'intensité surfacique attendue est :

$$I_{\text{surfacique LMJ}}^{\text{laser}} \approx 9.3 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2} \quad (\text{IV.5})$$

Les pressions engendrées par l'ablation lors de l'interaction laser-matière pourront atteindre jusqu'à 100 Mbar ce qui étendra considérablement le champ des possibles comme nous pouvons le voir dans le diagramme température-densité de la **figure 4.8**. Additionnellement à cet ambitieux projet, un projet d'impulsion ultra-brève a été initiée en 2010, le **PETAwatt Aquitaine Laser (PETAL)**. Celui-ci a pour mission de fournir une impulsion ultra-brève, de l'ordre de 500 femtosecondes à 10 picosecondes, de tout de même quelques kilojoules. Actuellement, PETAL est capable d'apporter 800 J en 1 picoseconde. Avec une focalisation maximale à $50 \mu\text{m}$, l'intensité surfacique de PETAL est estimée à $10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$.

Le National Ignition Facility :

Le NIF est une installation en tous points similaire au LMJ, à ceci près que le budget bien plus conséquent de la recherche américaine a permis à cette installation d'être opérationnelle dès 2009 [DINICOLA-2018] avec 192 faisceaux et 2.4 MJ pour une puissance de 500 TW à 3ω .

Ces installations d'envergures sont utiles pour l'étude de processus très énergétiques tels que les chocs radiatifs. Les installations mégajoules offrent la possibilité de réaliser des expériences en gardant la même intensité surfacique que sur une installation laser kilojoule tout en agrandissant les dimensions de la cible, ce qui réduit significativement l'impact des effets de bords de nos cibles sur les processus étudiés. De plus, ces installations délivrent des impulsions laser d'une très grande exactitude en termes d'énergie et d'intensité. Cette grande répétabilité dans les conditions de tirs est très pertinente dans nos expériences, elle permet de pouvoir sérieusement comparer les tirs entre eux. En revanche, quelques ombres au tableau existent. Ces installations dont les tirs sont très coûteux, une estimation d'un million d'euros par tir avant la hausse des prix de l'énergie est couramment donnée, sélectionnent avec la plus grande minutie

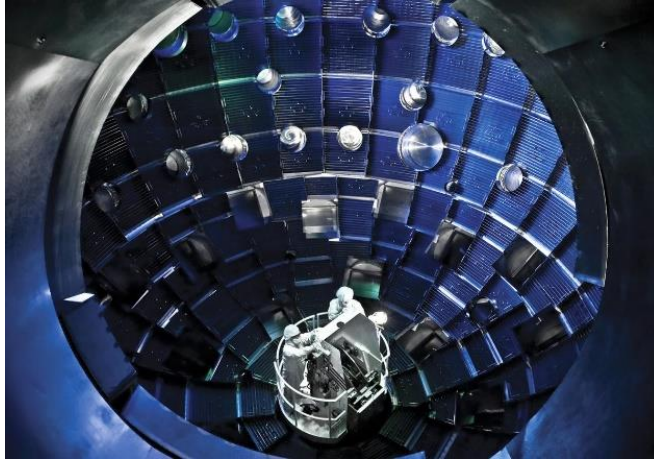


Figure 4.10 : Photographie de l'intérieur de la chambre expérimentale au centre de laquelle se situe la cible et se focalisent les faisceaux lasers. Deux techniciens inspectent la chambre lors d'une session de maintenance, ils permettent de nous rendre compte de l'envergure de l'installation. Crédits : Lawrence Livermore National Laboratory – National Ignition Facility - Philip Saltonstall.

les projets scientifiques pouvant bénéficier de temps laser. Ce nombre de projets retenus, en plus d'être très limité, ne donne l'accès qu'à quelques tirs, entre 3 à 6 tirs, ce qui est très peu comparées aux 30 à 60 tirs que peuvent offrir des installations plus modestes. De plus, le temps d'évolution d'un projet scientifique sur ce type d'installation est clairement d'une autre échelle que ceux associés au LULI2000 ou à GEKKO XII. Il faut compter, entre la première évaluation du projet scientifique et le premier tir, environ quatre à cinq ans sur le LMJ et environ trois ans pour le NIF, contre seulement une année pour une installation de taille moyenne telle que le LULI2000.

- **D'autres installations pour les sources de rayonnement x**

Certaines installations sont dédiées à la production de rayonnements x de qualité, c'est-à-dire stables dans le temps, monochromatiques et surtout ultra brillante, autrement dit, qui émet un nombre élevé de photons. Ces installations permettent alors de développer et d'exploiter des diagnostics d'imagerie par rayons x de haute résolution et de diffraction.

Certains **X-ray Free Electron Laser**, XFEL, sont des installations qui permettent cela. Dans cette thèse nous avons surtout eu recours au XFEL japonais SACLA. Celui-ci est un laser à électrons libres qui, dans notre configuration de travail, fournit une impulsion x de 7 fs et une énergie centrée sur 7 keV. Ces caractéristiques sont néanmoins plus larges. En effet, le XFEL SACLA offre la possibilité d'avoir un faisceau x d'énergie allant de 7 à 20 keV et dont la durée d'impulsion peut varier entre 2 et 10 fs. Le faisceau sonde, utilisé collimaté, est de type gaussien avec une largeur à mi-hauteur d'environ 1 millimètre. En ce qui concerne le laser de puissance, celui-ci délivre une impulsion de 4.5 nanosecondes et de 15 à 20 joules en moyenne à 2ω . Ce qui, avec une tache focale super-gaussienne de largeur à mi-hauteur de 250 micromètres, donne une intensité surfacique de :

$$I_{\text{surfacique}}^{\text{laser XFEL-SACLA}} \approx 9 \times 10^{12} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2} \quad (\text{IV.6})$$

Comme nous pouvons le voir l'intensité surfacique est plus faible que sur le LULI2000, la gamme de pression accessible est réduite. En revanche cette installation produit un diagnostic X de haute résolution qui sera détaillée plus loin.

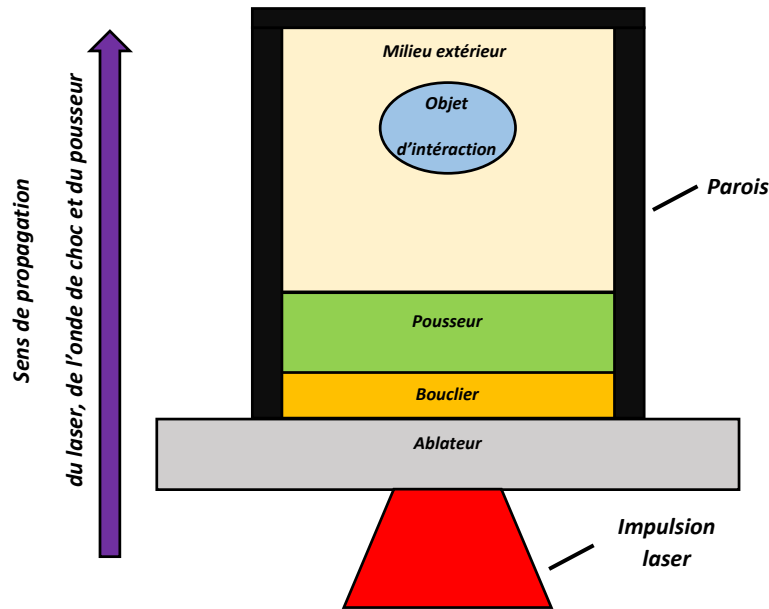


Figure 4.11 : Représentation schématique d'une cible typique de nos expériences. Les différentes couches, à savoir l'ablateur, le bouclier, le pousseur ainsi que le milieu extérieur sont représentés. Un objet d'interaction est également présent, celui-ci n'est pas présent dans l'ensemble de nos cibles, cela dépend essentiellement du phénomène étudié. La propagation du laser se fait de bas en haut.

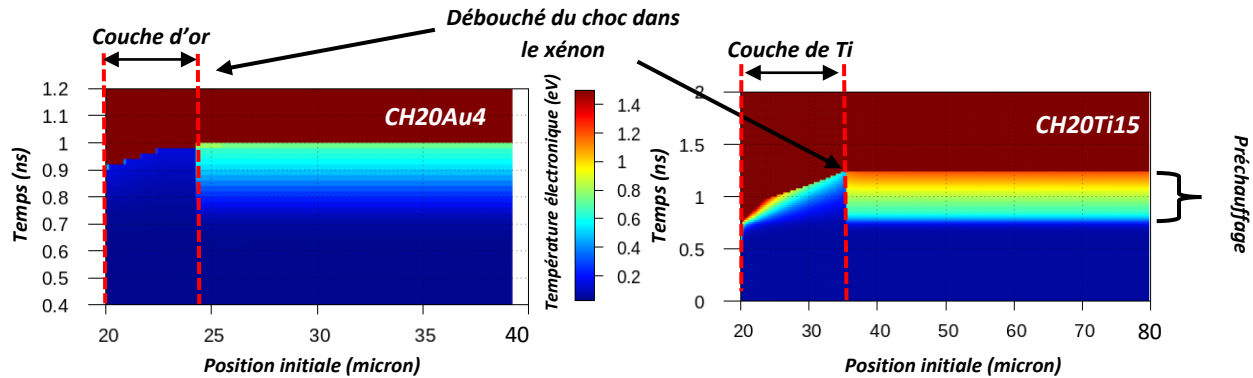
Nous venons de voir un éventail, non exhaustif, d'installations de laser de puissance. Chaque installation est capable de soumettre la matière dans des régimes thermodynamiques différents, comme nous l'avons vu dans la **figure 4.8**. Or, plus les conditions sont extrêmes, plus l'énergie nécessaire est importante. Cela implique donc des infrastructures d'envergure croissante, et par conséquent, des temps de réalisation plus grands ainsi qu'un nombre réduit de tirs. Il faut donc trouver, pour chaque projet scientifique et champ d'étude, l'installation la plus pertinente à exploiter en trouvant le meilleur équilibre entre : faisabilité, délais, qualité, répétabilité, incertitudes paramétriques, intensité surfacique, ...

- 2 - Cibles

• Présentation

Les cibles sont des éléments centraux des expériences considérées dans cette thèse. Leur conception, géométrie, dimension et usinage détermineront directement la physique de l'expérience ainsi que sa qualité. Les cibles conçues lors de ces travaux permettront notamment l'étude des IRT, des chocs radiatifs et des chocs magnétisés. Nos cibles seront toutes globalement conçues de la même manière, seuls le matériau de chaque couche, ainsi que son épaisseur, varieront d'une expérience à l'autre. Nos cibles solides sont composées d'une superposition de couches aux fonctions bien distinctes (voir **figure 4.11**) : l'ablateur, le bouclier, le pousseur et le milieu extérieur. Nous allons maintenant préciser les tenants et aboutissants de chacune des couches précédemment citées.

- **L'ablateur** : c'est la première couche constituant une cible solide. Par première couche, il faut comprendre la couche qui est directement irradiée par le laser. Comme nous avons pu le détailler précédemment, son interaction avec le faisceau laser engendrera son ablation ainsi qu'une pression



Figures 4.12 et 4.13 : Carte bidimensionnelle de la température électronique issue du code MULTI. Le temps est représenté en fonction de la position initiale des cellules. La température électronique est représentée en fausses couleurs. La simulation de gauche correspond à une cible constituée de 20 microns de CH et 4 microns d'or. Celle de droite correspond à une cible de 20 microns de CH et 15 microns de titane. Comme on peut le voir, l'or réduit significativement le préchauffage par rapport au titane même si son épaisseur est trois fois moindre. Le milieu extérieur est ici constitué de 50 mbar de xénon.

d'ablation dont découlera une onde de choc qui se communiquera au reste de la cible. La matière ablatée forme en face avant un plasma très chaud, nommée plasma de couronne, qu'il sera d'ailleurs utile d'opacifier du point de vue des diagnostics d'émission propre. Idéalement, l'ablateur doit être assez épais pour ne pas être totalement ablaté à la fin de l'impulsion laser afin que le laser n'attaque pas directement la deuxième couche. Il doit également ne pas être trop épais afin de maximiser l'énergie transmise dans l'onde de choc qui va le traverser. Bien souvent, cette couche sera constituée d'une couche de parylène (C_8H_8) dont l'épaisseur ira de quelques dizaines de microns à une centaine de microns. L'optimisation de cette épaisseur sera obtenue grâce à des simulations hydrodynamiques mono et bidimensionnelle, protocole que nous détaillerons par la suite.

- **Le bouclier :** le bouclier sert à bloquer les rayonnements x durs de la face avant qui sont susceptibles de préchauffer la cible et donc de modifier les conditions initiales. Ce rayonnement x hautement énergétique provient du plasma de couronne. Le bouclier a pour mission d'atténuer autant que possible ces effets de préchauffage tout en ayant le moins d'impact possible sur les caractéristiques de l'onde de choc le traversant. Il est pour cela fait d'un matériau au numéro atomique élevé faisant de lui une couche hautement absorbante pour les rayons x. Or, un numéro atomique élevé implique une masse volumique importante ; la couche de matière du bouclier ne doit pas être très épaisse afin de minimiser la perte d'énergie lors de sa mise en mouvement par l'onde de choc (voir **figures 4.12 et 4.13**). Typiquement, cette couche sera constituée de quelques microns : 4 microns d'or dans notre expérience sur le LMJ par exemple, ou encore 1.5 micron sur une installation moins énergétique comme le LULI2000. Cette finesse sera d'ailleurs un problème majeur lors des simulations en deux dimensions de par le conflit que sa résolution crée lorsque les dimensions de la cible totale sont grandes.

- **Le pousseur :** c'est la dernière couche de la cible solide. Après le passage de l'onde de choc, il va se mettre en mouvement et se détend dans le milieu extérieur moins dense (mousse ou gaz). Il y a très peu de contraintes sur son dimensionnement mis à part celles induites par l'optimisation de la vitesse de l'interface pousseur/milieu extérieur et de la gestion de sa décélération qui varie selon le sujet d'étude de l'expérience.

- **Le milieu extérieur :** il constitue le milieu dans lequel le pousseur se détendra. Sa densité ainsi que sa nature, gazeuse ou solide, impliquera des physiques différentes. En effet, dans le cas de l'étude d'IRT il

est certes nécessaire d’avoir une masse volumique plus faible dans le milieu extérieur afin de nourrir l’apparition d’une situation RT-instable, mais il est également important d’obtenir une décélération la plus importante et stable possible. Pour cela, il faut favoriser les milieux denses. En revanche, pour étudier des IRT en régime radiatif par exemple, il est nécessaire de passer à un milieu extérieur gazeux qui avec un numéro atomique élevé augmentera la part de l’énergie radiative dans celle de l’énergie totale du phénomène. Cependant lors de l’utilisation de gaz, l’étanchéité des cellules impliquera des limitations sur les pressions, et donc les densités et nombres d’Atwood atteignables.

- **L’objet d’interaction** : selon les phénomènes astrophysiques que nous souhaitons étudier et reproduire, il sera parfois pertinent de placer à une distance justement choisie un objet d’interaction. Dans cette thèse cet objet, s’il est présent, sera sphérique et fait en mousse ou en plastique. Celui-ci incarnera un nuage moléculaire par exemple et nous permettra d’étudier la contraction de celui-ci suite à son interaction avec un choc radiatif ou non, magnétisé ou non, ..., et par extension la possible formation d’étoile.

Notons que pour certaines cibles, celles relatives à l’étude d’IRT, l’interface entre le pousseur et le milieu extérieur sera pré-modulée afin de favoriser la croissance d’un ou de plusieurs modes de l’IRT. Le pousseur joue dans cette situation le rôle de l’éjecta de la supernova, tandis que le milieu extérieur de notre cible jouera celui du milieu interstellaire. Si l’amplitude initiale de la modulation est suffisante, ses composantes spectrales seront prédominantes lors de la croissance de l’IRT. Prédéfinir la modulation permet de contrôler l’expérience et notamment sa reproductibilité, autrement, il y aurait un conflit permanent entre les modes spectraux. En l’absence de ces pré-modulations, chaque tir serait unique en termes de conditions initiales et donc non reproductible, ce qui revient à une forme de hasard. Les pré-modulations utilisés dans nos cibles sont monodimensionnelles. Elles sont uniquement définies selon un axe spatial de la cible. De manière générale, l’épaisseur du pousseur s’exprimera de la sorte :

$$h(x, y) = h_0 + \sum_{i=1}^n \alpha_i \cos\left(\frac{2\pi x}{\lambda_i} + \phi_i\right) \quad (IV.7)$$

avec h_0 l’épaisseur moyenne du pousseur, n le nombre de modes spectraux de la modulation (dans nos expériences ce sera $n = 1$ ou $n = 2$) et $\alpha_i, \lambda_i, \phi_i$ le triplet amplitude, longueur d’onde et déphasage de chacun des modes de la perturbation. Dans les travaux de cette thèse, des cibles monomodes, **SM** pour *Single Mode*, bi-modes, **BM** pour *Bi-Mode*, ainsi que planes seront utilisées. Ces dernières permettront un ajustement optimal des simulations mono et bidimensionnelle en faisant correspondre la vitesse de l’interface pousseur/milieu extérieur avec l’expérience.

- **Dimensionnement et optimisation des cibles**

Nous venons de décrire les diverses couches composant nos cibles. Bien qu’elles soient toujours construites de la même manière, les matériaux ainsi que les épaisseurs de ces couches restent à déterminer. La détermination de ces deux degrés de liberté pour chacune des couches de la cible est désignée sous l’appellation : dimensionnement de la cible. Ce dimensionnement n’est pas aisé car il faut remplir une multitude de critères dépendant à chaque fois du sujet d’étude souhaité. Il faut généralement établir un cahier des charges concernant le préchauffage maximal autorisé, la vitesse de l’interface

souhaitée, sa décélération, la présence ainsi que l'importance ou non du rayonnement. Ce dimensionnement doit également prendre en compte les conditions réelles de l'impulsion laser : tache focale, intensité surfacique, durée, répartition spatiale de l'énergie de l'impulsion laser, ainsi que les contraintes relatives aux diagnostics. En effet, la géométrie de nos cibles sera parfois soumise aux contraintes spatiales des diverses installations de laser de puissance. De plus, pour des cellules contenant du gaz par exemple, il sera important qu'elles soient hermétiques afin que la pression interne à celle-ci lors du tir ne diffère pas trop de celle établie lors de son scellement. Il y aura donc des contraintes fortes sur les parois de la cellule, qui doivent également pouvoir laisser passer le rayonnement propre du phénomène étudié ou alors ne pas trop dégrader le faisceau sonde qui traversera latéralement la cible.

Pour nous aider à accomplir cette tâche, nous aurons recours à des codes de simulations hydrodynamiques monodimensionnelles dans un premier temps, puis bidimensionnelles lorsqu'un profil de cible commencera à suffisamment se dessiner.

MULTI [[RAMIS-1988](#)] est un code unidimensionnel de simulation hydrodynamique, celui-ci sera présenté plus en détail dans la suite de ce chapitre. Pour l'instant notons que sa mono dimensionnalité permet une première approche rapide et fiable du dimensionnement d'une cible. Il ne faut cependant pas oublier que beaucoup d'effets dissipatifs latéraux tels que ceux dus à la viscosité, au transfert thermique et radiatif ne sont ici pas ou peu pris en compte. Des simulations en deux dimensions à partir de ces premiers résultats d'optimisation permettront de mieux prendre en compte l'ensemble des processus physiques présents dans les expériences réelles. Un dimensionnement fonctionne dans un premier temps par la méthode empirique mais efficace de l'essai et de l'erreur. Il faut donc procéder par itération, chose qui demande donc un grand nombre de simulations. L'approche monodimensionnelle qu'offre MULTI permet la réalisation d'une simulation complète en quelques heures. MULTI permet également de correctement simuler l'interaction laser-matière tout en donnant accès aux grandeurs thermodynamiques du système.

Après un premier affinage des potentielles cibles, il est nécessaire de passer à des simulations à deux dimensions spatiales afin d'incorporer les effets dissipatifs et géométriques à l'évolution de l'expansion du pousseur. Cela permettra de discriminer les cibles entre elles et de n'en retenir plus qu'une. Le code de simulation magnétohydrodynamique radiatif FLASH [[FLASH4.6.2](#)] possède un module permettant de traiter l'interaction laser-matière avec une relative pertinence en une, deux ou trois dimensions. Tout comme le code MULTI, FLASH sera plus amplement présent dans la section suivante. Notons juste que le passage de MULTI à FLASH nécessite la correspondance de ces deux codes. Etant donné que FLASH a tendance à surestimer l'énergie laser en représentation cartésienne, il est donc primordial d'étalonner les paramètres de FLASH vis-à-vis de ceux de MULTI. Un travail conséquent dans ce sens a été réalisé par un de mes prédécesseurs : R. Yurchak [[YURCHAK-THESE](#)], qui a démontré l'exacte correspondance entre les simulations monodimensionnelles MULTI et FLASH.

L'objectif est désormais pour chaque sujet d'étude de maximiser une ou plusieurs grandeurs thermodynamiques : rayonnement et vitesse de l'interface dans le cas de chocs radiatifs, décélération continue et stable dans le cas d'IRT, etc. Nous allons maintenant aborder les outils qui nous permettent de recueillir les informations que chaque tir peut produire : les diagnostics.

- 3 - Sonder la matière

Imaginer une expérience afin d'étudier un phénomène physique précis, correctement dimensionner une cible afin de créer un lien de similarité plus ou moins prononcé avec une situation astrophysique, réaliser l'expérience, ... sont autant d'étapes indispensables à une expérience d'astrophysique de laboratoire qui, à elles seules, ne pourraient aboutir à des résultats tangibles sans diagnostics. Les diagnostics mis en place dans la chambre expérimentale sont les organes nous permettant de récupérer de l'information provenant du processus étudié. La mise en place concrète de ces éléments demande une expertise certaine. Le bon réglage des différentes optiques, caméras, détecteurs détermine directement la qualité des résultats obtenus. Nous allons, dans la partie suivante, exposer les principaux diagnostics et détecteurs utilisés dans cette thèse. Notons que la section qui suit n'est pas une description exhaustive des diagnostics et détecteurs existant, le lecteur souhaitant davantage d'informations pourra se recueillir dans des manuscrits de thèse tels que [VINCI-THESE ; DIZIERE-THESE ; HENRY-THESE]. Dans cette partie, nous ne décrirons que ceux utilisés dans les travaux de cette thèse. Nous verrons dans un premier temps les diagnostics dits « passifs », puis nous introduirons les diagnostics dits « actifs ». Finalement nous aborderons les détecteurs.

• Diagnostics passifs

Est qualifié de passif, un diagnostic qui ne nécessite pas de faisceau sonde. Il se contente de recevoir passivement un signal, composé de photons ou de particules, directement émis par le plasma. Cela correspond par exemple au rayonnement dans le visible que nous verrions si nous regardions à travers un hublot de l'enceinte la face arrière de la cible au moment du tir.

Dans cette thèse nous avons principalement utilisé deux types de diagnostics passifs. Le premier, nommé pyrométrie optique, détecte les longueurs d'onde dans le visible, le second, la spectrométrie x, permet d'obtenir un spectre de l'émission propre du plasma dans la gamme des rayons x.

- La pyrométrie optique :

La **pyrométrie** est un diagnostic optique passif, cela signifie que les expérimentateurs mesurent l'émission propre du plasma dans une gamme de longueur d'onde donnée. Dans les travaux concernant cette thèse, la pyrométrie a été utilisée dans l'optique visible, d'où son nom de pyrométrie optique (en anglais **Optical Pyrometer, OP**). En recueillant les photons émis par le plasma et en le supposant suffisamment optiquement épais pour considérer son émission spectrale similaire à celle d'un corps noir, chose parfois vérifiée dans les plasmas créés dans cette thèse (chocs non radiatifs), il est alors théoriquement possible de remonter à la température du plasma à partir des données pyrométriques. Souvent, nos zones émettrices d'intérêt seront plus considérées comme des corps gris, dont il est également possible d'obtenir la température en utilisant à un facteur près les mêmes procédés et équations. Cependant, pour procéder à cette inversion équationnelle il est nécessaire de parfaitement connaître la transmission de l'ensemble de la chaîne optique acheminant les photons depuis le plasma jusqu'au détecteur. Il faut donc être en mesure de pouvoir déterminer la transmission de chacune des optiques le long de la trajectoire des photons (filtres, miroirs, lentilles séparatrices ...) et notamment des densités optiques qui sont

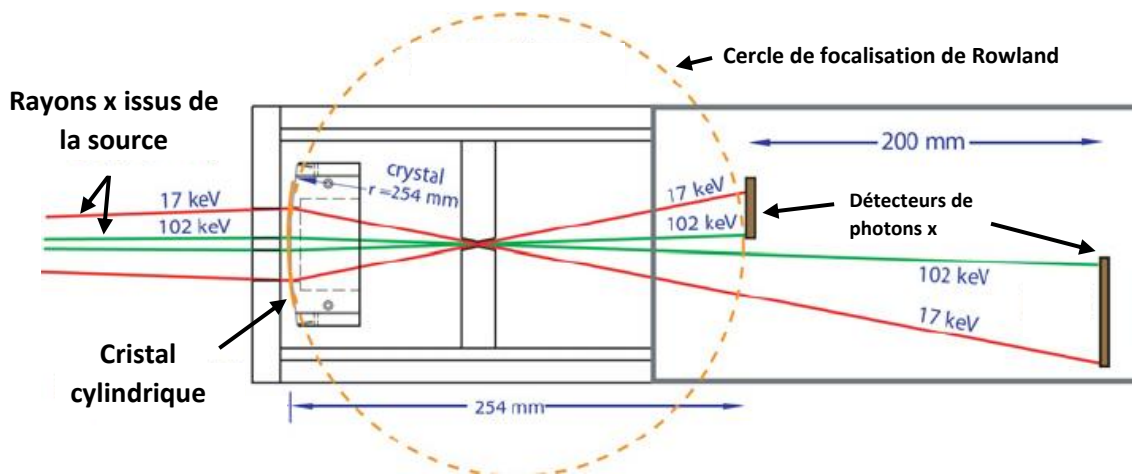


Figure 4.14 : Schéma d'un spectromètre à géométrie de Cauchois utilisant un cristal à courbure cylindrique en transmission. Deux faisceaux aux énergies extrêmes de détection du spectromètre sont représentés en vert et en rouge. Le cercle de Rowland en pointillés jaunes permet d'obtenir les points de focalisation selon le rayon de courbure du cristal. Crédits : [SZABO-2009].

souvent utilisées afin d'abaisser le flux de photons provenant du plasma qui peut être supérieur à la sensibilité maximale du détecteur. De même, la sensibilité aux différentes longueurs d'onde du détecteur doit être établie en l'étalonnant grâce à une source de lumière dont le spectre et la température sont connus d'avance. Bien que réalisables, ces prérequis n'ont pas été respectés lors des expériences traitées dans cette thèse. Dans mes travaux, la pyrométrie optique ne pourra donc pas nous permettre de remonter à la température du plasma. Cependant, la pyrométrie nous permettra d'obtenir des informations cruciales sur le plasma et le choc en dépit de l'ignorance de leur température absolue. En effet, il nous sera possible d'obtenir ou bien une carte 2D de la température relative, en considérant les zones les plus émettrices comme les plus chaudes, ou bien, une évolution du plasma au cours du temps.

- La spectrométrie x :

La **spectrométrie x** consiste, tout comme l'optique pyrométrique, à recueillir des photons émis par le plasma mais cette fois-ci dans la gamme des rayons x. Les spectromètres permettent de caractériser le spectre d'une source de rayons X. Dans cette thèse, cette caractérisation aura de l'importance dans le cadre du développement de sources X mené conjointement avec le **Commissariat à l'Energie Atomique (CEA)** et dont il sera question dans un chapitre ultérieur.

Ne possédant pas d'optiques permettant de réfléchir les rayons x, les spectromètres permettant la détection des photons x ont été placés à l'intérieur de la chambre expérimentale. Ainsi, les photons que ces instruments captent pénètrent en incidence directe dans la fente de l'appareil. Cela a notamment pour avantage une mise en place et un alignement rapide et facile. Suivant la gamme d'énergie ciblée, un spectromètre au profit d'un autre devra être utilisé. Lors de nos expériences sur les sources x, deux types de spectromètre ont été utilisés : un premier, nommé **Focusing Spectrometer with Spatial Resolution (FSSR)** [YOUNG-1998 ; FAENOV-1994 ; PIKUZ-1995], constitué d'un cristal à la courbure sphérique permet de discriminer les énergies photoniques en-deçà de 10 keV. Le second, un spectromètre, utilisant la géométrie dite de Cauchois, est doté d'un cristal dont la courbure est cylindrique et qui est utilisé en transmission comme nous pouvons le voir sur la **figure 4.14**. Cet instrument de mesure s'affaire à caractériser les rayonnements d'énergies supérieures à 17 keV [SEELY-2010].

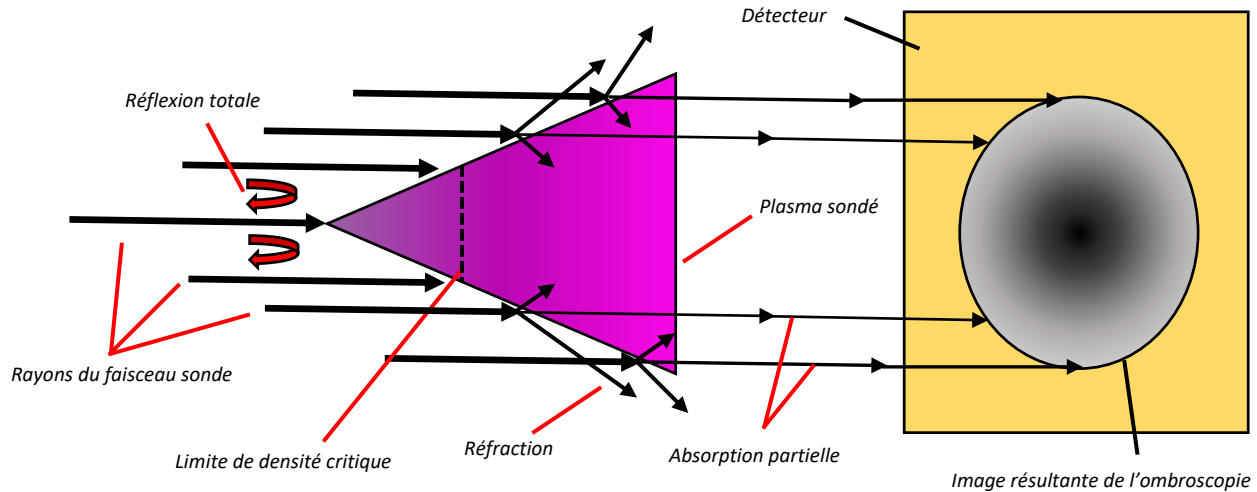


Figure 4.15 : Schéma expliquant le principe d'ombroscopie. Un faisceau sonde traverse le milieu sondé et interagit avec celui-ci. Les rayons issus de cette interaction sont ensuite captés par un détecteur situé de l'autre côté du système. Une image se forme alors par contraste d'absorption.

Ces deux types de spectromètre utilisent la diffraction de Bragg des rayons x par le réseau d'un cristal donné. Cette diffraction est basée sur la diffraction qui a lieu lorsque la longueur d'onde des rayons x est du même ordre de grandeur que la distance interatomique du cristal.

A eux deux, une large gamme énergétique (1-10 keV et supérieur à 17 keV) a pu être couverte. Dans mes travaux, ce diagnostic nous a principalement renseigné sur le spectre de la source x et non sur l'émission dans la gamme des rayons x du plasma. En caractérisant la source x utilisée pour réaliser des radiographies x du plasma, la spectrométrie x nous a aidé à avoir une meilleure compréhension des résultats obtenus avec la radiographie x.

- **Diagnostics actifs**

La seconde catégorie de diagnostics utilise un faisceau sonde qui va traverser le système étudié, qui est, bien souvent dans cette thèse, le plasma en expansion et son environnement. Ce faisceau sonde peut avoir différentes natures. Cela peut être un faisceau laser dans le visible, comme celui produit par le QUANTA-RAY [AUSTIN-1998] utilisé sur l'installation LULI2000 (7 ns et jusqu'à 100 mJ à 532 nm), il peut être dans la gamme des rayons x, comme sur les XFEL notamment celui de SACLA au Japon ou sur le LULI2000. Le faisceau sonde peut également être constitué de protons utilisé pour de la radiographie [MACKINNON-2004] ou de la défléctométrie [WILLINGALE-2010] permettant par exemple de remonter au champ magnétique. Par opposition aux diagnostics passifs, ceux nécessitant un faisceau pour sonder la matière sont qualifiés d'actifs.

A chaque grandeur physique correspond un type d'interaction et une technique de sondage. Le faisceau sonde va, lors de la traversée du milieu d'étude, interagir avec le système sondé : les photons vont être partiellement absorbés, de même, les protons vont être défléchis par les champs électromagnétiques présents le long de leur trajectoire. Cette interaction implique un dépôt d'énergie clairement négligeable par rapport à l'énergie totale mise en jeu dans le système. Il reste cependant intéressant de garder à

l'esprit que les diagnostics actifs peuvent, dans certaines conditions, légèrement modifier le comportement du système. Les diagnostics actifs que nous avons utilisés dans cette thèse sont l'ombroscopie, la radiographie x et l'interférométrie.

- **L'ombroscopie :**

L'**ombroscopie** porte bien son nom car il définit la capture de l'ombre faite par le plasma lorsqu'il est éclairé par une lumière dans le visible, dans notre cas $\lambda_{QR} = 532 \text{ nm}$. Cette obstruction du faisceau sonde par le plasma apparaît lorsque la densité électronique du plasma excède la densité critique n_c liée au faisceau sonde:

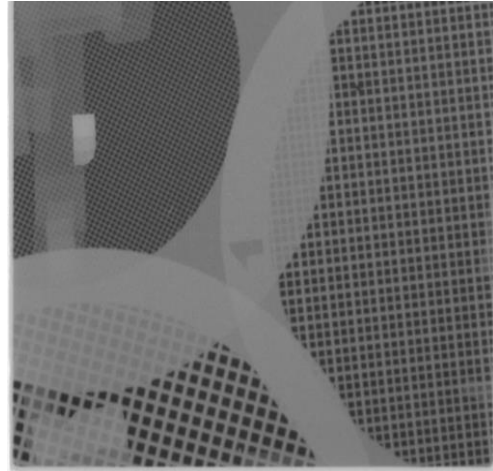
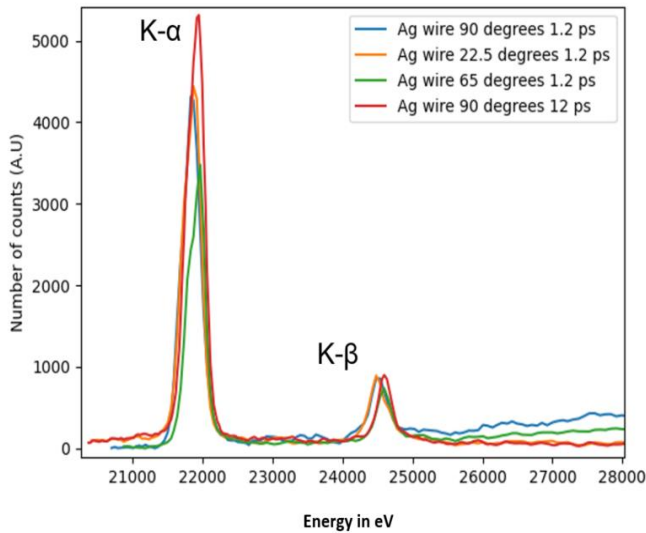
$$n_c = \frac{1.1 \times 10^{21}}{\lambda_{QR}^2 [\mu\text{m}^2]} = 3.9 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3} \quad (IV.8)$$

dans ce cas, le faisceau ne peut alors plus se propager. Il en résulte une absence de signal, ou ombre, sur le détecteur situé de l'autre cote de l'échantillon. L'image obtenue par ombroscopie n'est cependant pas binaire, il existe une palette de nuances qui s'explique par les phénomènes de réfraction du faisceau par le plasma. En effet, de par les modifications locales de l'indice optique du plasma, une partie du faisceau sonde sera défléchi. Cela implique donc, au niveau du détecteur, une diminution partielle de la luminosité collectée (voir **figure 4.15**). Toutefois, dans les travaux de cette thèse, l'ombroscopie sera en partie utilisée pour obtenir une représentation de la forme et de la structure des sujets d'étude de l'expérience, ou encore la position du choc ou du poussoir. Nous pourrions donc nous affranchir de ces phénomènes secondaires dont la considération ne modifie pas substantiellement nos interprétations.

- **La radiographie x :**

La **radiographie x** fonctionne exactement de la même manière que l'ombroscopie, à ceci près que le faisceau sonde utilisé est composé de photons de plus petites longueurs d'onde. Par exemple, dans le cas du XFEL SACLA, l'énergie des photons du rayonnement x sonde le plasma avec une énergie centrée autour de 7 keV dans nos expériences. Toutefois, notons qu'il est possible de centrer l'énergie du faisceau sonde sur une valeur supérieure à 7 keV sur l'installation XFEL de Sacla. Utiliser une énergie plus élevée, et donc une longueur d'onde plus courte, permet d'augmenter la densité critique comme on peut le voir dans la formule (IV.8). Il est ainsi possible de voir au travers de systèmes plus denses qu'avec l'ombroscopie, qui elle utilise des longueurs d'onde dans le visible.

Une des façons les plus simples de créer une source de rayons x en laboratoire, après l'utilisation d'un XFEL, est d'irradier une cible avec une impulsion laser longue ou courte. Sachant qu'il est d'autant plus aisé d'obtenir une source de rayons x de qualité avec une impulsion courte (diminution du nombre d'électrons rapides et du bremsstrahlung), nous avons utilisé des impulsions de 1 à 12 picosecondes dans nos expériences. Retenons que des électrons suprathermiques sont engendrés lors de l'interaction laser-matière. Ces mêmes électrons circulent ensuite au travers de la matière de la cible métallique. Ils vont, par collision, déloger des électrons des couches les plus internes des atomes constituant la cible, notamment ceux de la couche K (n=1). Cette lacune électronique va être comblée par les électrons des couches supérieures de l'atome. Le passage d'un électron d'une orbite atomique 2p vers la lacune située

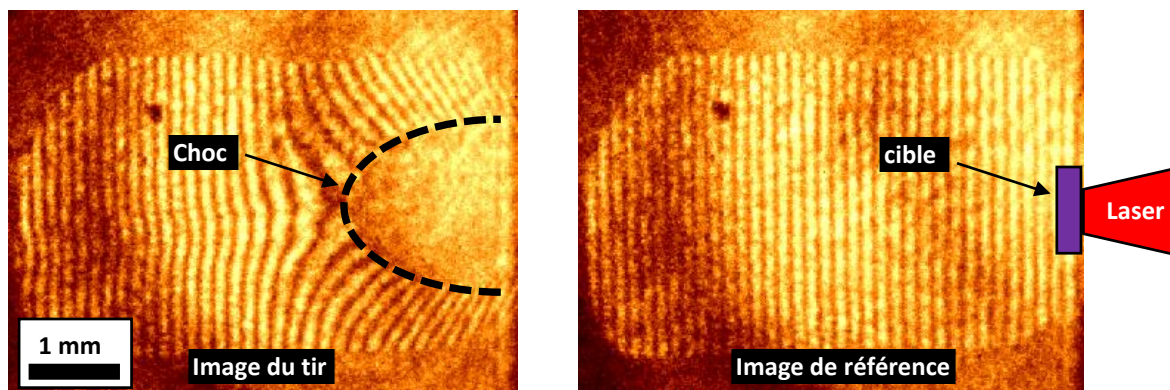


Figures 4.16 et 4.17 : A gauche, spectres issus de fils d'argent de 25 microns de diamètre irradiés par une impulsion laser de 1.2 ps sur l'installation LULI2000 avec le PICO2000. Cela caractérise les spectres des sources x utilisés pour nos radiographies x en expérience. A droite, une radiographie x de 3 grilles en or situées 1 cm au-dessus du fil métallique utilisé comme source x. Leur image a été récoltée grâce à une IP placée 62 cm au-dessus. Les écarts entre chaque barre sont connus pour chaque grille. En effet, il y a une grille de 1000 lignes par pouce, une de 600 lignes par pouce et une dernière de 400 lignes par pouce.

sur l'orbite 1s provoquera l'émission par l'atome d'un photon. Cette transition est nommée $K\alpha$ dans la nomenclature inventée par Siegbahn. Cette transition, ainsi que celle entre l'orbite 3d vers 1s nommée $K\beta$, sont les deux principales raies qui apparaîtront dans les spectres de nos sources x (voir **figure 4.16**)

Sur un XFEL, le faisceau est collimaté et précisément dirigé sur la cible à radiographier. Ces installations permettent d'atteindre des résolutions très fines, de l'ordre du micron. En revanche, cela exige que l'expérience se déroule dans ce type d'installation dédié, entraînant quelques inconvénients tels que la limitation de l'énergie laser disponible pour l'impulsion laser principale qui engendre l'onde de choc. Une seconde technique, présentée dans le paragraphe précédent, permet grâce à une impulsion picoseconde d'obtenir une source sûre de rayons x. Or, cette source n'est pas du tout collimatée. Les rayons x sont émis quasi isotropiquement. La légère divergence du faisceau de rayons x aura pour conséquence de quelque peu dégrader l'image de l'objet d'intérêt. En effet, des superpositions des rayons vont nuancer les limites des objets imagés, les contours ne seront pas nets et une certaine dégradation optique sera visible. Cela aura notamment comme effet d'élargir la taille des objets et surtout des bordures. La résolution atteinte sera généralement autour de 10 à 20 microns suivant les tirs. Il sera souvent nécessaire de radiographier des objets dont la taille exacte est connue pour à la fois obtenir le grandissement du système radiographique ainsi que l'élargissement des objets provoquée par le recouvrement des rayons de la source étendue (voir **figure 4.17**).

La radiographie x sera une source pérenne de données, en effet, sa mise en place est plutôt facile et elle permet d'obtenir une image bidimensionnelle de l'objet d'intérêt. Pour certains systèmes, il est même possible de remonter à la densité du plasma traversé en considérant quelques hypothèses telles que l'homogénéité de la densité le long du trajet des rayons x ou encore l'indépendance du coefficient d'absorption du plasma vis-à-vis de la température. Alors, en utilisant la loi de Beer-Lambert il est possible d'extrapoler la masse volumique du plasma sondé. Ne pouvant pas remplir la première condition



Figures 4.18 et 4.19 : Deux images issues d'une GOI utilisée pour un diagnostic d'interférométrie Mach-Zehnder lors de notre campagne expérimentale sur le LULI2000 en janvier 2023. A gauche, l'image obtenue lors du tir 126. Nous pouvons observer une nette déformation des franges interférentielles proches du plasma se propageant de droite à gauche (délimité par les pointillés). L'image de droite est l'image de référence des franges d'interférences prise quelques instants avant le tir.

d'homogénéité, notamment à cause de la symétrie de rotation des IRT, il ne nous sera pas possible dans ces travaux de pratiquer cette méthode pour mesurer la densité du plasma. L'utilisation de sources x issues de l'interaction d'impulsion ultra-brève et de matière permet la mise en place de ce diagnostic dans des installations autres que les XFEL.

- L'interférométrie :

L'**interférométrie** a été utilisée dans notre expérience sur les chocs radiatifs magnétisés menée sur le LULI2000, avec un montage de Mach-Zehnder [ZETIE-2000], ou en montage Nomarski [BUCELLATO-1992] sur les expériences de chocs radiatifs sur GEKKO. L'interférométrie repose sur la nature ondulatoire de la lumière et des caractéristiques y étant associées, notamment le concept de phase. Les deux types d'interféromètres mesurent la variation d'indice de réfraction du milieu en mesurant une variation de la phase du faisceau. Grâce à cette mesure de l'indice de réfraction, les interféromètres permettent d'indirectement mesurer la variation de densité électronique car la densité électronique est effectivement liée à l'indice optique. En partant d'une carte de l'indice optique il est alors possible de remonter jusqu'à une carte de la densité électronique. Pour le lecteur intéressé, le détail des calculs est donné dans [VINCI-THESE ; DIZIERE-THESE]. Nous allons uniquement décrire les principes des deux types d'interféromètres.

L'interférométrie de Mach-Zehnder consiste en ceci : deux chemins optiques distincts, aussi appelés bras : l'un de référence ne passant pas par le système, et le second traversant le système à sonder, sont nécessaires. Une différence initiale de marche entre les deux bras est fixée par l'expérimentateur, faisant ainsi apparaître des franges interférentielles lors de la recombinaison des deux chemins optiques. Or, en présence du plasma, des variations de l'indice optique du plasma induiront des modifications de la différence de marche entre les deux bras. Ces modifications de l'indice optique étant locales, les franges interférentielles initialement disposées perpendiculairement à la direction de propagation du plasma provoquent une déformation des franges (voir **figures 4.18** et **4.19**). Il est ainsi possible de suivre l'évolution de la densité électronique qui est directement liée à l'indice optique du plasma.

Le second type de montage interférentiel, l'interféromètre de Nomarski, repose sur le concept de rotation de la polarisation du faisceau sonde lors de la traversée du plasma. Un faisceau polarisé à 45 degrés

traverse le plasma à sonder. En passant ensuite au travers d'un prisme de Wollaston, le faisceau est subdivisé en deux faisceaux aux polarisations orthogonales. Polarisés une dernière fois par une lame quart d'onde, une région interférentielle se crée au niveau de la superposition des deux faisceaux sortant du Wollaston. C'est dans cette zone que les variations d'indices de réfraction du milieu traversé seront observées. Les montages en configuration Nomarski ont l'avantage d'être facilement mis en place car ils ne nécessitent qu'un seul et unique bras.

Nous venons de faire le tour des principaux diagnostics déployés dans les travaux de cette thèse. Nous avons notamment cité parmi eux la radiographie x. Cette technique va faire l'objet d'un développement un peu plus détaillé dans une partie suivante car son étude constituera par la suite un chapitre entier. Dans ce chapitre, nous apporterons les connaissances indispensables à la bonne compréhension de la radiographie x par projection de source ponctuelle. Pour l'heure, nous allons présenter les différents détecteurs utiles aux diagnostics présentés précédemment.

- **Détecteurs**

Jusqu'ici, nous n'avons présenté que des techniques pour diagnostiquer la matière. Il faut maintenant s'intéresser à comment intégrer dans le temps, amplifier, et tout simplement mesurer les signaux issus de ces diagnostics. C'est le rôle des détecteurs. Commençons par ceux mesurant des signaux lumineux situés dans le visible.

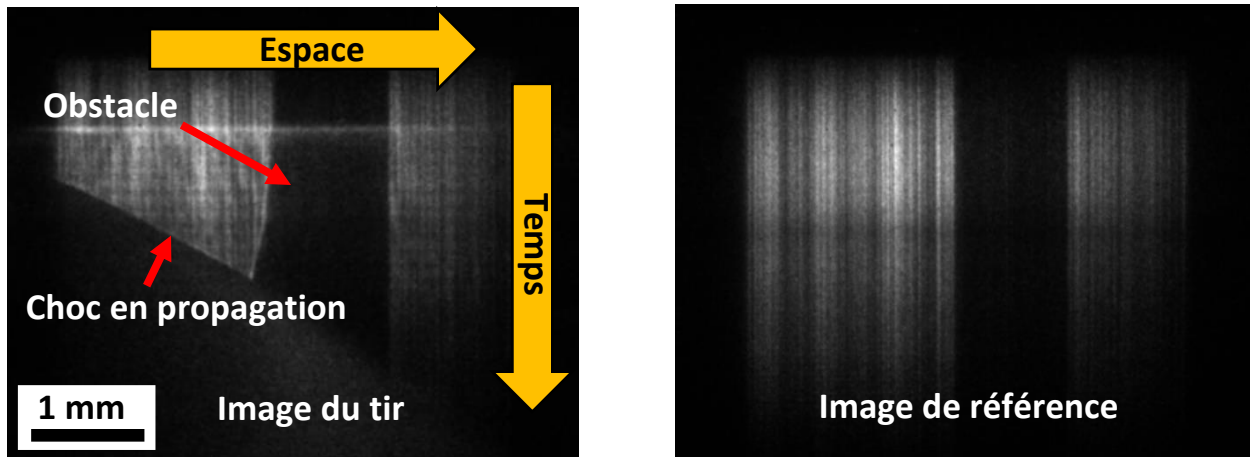
- **Détecteurs dans le visible :**

- La Gated Optical Imager :**

Le premier détecteur que nous allons présenter peut réaliser une capture instantanée bidimensionnelle de signaux provenant des diagnostics. En effet, appelé camera à ouverture temporelle, ou ***Gated Optical Imager (GOI)*** en anglais, ce détecteur est composé de deux parties distinctes mais reliées. La première est constituée d'un obturateur ultra-rapide (entre 120 ps et 6 ns) qui permet d'intégrer le signal du diagnostic sur un temps très bref ainsi que d'un photomultiplicateur pour convertir les photons en électrons. Dans nos expériences, un plasma est en déplacement rapide (de l'ordre de 100 km.s^{-1}), la fenêtre temporelle d'intégration sera généralement de 120 ps, temps d'intégration qui permet à suffisamment de photons d'atteindre le détecteur tout en minimisant les effets de floutage induit par le déplacement du plasma. La seconde partie de ce détecteur, directement greffée à la première, est une camera CCD, autrement dit, un pavage de pixels qui convertira le signal lumineux, de l'écran de phosphore sur lequel sont arrivés les électrons issus de la photo multiplication des photons détectés, en signal numérique.

- La caméra *streak* :**

Le second type de détecteur que nous avons utilisé dans nos expériences pour recueillir l'émission propre est une caméra à balayage de fentes, (*streak camera* en anglais). Lorsque ce détecteur est utilisé pour de



Figures 4.20 et 4.21 : Deux images issues d'une caméra streak utilisée pour un diagnostic d'ombroscopie lors de notre campagne expérimentale sur GEKKO XII en juin 2022. A gauche, l'image obtenue lors du tir 45619. Légèrement décentrée sur la droite, nous voyons distinctement l'ombre de l'obstacle sphérique en plastique. Arrivant par le côté gauche de l'image, le plasma obstrue le passage du faisceau sonde, d'où l'apparition progressive de cette partie obscure. L'image de droite est l'image de référence prise quelques instants avant de ce même tir. Cette référence permet de facilement obtenir l'échelle micron par pixel de l'image.

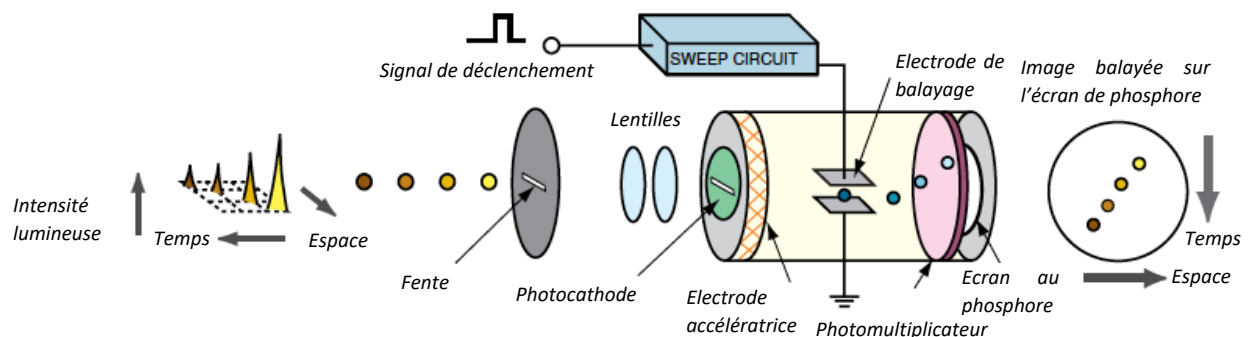


Figure 4.22 : Schéma du fonctionnement interne du détecteur à balayage de fente. La camera CCD se trouve à l'issue de ce détecteur permettant de faire l'image. Crédits : adapté du guide d'utilisation de la Streak Optical Camera de Hamamatsu [HAMAMATSU]

la pyrométrie optique, son nom anglais devient : la **Streak Optical Pyrometer (SOP)**. Tout comme le précédent détecteur, la *streak* est constituée de deux principales parties. Son second membre est encore une fois une caméra CCD, celle-ci retranscrit à nouveau le signal lumineux de l'écran de phosphore en un signal numérique. Le premier membre de la *streak* va quant à lui permettre d'intégrer le signal du diagnostic lors d'un balayage créé par une rampe de tension. A chaque itération, ou balayage, l'intensité lumineuse reçue par un même nombre de pixels est numériquement retranscrite. Il est ainsi possible d'obtenir des informations sur la dynamique du choc et du plasma diagnostiqué. En effet, l'image produite par une SOP possède un axe temporel ainsi qu'un axe spatial (voir **figure 4.20 et 4.21**). Le fonctionnement interne de la partie précédant la camera CCD est détaillé dans la **figure 4.22**.

- Détecteurs de rayons x :

Passons maintenant aux détecteurs de rayons x. Ces détecteurs sont sensibles aux photons de la gamme des rayons x. Ils comptent le nombre de photons, ou de coups, reçus par pixel ou par unité de surface, autrement dit ils imagent.

Ces détecteurs de rayons x ont le plus généralement été utilisés pour obtenir des images par radiographie x. Il est également arrivé d'en utiliser pour de la spectrométrie x, c'est le cas des *Imaging Plates* par exemple. Ces détecteurs sont les supports sur lesquels les rayons x se sont inscrits. Dans nos expériences, nous avons eu recours à quatre types de détecteurs : les cristaux LIF, les cameras CCD sensibles aux rayons x, des camera *streak* x et les **Ecrans Radio Luminescents à Mémoire (ERLM)**, qui est l'autre nom des **IP**.

Les cristaux LIF :

Les **LIF** sont des cristaux de fluorure de lithium. Ces cristaux, une fois irradiés par une source x permettent d'ultérieurement restituer l'image grâce à une stimulation lumineuse provoquant une phosphorescence des sites atteints du cristal par des photons x. L'un de mes prédécesseurs a notamment travaillé sur le développement et la caractérisation de ces détecteurs de rayons x (*confer* [[RIGON-THESE](#)]).

Les Imaging Plates :

Les ERLM sont quant à elles plus connus sous leur nom anglais **Imaging Plates (IP)** [[MEADOWCROFT-2008](#) ; [GALES-2004](#)]. Ce détecteur n'est rien de plus qu'une plaque revêtue d'une matière photoluminescente sensible aux rayons x (souvent des cristaux de fluoro-halogénure). Les molécules constituant le revêtement de l'IP se placent dans un état métastable dès lors qu'elles ont été atteintes par un photon x. Il suffit ensuite de provoquer par émission stimulée la désexcitation de ces molécules métastables et d'en recueillir l'émission. Cette dernière action est réalisée en laboratoire en plaçant les IP marquées dans un scanner.

Les CCD et *streak* x :

Il n'y a globalement rien de plus à dire sur ces détecteurs que ce qui a pu déjà être précédemment rapporté. Leur seule différence avec leur équivalent dans le visible est le fait qu'elles sont sensibles aux rayons x.

Les détecteurs présentés ici constituent l'ensemble des détecteurs utilisés lors de nos expériences. Avec les diagnostics, ils permettent, une fois conjointement employés, de recueillir les informations provenant du plasma. Nous le comprenons maintenant, concevoir une expérience en astrophysique de laboratoire ne comprend pas uniquement la conception de la cible, choisir les diagnostics et établir le plan des chemins optiques menant aux détecteurs sont deux préoccupations majeures lors de ce processus.

- 4 - Simulations des expériences

Dans cette thèse, les simulations hydrodynamiques et magnétohydrodynamiques (MHD) ont une place de choix. Elles ont largement été utilisées et ce, pour diverses raisons : la préparation d'expérience avec le dimensionnement des cibles, la reproduction simulée des résultats obtenus expérimentalement, la prédiction de comportements afin de nourrir des propositions d'expérience, ... Il est donc tout à fait pertinent de prendre quelques lignes afin d'expliquer, au moins succinctement, le fonctionnement de ces codes de simulations. Nous présenterons donc les deux seuls codes de simulations utilisés dans ces

travaux, à savoir : MULTI et FLASH. Nous commencerons par brièvement évoquer l'approche théorique de la résolution numérique des équations régissant l'évolution des systèmes étudiés. Ensuite, nous décrirons modestement la spécification technique de chacun des deux codes tout en précisant leurs points faibles. Finalement, nous verrons les diagnostics synthétiques développés pour par exemple nourrir des propositions d'expérience, dans lesquelles il est important de préciser les éléments que l'on souhaite mettre en valeur et encore plus les façons dont il sera possible de les observer grâce à nos diagnostics.

- **Code de simulation hydrodynamique : une boîte noire éclairée**

Les équations fondamentales dont la résolution permettra la description de l'évolution du système simulé ne sont rien de plus que les équations d'Euler (II.12), (II.13) et (II.14) exprimées dans la section « dynamiques des fluides » du premier chapitre. Celles-ci peuvent être modifiées en y faisant apparaître des effets dissipatifs comme la viscosité magnétique, le rayonnement, etc. ... Nous reviendrons par la suite sur l'intégration de ces effets non idéaux. La résolution de ce système d'équations se fait numériquement par la résolution du problème de Riemann. Cette appellation désigne la recherche de solutions à l'équation suivante :

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F(U)}{\partial x} = 0 \quad (IV.9)$$

avec U une variable et F une fonction de U . Dans notre cas, le problème de Riemann relatif aux équations d'Euler réduites à une dimension correspond à :

$$\frac{\partial U}{\partial t} + A(U) \frac{\partial U}{\partial x} = 0 \quad (IV.10)$$

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho E \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ (\rho E + p)u \end{pmatrix} \text{ et } \mathbf{A}(\mathbf{U}) = \nabla_U \mathbf{F}(\mathbf{U}) = \text{la Jacobienne de } \mathbf{F}(\mathbf{U}) \quad (IV.11)$$

avec ρ la masse volumique du fluide, u sa vitesse et p sa pression. La description de la Jacobienne A ainsi que l'expression de ses valeurs propres ne seront pas ici précisées. Nous nous référerons pour cela aux excellentes explications de [YURCHAK-THESE]. Retenons principalement que les codes de simulation s'affairent à approcher la solution exacte de cette équation non linéaire en simplifiant et linéarisant certains termes, ce qui permet d'obtenir une solution proche de la solution exacte tout en réduisant significativement le coût en ressource et le temps de calcul.

Divers solveurs du problème de Riemann ont donc été programmés au cours du siècle dernier, chacun ayant un domaine d'application privilégié ainsi que des avantages et des défauts :

- Le schéma **Roe** [ROE-1981] approche la solution du problème de Riemann en linéarisant la jacobienne de $F(U)$.
- Le schéma **Harten-Lax-Van** [HARTEN-1983], ou HLL, utilise une formulation intégrale des lois de conservations (7), (8) et (9). Ce solveur approche la situation par un seul état intermédiaire formé en ses conditions limites des deux états de part et d'autre du choc.

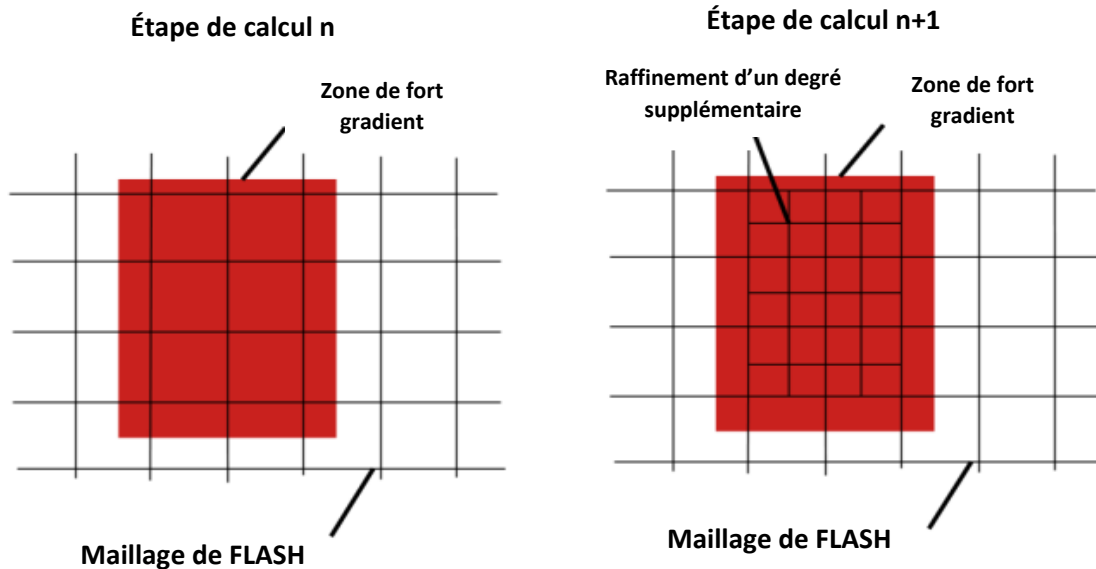


Figure 4.23 : Exemple de l'adaptation de la grille cellulaire de FLASH d'un pas de temps à un autre lorsqu'un fort gradient est détecté. Le raffinement est localement augmenté d'un degré entre deux pas de temps lorsqu'un fort gradient de l'une des quantités choisies est détecté.

- Le schéma **Harten-Lax-Van-Contact** [TORO-2019], ou HLLC, reprend l'approche précédente tout en incluant la prise en compte de la discontinuité existant entre les deux états en amont et aval du choc.
- Le solveur **Harten-Lax-Van-Einfeldt** [EINFELDT-1988], ou HLLE, est une évolution des deux précédents solveurs. Il permet notamment d'être « positivement conservatif », autrement dit, il empêche les grandeurs physiques telles que l'énergie interne du système de devenir négatives.

Les résolutions fondées sur le schéma de Godunov [GODUNOV-1959] qui linéarise les équations du problème de Riemann peuvent, suivant leur ordre de linéarisation, aboutir à des instabilités et solutions non physiques. Pour contrer cet effet indésirable de la discrétisation des solutions d'une cellule à l'autre, les codes de simulation comprennent des limiteurs de pente, ou *slope limiters* en anglais. Celles-ci assurent une meilleure continuité de la solution, les sauts d'une cellule à l'autre de la fonction solution sont contrôlés et restreints par ces limiteurs. Autre aspect important de la résolution du problème de Riemann : l'ordre d'exécution des calculs ainsi que la séparation en sous-problèmes. En effet, les équations multidimensionnelles peuvent, selon une approche qualifiée de séparée ou *split* en anglais, être résolus en étant séparées en sous-problèmes de dimensions inférieures. Cela a pour avantage majeur une résolution facilitée des équations, mais cela apporte un problème d'ordre car souvent, ces sous-opérations du problème ne sont pas commutatives et dépendent donc de l'ordre dans lequel elles sont réalisées. Ce qui n'est pas une bonne chose lorsque l'on sait que la solution finale doit être unique. La seconde méthode est, par opposition à la première, qualifiée d'unie, ou *unsplit* en anglais. Dans celle-ci, tous les termes sont manipulés dans une seule et même étape, ce qui améliore la qualité de la solution mais augmente les ressources nécessaires à sa résolution.

Bien d'autres aspects techniques et détails peuvent être trouvés en dans le très complet [TORO-2009] en plus des travaux de R. Yurchak [YURCHAK-THESE]. Nous allons désormais spécifier les informations indispensables à retenir à propos du code de simulation FLASH.

- **FLASH**

Bien qu'initialement conçu pour des simulations d'astrophysiques, l'équipe de développement du code FLASH a, au fur et à mesure, introduit de nombreux modules élargissant ainsi les capacités de cet outil. Ainsi, dans la version 4.6.2 [FLASH4.6.2] que nous avons utilisée dans ces travaux, un module d'interaction laser-matière nous permet de simuler des expériences d'astrophysique de laboratoire. FLASH est donc un code de simulation magnétohydrodynamique radiative multidimensionnel (un, deux ou trois dimensions spatiales) muni d'une grille cellulaire adaptative, *adaptative mesh refinement* en anglais, qui permet d'augmenter localement la résolution en cas de fort gradient des quantités d'intérêts : température électronique, densité, pression, ... (voir **figure 4.23**). Des modules spécifiques à la PHDE permettent de considérer séparément les électrons, les ions et le rayonnement. Cette description qualifiée de 3T, pour 3 températures, est nécessaire pour correctement simuler les plasmas. Des approches cartésiennes, sphériques ou encore cylindriques sont possibles.

Notons que la description de FLASH est eulérienne, les cellules ne bougent pas, bien que le réseau cellulaire puisse s'adapter. Ce sont donc les différents fluides qui circulent d'une cellule à l'autre à chaque pas de temps. Les cellules sont donc régies pour chaque quantité physique par des flux entrant et sortant. Il est par conséquent très important de suffisamment résoudre les phénomènes tels que les chocs afin qu'ils ne déplacent pas trop vite en passant directement d'une cellule à une autre, faute de cellule intermédiaire. La version 4.6.2 du code offre également la possibilité de prendre en considération le champ auto engendré par effet batterie de Biermann [BIERMANN-1951], apparaissant lorsque les gradients en densité et en température électronique sont non alignés, et donc de façon maximale lorsque :

$$\vec{\nabla} n_e \cdot \vec{\nabla} T_e = 0 \quad (IV.12)$$

avec n_e et T_e respectivement la densité et la température électronique du plasma. Cet effet est majoritairement présent dans les premiers instants de l'interaction laser-matière, dans le plasma de couronne. Il a également un impact supposé dans la déformation des pics aux étapes non-linéaires avancées des IRT car des gradients existent dans les doigts [FRYXELL-2010]. De même, cette version de FLASH permet de considérer des effets dissipatifs magnétiques tel que la viscosité magnétique. Ces modules nous seront très utiles dans le chapitre sur les chocs radiatifs magnétisés.

Les deux derniers aspects à aborder pour donner une vue globale du fonctionnement de FLASH concernent la gestion du transfert radiatif/équations d'état et du dépôt d'énergie laser. Pour ce dernier, FLASH trace un certain nombre de rayons qui vont être peu à peu absorbés et déviés par les cellules. Si toutefois, un rayon atteint une cellule dont la densité est supérieure à la densité critique, l'énergie du rayon sera déposée dans son intégralité dans cette dernière cellule. Le rayon ne sera donc pas réfléchi comme il devrait l'être. Le processus de dépôt d'énergie laser demandera donc la plus grande attention car mal résolue, une simulation pourra donner naissance à des instabilités numériques problématiques.

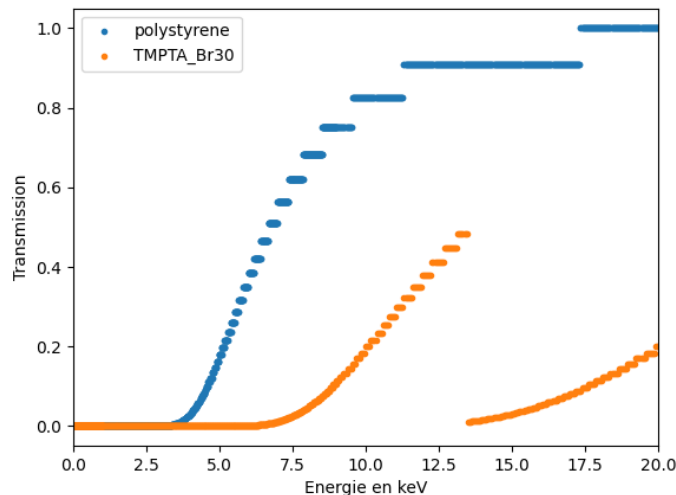


Figure 4.24 : La transmission est aux travers d'une couche de 1 mm de CH en bleu, et de CHBr en orange est représentée en fonction de l'énergie du faisceau incident. C'est une représentation graphique des tables d'opacités utilisées dans FLASH.

Comme précédemment citée, la dernière précision qui s'impose concerne le transport radiatif et la prise en charge des équations d'états. Le transfert radiatif se réalise grâce à un traitement multi-groupe, et de même que les opacités, les équations d'états sont tabulées. Ces tables préexistantes à mon travail sont issues de différents codes et licences. Les principales tables utilisées au cours de cette thèse ont été tabulées grâce à : SESAME, IONMIX et PROPACEOS. Etant parfois contraint par l'unicité des tables existantes pour tel ou tel élément, une discussion sur leur exactitude serait superflue. Il faut cependant retenir que l'ensemble des éléments d'une même simulation doivent être tabulés de la même manière, *id est*, la gamme d'énergie tabulée, entre 1 et 20000 eV dans notre cas, doit être découpée en un nombre de plages d'énergie similaires. Dans notre cas, les tables seront faites de 40 groupes (voir **figure 4.24**).

Des adaptations, principalement sur l'intensité laser, sont à réaliser afin de retrouver les résultats expérimentaux. Cela provient du fait que FLASH surestime, parfois largement, l'intensité laser et ce, surtout dans la géométrie cartésienne. Un abattement de l'ordre de 20 pour cent, allant jusqu'à 30 voire 35 pour cent, sera alors nécessaire pour palier à ce dysfonctionnement.

- **MULTI**

Précédemment, nous avons évoqué le code MULTI, nous allons donner ici une description plus détaillée de celui-ci. MULTI [RAMIS-1988] est un code de simulation hydrodynamique monodimensionnel développé par R. Ramis. Sa description du problème est lagrangienne, ce qui signifie qu'il n'y a pas de flux de matière entre deux cellules. Celles-ci se déforment au cours de temps en compensation. MULTI permet l'interaction laser-matière, il est également capable de traiter le rayonnement, du moins à une dimension. Pour cela, des tables d'opacités, ainsi que d'équations d'états, sont utilisables lors de l'exécution de simulation avec MULTI. Tout comme FLASH, il est possible de renseigner le profil temporel du laser : plateau d'intensité, durée de l'impulsion, temps de montée et descente, forme, ... il offre cependant une option inexistante actuellement sur FLASH, un apport d'énergie simulant une attaque indirecte. Autrement dit, MULTI permet d'utiliser le spectre d'émission d'un corps noir issu d'une cavité. Pour cela, il suffit de lui renseigner l'évolution temporelle de la température de ce corps noir. MULTI calculera

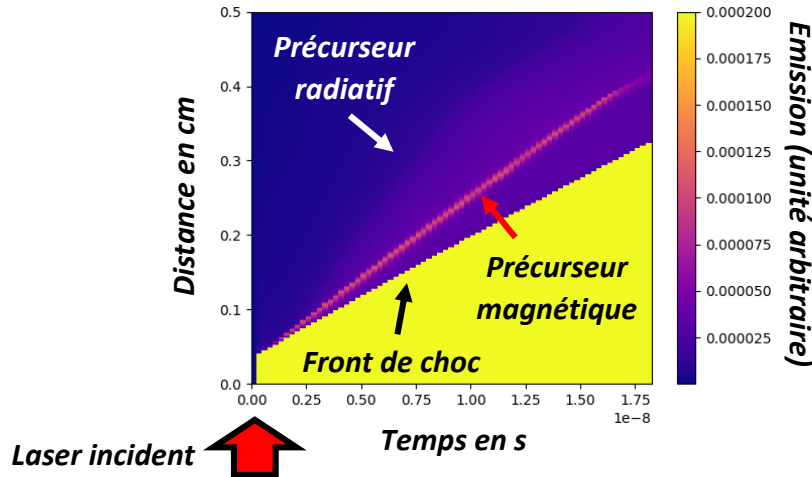


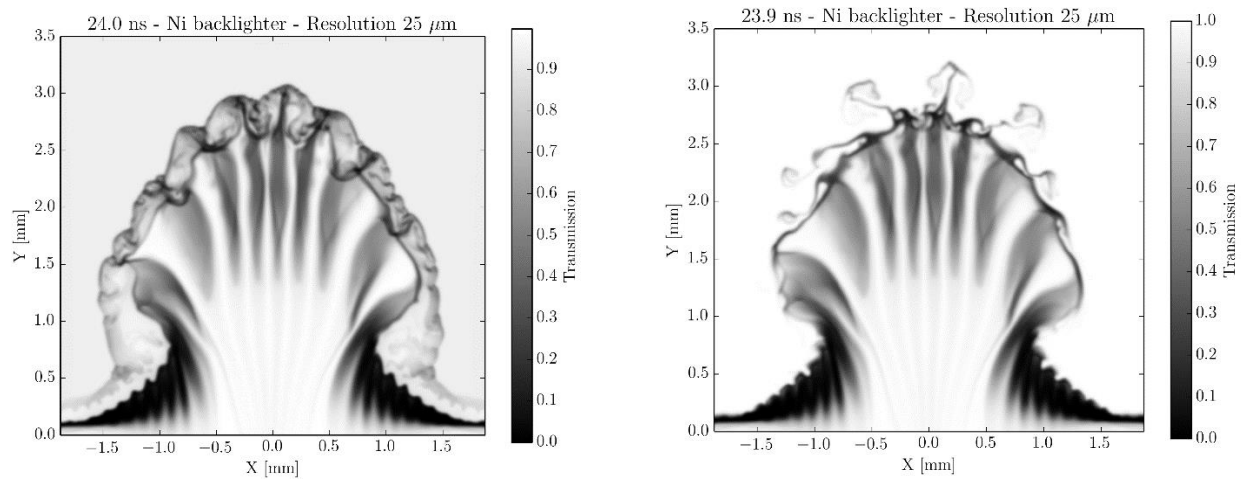
Figure 4.25 : Exemples d’image de SOP synthétique obtenue grâce à un traitement après simulation des données issues d’une simulation FLASH 2D. Nous y apercevons le front de choc, la signature d’un précurseur magnétique en amont du front ainsi que celle d’un précurseur radiatif.

ensuite la pression s’appliquant sur la cible et qui est due au rayonnement du corps. Cela nous sera très utile dans le chapitre sur les chocs radiatifs magnétisés, où une proposition sur le NIF a été faite et par conséquent, nécessite des simulations d’attaques indirectes étant comme nous l’avons vu l’option d’approche privilégiée sur le NIF.

La mono dimensionnalité de MULTI est à double tranchant, d’un côté il ne peut, en effet, pas prendre en compte les effets de diffusion latérale, que ce soit thermique ou radiative, de même que l’évolution d’instabilités qui est impossible de par la description monodimensionnelle lagrangienne du code. Des surestimations seront donc présentes et devront rester en tête des utilisateurs. De l’autre côté, sa mono dimensionnalité a le bon goût d’offrir des simulations crédibles rapidement, une à deux heures seulement contre des jours voire semaines dans le cas de FLASH. Nous utiliserons donc largement MULTI afin de réaliser nos dimensionnements de cibles et suivies d’interfaces afin d’étalonner les intensités laser à mettre dans FLASH. L’emploi couplé de ces deux codes de simulation s’avérera dans ces travaux très efficace et pertinent.

- **Diagnostics synthétiques**

Nous allons dans ce dernier paragraphe du chapitre présenter deux diagnostics simulés utilisés lors de ces trois années de travail : la SOP et la radiographie x. Les fichiers de sorties que FLASH édite aux temps sélectionnés par l’utilisateur permettent de réaliser bien des opérations *post* simulation. Notamment, en suivant la conduite théorique et pratique indiquée dans la thèse de T. Vinci [VINCI-THESE], mon prédécesseur G. Rigon a pu élaborer un programme donnant une image de SOP synthétique à partir des données issues d’une simulation FLASH (voir **figure 4.25**). De même, une radiographie x simulée est permise grâce aux sorties de FLASH (voir **figures 4.26** et **4.27**). Mes deux prédécesseurs, R. Yurchak [YURCHAK-THESE] et G. Rigon [RIGON-THESE], l’ont programmée dans une géométrie cylindrique, ensuite étendue à une description cartésienne. Ces outils nous seront fort utiles au cours de cette thèse, notamment la radiographie x car elle permet d’apporter un léger floutage ce qui rapproche sensiblement nos simulations des résultats expérimentaux.



Figures 4.26 et 4.27 : Exemples de radiographies x simulées utilisant les données de sortie de FLASH. Les conditions laser ainsi que les cibles sont les mêmes dans les deux figures, à savoir : CH55Al15Ti40. Seul change le milieu extérieur. Dans la figure de gauche, le poussoir se détend dans du xénon alors que dans celle de droite, c'est dans de l'hélium. Un flou est appliqué afin de reproduire une résolution de 25 microns sur IP.

Références

[AUSTIN-1998] R.H. Austin and J.D. LeGrange, « Amplification of subnanosecond light pulses by a synchronously fired Nd:YAG laser », *Review of Scientific Instruments*, vol. 56, n. 4, (1998).

[BETT-1995] T.H. Bett, C.N. Danson, P. Jinks, D.A. Pepler, I.N. Ross and R.M. Stevenson, « Binary phase zone-plate arrays for laser-beam spatial-intensity distribution conversion », *Applied Optics*, vol. 34, n. 20, p. 4025-4036, (1995).

[BIERMANN-1951] L. Biermann and A. Schluter, « Cosmic radiation and cosmic magnetic fields. II Origin of cosmic magnetic fields », *Physical Review*, vol. 82, n. 6, p. 863, (1951).

[BRAMBRICK-2016] E. Brambrink, S. Baton, M. Koenig, R. Yurchak, N. Bidaut, B. Albertazzi, J. E. Cross, G. Gregori, A. Rigby, E. Falize, A. Pelka, F. Kroll, S. Pikuz, Y. Sakawa, N. Ozaki, C. Kuranz, M. Manuel, C. Li, P. Tzeferacos and D. Lamb, « Short-pulse laser-driven x-ray radiography », *High Power Laser Science and Engineering*, vol. 4, (2016).

[BUCCELLATO-1992] R. Buccellato, P.F. Cunningham, M.M. Michaelis and A. Prause, « Comparative electron density measurements for the refractive fringe diagnostic and Normaski interferometry », *Laser and Particle Beams*, vol. 10, n. 4, p. 697-706, (1992).

[CASNER-2015] A. Casner, T. Caillaud, S. Darbon, A. Duval, I. Thfouin, J.P. Jadaud, J.P. LeBreton, C. Reverdin, B. Rosse, R. Rosch, N. Blanchot, B. Villette, R. Wrobel and J.L Miquel, « LMJ/PETAL laser facility: Overview and opportunities for laboratory astrophysics », *High Energy Density Physics*, vol. 17, p. 2-11, (2015).

[DAIDO-2012] H. Daido, M. Nishiuchi and A.S. Pirozhkov, « Review of laser-driven ion sources and their applications », *Reports on progress in physics*, vol. 75, n. 5, (2012).

[DINICOLA-2018] J.M. Di Nicola, T. Bond, M. Bowers, L. Chang, M. Hermann, R. House, T. Lewis, K. Manes, G. Mennerat, B. MacGowan, R. Negres, B. Olejniczak, C. Orth, T. Parham, S. Rana, B. Raymond, M. Rever, S. Schrauth, M. Shaw, M. Spaeth, B. Van Wonterghem, W. Williams, C. Widmayer, S. Yang, P. Whitman and P. Wegner, « The national ignition facility: laser performance status and performance quad results at elevated energy », *Nuclear Fusion*, vol. 59, n. 3, (2018).

[DIXIT-1994] S.N. Dixit, J.K. Lawson, K.R. Manes, H.T. Powell and K.A. Nugent, « Kinoform phase plates for focal plane irradiance profile control », *Optics letters*, vol. 19, n. 6, p. 417-419, (1994).

[DIZIERE-THESE] A. Dizière, « Astrophysique de laboratoire avec les lasers de haute énergie et de haute puissance : des chocs radiatifs aux jets d'étoiles jeunes », *Ecole Polytechnique*, (2012).

[EINFELDT-1988] B. Einfeldt, « On Godunov-type methods for gas dynamics », *Society for Industrial and Applied Mathematics – Journal on Numerical Analysis*, vol. 25, n. 2, p. 294-318, (1988).

[EINSTEIN-1905] A. Einstein, « Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt », *Annalen der Physik*, vol. 132, (1905).

[FABBRO-1982] R. Fabbro, E. Fabre, F. Amiranoff, C. Garban-Labaune, J. Virmont, M. Weinfeld and C.E. Max, « Laser-wavelength dependence of mass-ablation rate and heat-flux inhibition in laser-produced plasmas », *Physical Review A*, vol. 26, n. 4, p. 2289, (1982).

[FAENOV-1994] A. Ya. Faenov, S.A. Pikuz, A.I. Erko, B.A. Bryunetkin, V.M. Dyakin, G.V. Ivanenkov, A.R. Mingaleev, T.A. Pikuz, V.M. Romanova and T.A. Shelkovenko, « High-Performance X-ray Spectroscopic Devices for Plasma Microsources Investigations », *Physica Scripta*, vol. 50, p. 333, (1994).

[FLASH4.6.2] https://flash.rochester.edu/site/flashcode/user_support/

[FRYXELL-2010] B. Fryxell, C.C. Kuranz, R.P. Drake, M.J. Grosskopf, A. Budde, T. Plewa, N. Hearn, J.F. Hansen, A.R. Miles and J. Knauer, « The possible effects of magnetic fields on laser experiments of Rayleigh-Taylor instabilities », *High Energy Density Physics*, vol. 6, n. 2, p. 162-165, (2010).

[GALES-2004] S.G. Gales and C.D. Bentley, « Image plates as x-ray detectors in plasma physics experiments », *Review of Scientific Instruments*, vol. 75, p. 4001, (2004).

[GARBAN-1982] C. Garban-Labaune, E. Fabre, C.E. Max, R. Fabbro, F. Amiranoff, J. Virmont, M. Weinfeld and A. Michard, « Effect of laser wavelength and pulse duration on laser-light absorption and back reflection », *Physical Review Letters*, vol. 48, n. 15, p. 1018, (1982).

[GODUNOV-1959] S.K. Godunov, « A finite difference method for the computation of discontinuous solutions of the equations of fluid dynamics », *Math. Sb.*, vol. 47, p. 357-393, (1959).

[HAMAMATSU] Hamamatsu user's guide, Japon, « Universal streak camera C5680 Series – Measurements ranging from X-ray to near infrared with a temporal resolution of 2 ps ».

[HARTEN-1983] A. Harten, P.D. Lax and B. van Leer, « On upstream differencing and Godunov-type schemes for hyperbolic conservation laws », *Society for Industrial and Applied Mathematics Review*, vol. 25, n. 1, p. 35-61, (1983).

[HENRY-THESE] E. Henry, « Equation d'état et métallisation de l'eau comprimée par choc laser », *Ecole Polytechnique, Spécialité : Physique des plasmas*, (2003).

[HOPPS-2015] N. Hopps, K. Oades, J. Andrew, C. Brown, G. Cooper, C. Danson, S. Daykin, S. Duffield, R. Edwards, D. Egan, S. Elsmere, S. Gales, M. Girling, E. Gumbrell, E. Harvey, D. Hillier, D. Hoarty, C. Horsfield, S. James, A. Leatherland, S. Masoero, A. Meadowcroft, M. Norman, S. Parker, S. Rothman, M. Rubery, P. Treadwell, D. Winter and T. Bett, « Comprehensive description of the Orion laser facility », *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. 57, n. 6, (2015).

[KATO-1984] 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*, vol. 53, n. 11, p. 1057, (1984).

[KOENIG-1994] M. Koenig, B. Faral, J.-M. Boudenne, D. Batani, A. Benuzzi and S. Bossi, « Optical smoothing techniques for shock wave generation in laser-produced plasmas », *Physical Review E*, vol. 50, n. 5, (1994).

[LEMOS-2019] N. Lemos, P. King, J.L. Shaw, A.L. Milder, K.A. Marsh, A. Pak, B.B. Pollock, C. Goyon, W. Schumaker, A.M. Saunders, D. Papp, R. Polanek, J.E. Ralph, J. Park, R. Tommasini, G.J. Williams, H. Chen,

F.V. Hartemann, S.Q. Wu, S.H. Glenzer, B.M. Hegelich, J. Moody, P. Michel, C. Joshi and F. Albert, « X-ray sources using a picosecond laser driven plasma accelerator », *Physics of Plasmas*, vol. 26, n. 8, (2019).

[LI-2020] M.-T. Li, G.-Y. Hu, L.-G. Huang and Jian Zheng, « Simulation of hard x-rays source produced by a picosecond laser irradiated solid target for Compton radiography », *Plasma physics and Controlled Fusion*, vol. 62, n. 9, (2020).

[MACKINNON-2004] A.J. Mackinnon, P.K. Patel, R.P. Town, M.J. Edwards, T. Phillips, S.C. Lerner, D.W. Price, D. Hicks, M.H. Key, S. Hatchett, S.C. Wilks, M. Borghesi, L. Romagnani, S. Kar, T. Toncian, G. Pretzler, O. Willi, M. Koenig, E. Martinolli, S. Lepape, A. Benuzzi-Mounaix, P. Audebert, J.C. Gauthier J. King, R. Snavely, R.R. Freeman and T. Boehlly, « Proton radiography as an electromagnetic field and density perturbation diagnostic », *Review of Scientific Instruments*, vol. 75, p. 3531, (2004).

[MEADOWCROFT-2008] A.L. Meadowcroft, C.D. Bentley and E.N. Stott, « Evaluation of the sensitivity and fading characteristics of an image plate system for x-ray diagnostics », *Review of Scientific Instruments*, vol. 79, p. 113102, (2008).

[MILLER-2004] G.H. Miller, E.I. Moses and C.R. Wuest, « The National Ignition Facility », vol. 43, n. 12, (2004).

[PEPLER-2006] D.A. Pepler and S. Paradowski, *Central Laser Facility Annual Report 2005-06, Section 7- Instrumentation, Technical Report*, (2006).

[PIKUZ-1995] T.A. Pikuz, A. Ya. Faenov, S.A. Pikuz, V.M. Romanova and T.A. Shelkovenko, « Bragg X-ray optics for imaging spectroscopy of plasma microsources », *Journal of X-ray Science and Technology*, vol. 5, p. 323, (1995).

[RAMIS-1988] R. Ramis, R. Schmalz and J. Meyer-ter-vehn, « MULTI- A computer code for one-dimensional multigroup radiation hydrodynamics », *Computer Physics Communications*, vol. 49, n. 3, p. 475-505, (1988).

[RIGON-THESE] G. Rigon, « Instabilités hydrodynamiques: Application à l'astrophysique de laboratoire et diagnostics X à haute résolution », *Institut Polytechnique de Paris*, (2020).

[ROE-1981] P.L. Roe, « Approximate Riemann solvers, parameter vectors, and difference schemes », *Journal for computational physics*, vol. 43, n. 2, p. 357-372, (1981).

[ROUSSEAU-1992] C. Rousseaux, F. Amiranoff, C. Labaune and G. Matthieussent, « Suprathermal and relativistic electrons produced in laser-plasma interaction at 0.26, 0.53 and 1.05 μm laser wavelength », *Physics of Fluids*, vol. 4, n. 8, p. 2589-2595, (1992).

[RUS-2011] B. Rus, F. Batysta, J. Čáp, M. Divoký, M. Fibrich, M. Griffiths, R. Haley, T. Havlíček, M. Hlavác, J. Hřebíček, P. Homer, P. Hříbek, J. Jand'ourek, L. Juha, G. Korn, P. Korouš, M. Košelja, M. Kozlová, D. Kramer, M. Krůs, J. C. Lagron, J. Limpouch, L. MacFarlane, M. Malý, D. Margarone, P. Matlas, L. Mindl, J. Moravec, T. Mocek, J. Nejd, J. Novák, V. Olšovcová, M. Palatka, J. P. Perin, M. Pešlo, J. Polan, J. Prokúpek, J. Řídký, K. Rohlena, V. Růžička, M. Sawicka, L. Scholzová, D. Snopek, P. Strkula and L. Švédá, « Outline of the ELI-Beamlines facility », *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers*, vol. 8080, p. 163-172, (2011).

[SEELY-2010] J.F. Seely, C.I. Szabo, U. Feldman, L.T. Hudson, A. Henins, P. Audebert and E. Brambrink, « Hard x-ray transmission crystal spectrometer at the OMEGA-EP laser facility », *Review of Scientific Instruments*, vol. 81, 2010.

[STRICKLAND-1985] D. Strickland and G. Mourou, « Chirped Pulse Amplification », *Optics Communication*, vol. 56, p. 219, (1985).

[SZABO-2009] C. Szabo, P. Indelicato, A. Gumberidze, G. Holland, J. F. Seely, L. T. Hudson, A. Henins, P. Audebert, S. Bastiani-Ceccotti, E. Tabahoff and E. Brambrink, « X-ray measurements at high-power lasers. Relative conversion efficiencies of short pulse laser light into K x-ray radiation in medium to high Z elements », *The European Physical Journal Special Topics*, vol. 169, n. 1, p. 243-248, (2009).

[TORO-2009] E.F. Toro, « Riemann solvers and numerical methods for fluid dynamics », Edition Springer-Berlin-Heidelberg, (2009).

[TORO-2019] E.F. Toro, « The HLLC Riemann solver », vol. 29, n. 8, p. 1065-1082, (2019).

[VINCI-THESE] T. Vinci, « Les chocs radiatifs générés par les lasers à haute énergie : une opportunité pour l'astrophysique de laboratoire », Ecole Polytechnique, Spécialité : Laser-matière, (2006).

[WILLINGALE-2010] L. Willingale, P.M. Nilson, M.C. Kaluza, A.E. Dangor, R.G. Evans, P. Fernandes, M.G. Haines, C. Kamperidis, R.J. Kingham, C.P. Ridgers, M. Sherlock, A.G.R. Thomas, M.S. Wei, Z. Najmudin, K. Krushelnick, S. Bandyopadhyay, M. Notley, S. Minardi, M. Tatarakis and W. Rozmus, « Proton deflectometry of a magnetic reconnection geometry », *Physics of Plasma*, vol. 17, n. 4, (2010).

[YOUNG-1998] B.K.F. Young, A.L. Osterheld, D.F. Price, R. Shepherd and R.E. Stewart, « High-resolution x-ray spectrometer based on spherically bent crystals for investigations of femtosecond laser plasmas », *Review of Scientific Instruments*, vol. 69, p. 4049, (1998).

[YURCHAK-THESE] R. Yurchak, « Experimental and numerical study of accretion-ejection mechanisms in laboratory astrophysics », Ecole Polytechnique, Spécialité: physique des plasmas, (2015).

[ZETIE-2000] K.P. Zetie, S.F. Adams and R.M. Tocknell, « How does a Mach-Zehnder interferometer work? », *Physics Education*, vol. 35, n. 1, (2000).

[ZOU-2008] J.-P. Zou, A.-M. Sautivet, J. Fils, L. Martin, K. Abdeli, C. Sauteret and B. Watellier, « Optimization of the dynamic wavefront control of a pulsed kilojoule/nanosecond-petawatt laser facility », *Applied Optics*, vol. 47, n. 5, p. 704-710, (2008).

Partie 3 : Expériences d'astrophysique de laboratoire

Cette partie constitue le cœur battant de cette thèse. Elle récapitule, présente et décortique l'ensemble des travaux et sujets que j'ai abordés et étudiés lors de ce travail de thèse. Cette partie correspond donc à ma humble contribution à l'avancée de la science et de la recherche.

V Les instabilités de Rayleigh-Taylor en régime classique et radiatif

Ce chapitre se concentre sur l'étude des instabilités de Rayleigh-Taylor (**IRT**). Ces instabilités, qui comme nous l'avons vu, interviennent dans de multiples situations astrophysiques, notamment dans les **rémanents de supernovæ**, vont ici être étudiées dans deux régimes différents : le **régime classique**, où l'écoulement est considéré purement hydrodynamique, et le **régime radiatif**, où, comme nous le verrons également dans le **chapitre VI**, le flux radiatif et /ou l'énergie sous forme radiative représentent des parts importantes de l'énergie totale du système. Pour les IRT en régime classique, nous allons présenter les résultats et analyses d'une expérience menée en 2021 sur l'installation XFEL située à Sacla, au Japon. Installation qui permet de réaliser des radiographies x transversales de haute résolution et donc d'étudier en détail le développement des IRT. Pour les IRT en régime radiatif, l'étude sera menée au travers du dimensionnement d'une expérience prévue pour une installation de type LMJ-NIF.

- 1 - Les IRT en régime classique

• Contextualisation

Nous allons dans cette première section succinctement présenter le contexte astrophysique dans lequel s'inscrivent les expériences dont les résultats sont rapportés dans ce chapitre. Les instabilités de Rayleigh-Taylor, qui forment le sujet central de ce chapitre, sont abondamment présentes dans l'univers. En particulier, une situation est assimilable à ce que nous reproduisons en laboratoire : les rémanents de supernovæ. En effet, lors des explosions de supernovæ, la matière chaude et dense éjectée par l'étoile rencontre la matière froide interstellaire. Les deux matières aux caractéristiques thermodynamiques différentes s'accumulent de part et d'autre d'une interface qui se forme au contact des deux fluides. A force d'accumulation, une décélération de l'interface se met en place et crée les conditions idoines au développement d'IRT. C'est ainsi que les IRT apparaissent lors de la propagation de la matière éjectée des suites de l'explosion finale d'une étoile. Les IRT participent donc à la formation locale de structure dans la coquille formée par l'éjectât de l'étoile mourante et la matière environnante.

• Objectifs

L'expérience menée sur le XFEL japonais de Sacla est la deuxième du genre. Une précédente campagne a déjà eu lieu en 2019, ses résultats ont été analysés dans [[RIGON-THESE](#)]. Ce second volet a donc pour objectif de continuer sur la lancée de la campagne de 2019 et d'approfondir les analyses notamment à travers l'étude paramétrique de l'évolution du taux de croissance des IRT lorsque le nombre d'Atwood est modifié. Pour ce faire, nous utilisons trois densités de mousse différentes : **20, 100 et 500 mg.cm⁻³**, ce qui correspond respectivement à des nombres d'Atwood de $A_{n_{20}} = 0.97$, $A_{n_{100}} = 0.875$ et $A_{n_{500}} = 0.5$, chose non réalisée dans la précédente campagne où seule une mousse de 100 mg.cm⁻³ avait été exploitée. La densité élevée des mousses utilisées nous permet d'engendrer de fortes décélérations et ainsi, de favoriser la croissance d'IRT qui, nous le rappelons, dans sa phase linéaire possède un taux de croissance proportionnel à la racine carrée de cette dite décélération. Un autre objectif majeur de cette expérience

est l'observation du passage de la phase linéaire à la phase non-linéaire de l'évolution des IRT. Dans la première phase, qui habituellement est censée durer jusqu'à ce que l'amplitude des déformations de l'interface atteigne au moins 10 pour cent de la longueur d'onde leur étant associée, la croissance des IRT se fait de manière exponentielle. Au-delà de cette limite, l'interface commence à sérieusement se déformer et alors, les structures en champignon de Rayleigh-Taylor alimentées par des instabilités secondaires de type Kelvin-Helmholtz (**IKH**) apparaissent. Finalement, l'étude de la phase de turbulence engendrée par la dissipation d'énergie initiée par les instabilités hydrodynamiques représentera le dernier point d'intérêt majeur de cette expérience

- **Montage**

L'expérience que nous présentons dans ce chapitre a été réalisée sur l'installation XFEL japonaise de Saclay. Le faisceau x utilisé comme sonde pour nos radiographies est quasi-monochromatique, avec une énergie centrée autour de 7 keV et une durée d'impulsion de 7 fs, ce qui permet d'éviter les phénomènes de floutage dus au mouvement du système radiographié. Le faisceau laser principal, celui qui dépose son énergie sur la cible solide, possède quant à lui les caractéristiques suivantes : une énergie de **14 à 18 joules**, une tache focale d'un diamètre de **175 microns** avec une *phase* plate et une durée d'impulsion de **5 ns**, résultant ainsi à une intensité surfacique comprise entre $1.2 \times 10^{13} - 1.6 \times 10^{13} \text{ W.cm}^{-2}$.

La radiographie x transversale à l'axe de propagation du choc est ici notre principal diagnostic. Nous avons utilisé pour cela deux types de détecteurs, les cristaux LiF et une caméra CCD x de haute résolution [KAMESHIMA-2014] située derrière le cristal LiF, en dehors de l'enceinte. Nous exploiterons dans nos analyses les résultats issus de ces deux types de détecteur. Un schéma visible dans la **figure 5.1** résume le montage de notre expérience.

- **La cible**

Nous allons ici présenter les cibles utilisées pour réaliser notre expérience. Celles-ci doivent répondre à plusieurs critères. Elles doivent, en effet, limiter un maximum le préchauffage de la cible par le rayonnement x issu du plasma de couronne. De plus, elles doivent, pour optimiser le développement des IRT, engendrer un choc qui décélère le plus possible.

Pour cela, un dimensionnement en deux étapes a été réalisé antérieurement à mon arrivée dans le laboratoire : une première approche 1D avec des simulations MULTI consiste à dégrossir le travail et permet d'isoler quelques cibles potentielles, puis une étude en deux dimensions précise le comportement de nos cibles dans des conditions plus réalistes. Il nous est ainsi possible de sélectionner la meilleure option. Ce protocole sera d'ailleurs utilisé dans la troisième partie du chapitre où nous dimensionnerons une expérience d'IRT en régime radiatif. Pour l'heure, nous allons juste présenter les principales caractéristiques des cibles utilisées lors de notre campagne sur le XFEL japonais.

L'ablateur : C'est la première couche de nos cibles. Son ablation par le laser crée l'onde de choc utile aux expériences. Une couche de parylène (C₈H₈) de 10 microns est l'épaisseur optimale selon les simulations hydrodynamiques MULTI.

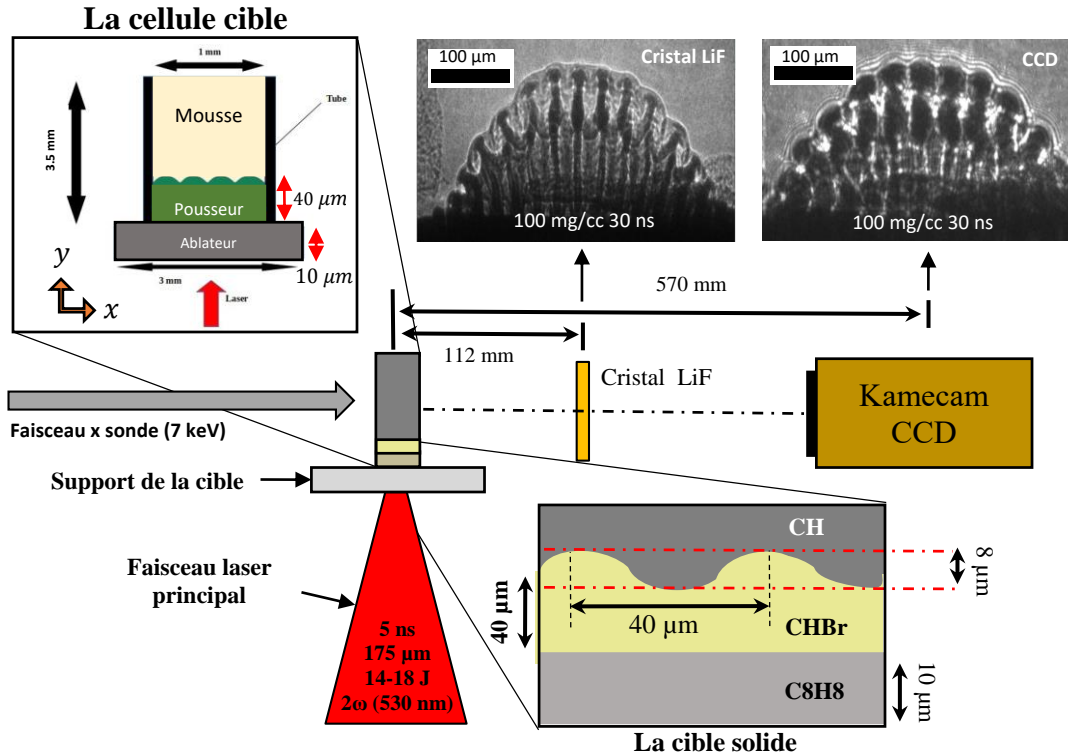


Figure 5.1 : Schéma récapitulatif de la configuration expérimentale de notre expérience. L'impulsion laser principale dépose son énergie sur la cible solide en venant depuis le bas de la cible, ce qui engendre la propagation du poussoir dans la mousse. Cette propagation est radiographiée grâce à un faisceau x sonde transverse à l'axe de propagation du choc. Le faisceau sonde est ensuite recueilli par deux types de détecteurs : un cristal LiF et une camera CCD sensible aux rayons x.

Il y a peu de contraintes sur son dimensionnement. Grâce aux simulations MULTI il a été décidé de prendre une couche de 40 microns de CHBr (C_8H_7Br). Ce polystyrène dopé à 40% en Brome permet de participer au blocage des rayons x du plasma de couronne tout en conservant une densité de matériau faible (1.35 g.cm^{-3}) et donc, de maximiser la transmission de l'énergie dans le choc. De plus, le brome permet d'augmenter le contraste du poussoir sur nos radiographies x, le rendant ainsi plus visible.

Le milieu extérieur solide : C'est le milieu dans lequel le poussoir va se détendre. Pour vérifier un nombre d'Atwood négatif, il faut que sa densité soit plus faible que celle du poussoir. Cependant pour favoriser la décélération de son interface avec le poussoir il faut favoriser les milieux denses.

Le tout sera contenu dans un cylindre de plastique dont les parois en PMMA de 40 microns d'épaisseur permettent le passage des rayons x du faisceau sonde. Pour finir, nous allons parler de la pré-modulation de l'interface entre le poussoir et la mousse. Cette pré-modulation nous permet de contrôler le mode des IRT qui va le plus se développer. En effet, comme évoqué dans la partie introductive relative aux IRT (*cf. chapitre III*), nous devons maîtriser le mode des IRT qui va prendre le dessus et donc croître le plus. Pour cela, nous avons pré-modulé l'interface poussoir/mousse de chaque cible avec une sinusoïde d'amplitude absolue de 8 microns et de longueur d'onde 40 microns (voir *figure 5.1*). Ainsi, il nous sera possible de calculer le taux de croissance de l'IRT. Notons que nous avons également utilisé des cibles plates, non modulées, afin de déterminer avec précision la vitesse de l'interface.

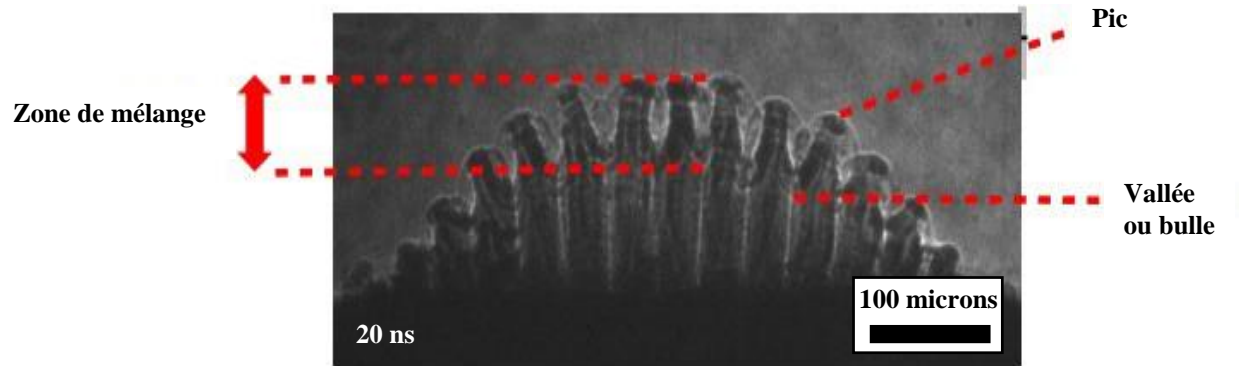


Figure 5.2 : Exemple de radiographie d'une mousse de 100 mg.cm^{-3} où un pic et une vallée sont précisément désignés. La distance séparant les positions des deux structures détermine la taille de la zone de mélange.

- **Mesures et fluctuations**

Nous analysons les données de notre expérience, dont la configuration et les principales informations sont résumées dans la **figure 5.1**, avec un logiciel de traitement d'image nommé FIJI [FIJI]. Les radiographies ont été obtenues à différents temps après le début de l'impulsion laser principale. Nous avons donc réalisé, pour chacune des densités de mousse, une dynamique de l'évolution de la zone de mélange des IRT. Le paramètre principal mesuré est la taille de la zone de mélange, soit la taille caractéristique entre un « pic », sommet d'une bulle, et une « vallée », creux d'un pic, au sens de la **figure 5.2**.

Chaque tir ne donnant lieu qu'à une seule radiographie, et donc ne correspondant qu'à un seul temps, il est important de compenser les fluctuations d'énergie laser qui apparaissent entre les tirs (fluctuations beaucoup moins présentes sur l'installation LULI2000 par exemple). L'énergie varie tir à tir, ce qui modifie la pression d'ablation, et par voie de conséquence, la vitesse du choc. Comme ces variations sont inévitables, il est alors nécessaire de les compenser lors de l'analyse des données. Une méthode pour ce faire est de redimensionner le temps qui s'est écoulé entre le tir laser et la radiographie x. Si l'on pose E_0 l'énergie caractéristique de l'expérience, correspondant par exemple à la moyenne des énergies des tirs, alors le temps redimensionné t' d'un tir ayant fourni une énergie E sera :

$$t' = \left(\frac{E}{E_0}\right)^{\frac{1}{3}} t \quad (V.1)$$

En sus de l'exploitation des positions des pics et des vallées au cours du temps pour obtenir la taille de la zone de mélange, nous les utilisons également pour calculer la vitesse, ainsi que la décélération, de l'interface pousseur/mousse, car comme nous le verrons dans la suite, une similitude entre les cibles plates et modulées est observée dans la vitesse de l'interface. Pour cela, il nous suffit de dériver, une fois pour la vitesse et deux fois pour l'accélération, la position en fonction du temps. Notons que le choc étant proche des pics, l'interface peut être considérée comme étant le sommet des pics, approximation ayant donné des résultats satisfaisants dans l'analyse de la campagne de 2019.

Voyons maintenant les principaux résultats de cette expérience : la position des pics et des bulles (voir **figure 5.3**), la taille de la zone de mélange et le taux de croissance.

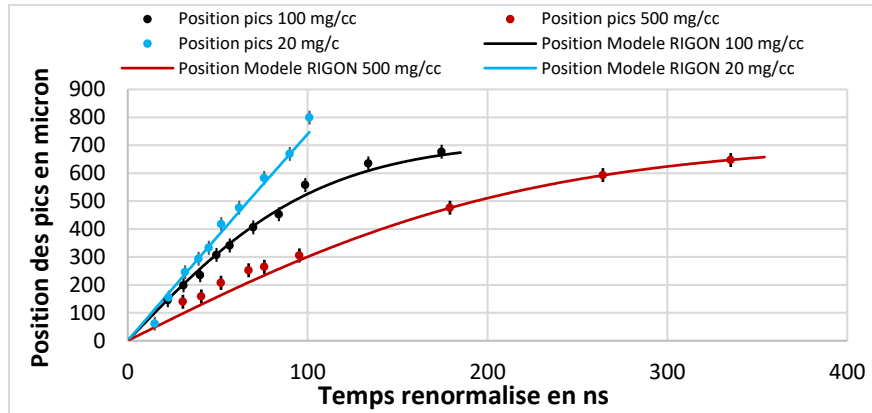


Figure 5.3 : Position des pics en fonction du temps pour les trois densités de mousse : 20 mg.cm^{-3} en bleu, 100 mg.cm^{-3} en noir et 500 mg.cm^{-3} en rouge. En pointillés, sont représentées les courbes correspondant au modèle RIGON [RIGON-2021] pour chacune des trois densités de mousse. Les 3 dernières positions relevées pour les mousses de 100 et 500 mg.cm^{-3} correspondent à la position du choc et non plus des pics, bien que les deux soient proches, car les turbulences rendent impossible la mesure de la position des pics

• Résultats

- La position des pics :

Dans la **figure 5.3** sont représentées les positions des pics pour les trois densités de mousses. Nous voyons tout de suite que les échelles de temps sont quelque peu différentes entre 20, 100 et 500 mg.cm^{-3} . En effet, l'évolution des instabilités se déroule plus vite lorsque la densité de la mousse diminue. Pour comprendre d'où cette différence d'évolution provient, il convient d'évaluer les nombres d'Atwood correspondant à chacune des densités de mousse. Pour rappel, les nombres d'Atwood respectifs des mousses de 20, 100 et 500 mg.cm^{-3} sont, $A_{n_{20}} = 0.97$, $A_{n_{100}} = 0.875$ et $A_{n_{500}} = 0.5$. Or, comme nous l'avons vu dans le **chapitre III (cf. (III. 12))**, le taux de croissance des IRT en phase linéaire évolue selon la racine carrée du nombre d'Atwood. Bien que celui-ci varie dans le temps, son évaluation initiale nous permet de nous faire une idée de la vitesse de croissance des IRT. Ainsi, si g et k sont constants dans **(III. 12)**, les IRT évolueront près de 40 pour cent plus rapidement dans le cas d'une mousse de 20 mg.cm^{-3} par rapport au cas 500 mg.cm^{-3} . Donc, plus la densité de la mousse est faible et plus rapidement des phases tardives comme celle de la turbulence seront atteintes. Cela explique que dans notre expérience, nous avons des dynamiques qui ne s'étalent pas sur les mêmes plages temporelles selon la densité de la mousse. Si les profils d'accélération diffèrent, une compétition entre le nombre d'Atwood et la décélération va se mettre en place, chose déjà décrite et observée dans [RIGON-2021].

En plus de la différence d'échelle de temps, nous observons dans la **figure 5.3** une différence importante dans les positions absolues des pics entre les trois densités. En effet, plus la densité est faible et plus les positions atteintes sont élevées. Cela s'explique par le fait que pour une même énergie cinétique initiale, le choc va d'autant plus ralentir que la densité de la mousse augmente. Cette différence est donc simplement due à la masse balayée par l'interface, qui dépend de la densité initiale de la mousse. A ce propos, un modèle a été développé par notre équipe pour décrire le mouvement de l'interface en fonction de la masse balayée.

En effet, sur la **figure 5.3** nous observons des courbes, celles-ci correspondent aux valeurs du modèle développé par mon prédécesseur, G. Rigon. Nous allons ici brièvement présenter les tenants et les aboutissants de ce modèle. Le lecteur curieux pourra trouver de plus amples détails dans [RIGON-2021].

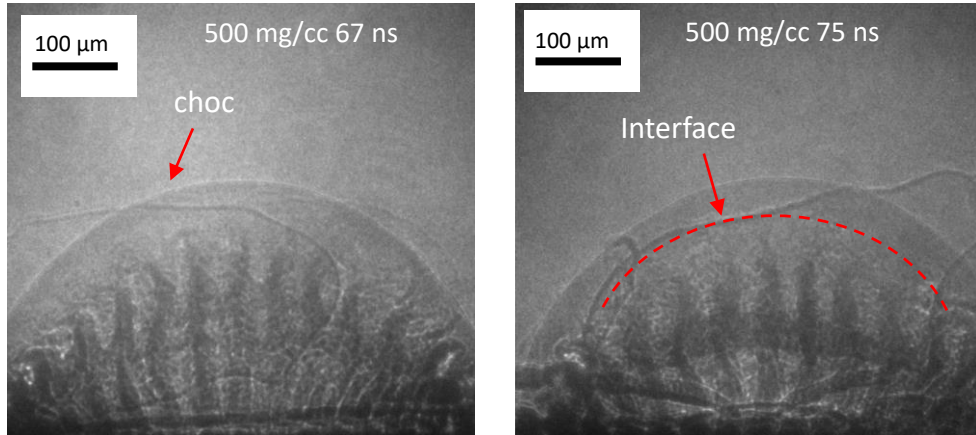


Figure 5.4 : Deux radiographies x obtenues avec des cristaux LiF de l'évolution des IRT dans une mousse de 500 mg.cm^{-3} . L'image de gauche correspond à un temps de 67 ns après le début de l'impulsion laser, pour celle de droite, 75 ns se sont écoulées. On remarque que dans les deux radiographies, la zone de mélange commence clairement à se brouiller à cause de l'apparition de zones de turbulences. Une dégradation accrue dans la radiographie à 75 ns se remarquent, ce qui semble indiquer qu'un régime de turbulence s'installe.

Ce modèle décrit l'évolution de l'interface entre le pousseur et la mousse. Deux principales hypothèses sont nécessaires pour utiliser ce modèle. Premièrement, la vitesse initiale v_0 de l'interface est la même quelle que soit la modulation initiale de l'interface. Cette affirmation fait sens dans notre cas car la vitesse de débouchée de l'interface dépend de l'énergie transmise suite au dépôt de d'énergie laser sur la cible solide. Ce qui dépend donc, nullement, de l'amplitude de la modulation de l'interface. La seconde hypothèse stipule que la décélération est proportionnelle à la masse balayée en amont de l'interface (côté mousse), $\ddot{x} \propto m_{balayee}$. Cette hypothèse peut être considérée depuis deux points de vue. Le premier est celui du laboratoire. Si nous raisonnons en une seule dimension, celle de l'axe de propagation du choc, la masse balayée correspond à la position de l'interface, x , multipliée par la densité initiale de la mousse, ρ_0 . Le second point de vue, celui de l'interface, permet d'affirmer que la masse balayée est proportionnelle à la vitesse de la mousse, $-\dot{x}$, ou de l'interface, \dot{x} , dans le référentiel du laboratoire. Cette situation se traduit mathématiquement par l'équation différentielle suivante :

$$\ddot{x} = -Bx\dot{x} \quad (V.2)$$

avec B une constante positive proportionnelle à ρ_0 . Cette équation admet comme solution :

$$x(t) = \sqrt{\frac{2v_0}{B}} \tanh\left(\sqrt{\frac{Bv_0}{2}} t\right) \quad (V.3)$$

avec t le temps qui s'est écoulé depuis le débouché du choc dans la mousse. Ce modèle s'accorde bien à nos mesures et permet notamment de conforter l'approximation que nous avons faite en confondant l'interface avec la position de l'extrémité des pics.

Toujours dans la **figure 5.3**, nous observons un phénomène de saturation pour les densités de 100 et 500 mg.cm^{-3} qui se traduit par une décélération des pics. Pour ces deux densités, les courbes de la position des pics en fonction du temps montrent deux tendances distinctes. Effectivement, pour 100 et 500 mg.cm^{-3} nous trouvons, après respectivement 75 et 100 ns, une cassure de pente (voir **figure 5.3**).

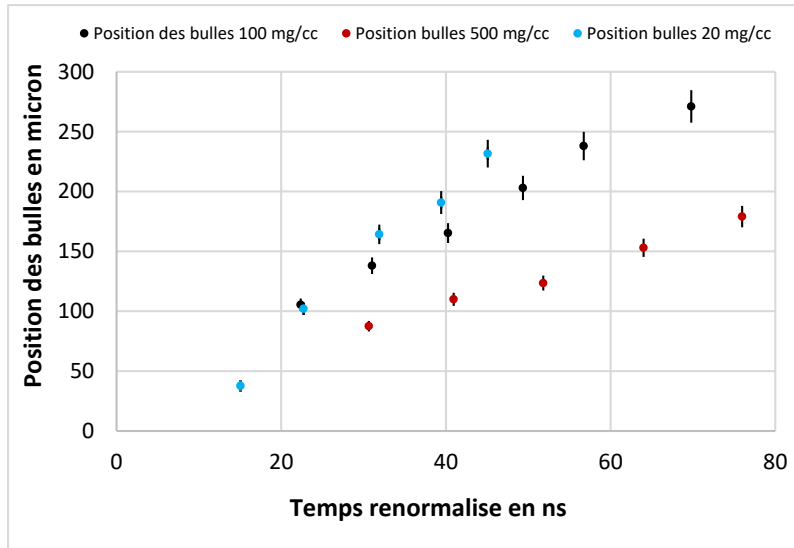


Figure 5.5 : Position des bulles en fonction du temps pour les trois densités de mousse : 20 mg.cm^{-3} en bleu, 100 mg.cm^{-3} en noir et 500 mg.cm^{-3} en rouge.

Dans la première phase, la position des pics semble croître quasi linéairement, avec une vitesse respective de 7.2 , 6.6 et 4.9 km.s^{-1} pour 20 , 100 et 500 mg.cm^{-3} . Dans la seconde phase, uniquement présente pour les mousses de 100 et 500 mg.cm^{-3} , une décélération des pics s'observe. Notons que cette brisure de pente semble, du moins visuellement, correspondre au passage de la phase non linéaire des IRT à celle d'un possible régime de turbulence, chose sur laquelle nous reviendrons plus tard dans ce chapitre. Pour s'en convaincre, il convient de noter un changement de régime semblant s'opérer autour de ces temps charnières comme le montre la **figure 5.4** pour la mousse de 100 mg.cm^{-3} .

- La position des bulles :

La position des bulles est, au même titre que les pics, une quantité importante à relever, car ensuite, il nous sera possible de mesurer la taille de la zone de mélange (Mixing Zone ou **MZ**, en anglais), quantité qui caractérise les IRT.

La mesure de la position des bulles est par moment compliquée car des zones de turbulences apparaissent et viennent brouiller l'image, rendant ainsi difficile de déterminer exactement où se situe la bulle. D'ailleurs, c'est pour cette raison que les mesures de la position des bulles s'arrêtent, comparativement à celle des pics, plus tôt en temps pour les trois mousses. L'image se brouille plus vite dans la région des bulles que dans la région des pics. Comme nous le voyons sur la **figure 5.5**, la hiérarchie observée est la même que pour les pics. Plus la densité est faible et plus la vitesse des bulles est élevée. Elle est respectivement de 5.3 , 4.1 et 2.3 km.s^{-1} en moyenne pour la mousse de 20 , 100 et 500 mg.cm^{-3} . Il est normal de trouver des vitesses dans le référentiel du laboratoire plus faibles que pour les pics car le développement des bulles est à contre-sens de la propagation du choc, ce qui diminue leur vitesse dans le référentiel du laboratoire. Contrairement au développement des pics, qui lui se fait dans le même sens que la propagation du choc, ce qui induit donc une sommation des vitesses dans le référentiel du laboratoire.

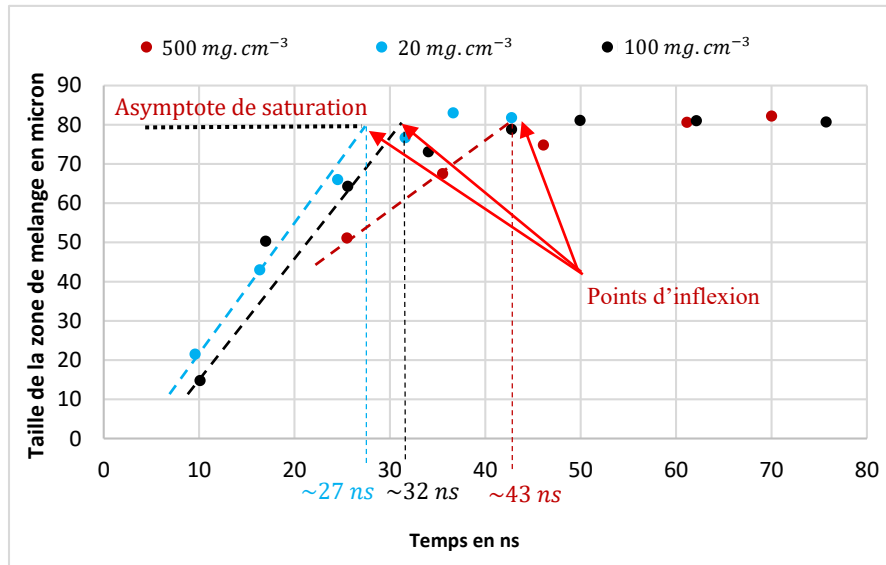


Figure 5.6 : Représentation de la taille de zone de mélange en fonction du temps pour les trois densités de mousse. Un phénomène de saturation semble apparaître. En traçant les asymptotes nous pouvons déterminer les temps correspondant aux points d'inflexion des courbes.

- La zone ou de mélange (ZM) :

La taille de la zone de mélange est maintenant aisée à déterminer, il suffit pour cela de faire la différence entre la position des pics et des bulles. Cette taille de ZM est représentée dans la **figure 5.6** pour les trois mousses. On remarque que malgré la différence de densité, la taille de la ZM semble, en valeur absolue, évoluer de la même manière. En effet, bien que l'évolution reste toujours plus rapide lorsque la densité est faible, un phénomène de saturation apparaît. La mousse de 20 mg.cm^{-3} atteint la première ce seuil de saturation qui se situe clairement autour de 80 microns après 35 ns. Il faut 50 ns pour que la mousse

de 100 mg.cm^{-3} atteigne cette limite. La mousse de 500 mg.cm^{-3} commence quant à elle à saturer après 70 ns. Ce phénomène de saturation s'observe également dans les mesures faites dans [RIGON-THESE] sans que celle-ci ne soit particulièrement relevée. Une explication impliquant la décélération finie en temps de notre système pourrait expliquer ce phénomène. En effet, lorsque la décélération de l'interface instable devient trop faible, les IRT se retrouvent dans une situation d'autosimilarité ce qui stoppe prématurément leur évolution. L'interface n'est dès lors plus instable au sens des IRT. Nous reviendrons sur ce point dans le paragraphe abordant le taux de croissance. Observation supplémentaire ; en traçant les asymptotes, voir les courbes en pointillés de la **figure 5.6**, nous pouvons approximativement déterminer les temps d'inflexion des courbes de chacune des mousses. Pour 20, 100 et 500 mg.cm^{-3} nous trouvons respectivement un temps d'inflexion de 27, 32 et 43 ns. Ces temps peuvent être associés au temps de bascule correspondant à la transition entre la phase linéaire et celle non-linéaire. En effet, visuellement, ces temps semblent correspondre au passage des deux régimes, voir **figure 5.7**.

Néanmoins, sachant que l'amplitude initiale des modulations est dans les trois cas la même, 8 microns, nous pouvons affirmer que la densité de la mousse influence la vitesse de croissance des IRT mais ne semble pas changer les dimensions spatiales caractéristiques d'évolution des IRT. La densité de la mousse agit, comme nous allons le voir dans la section suivante, également sur les profils de vitesse et de décélération.

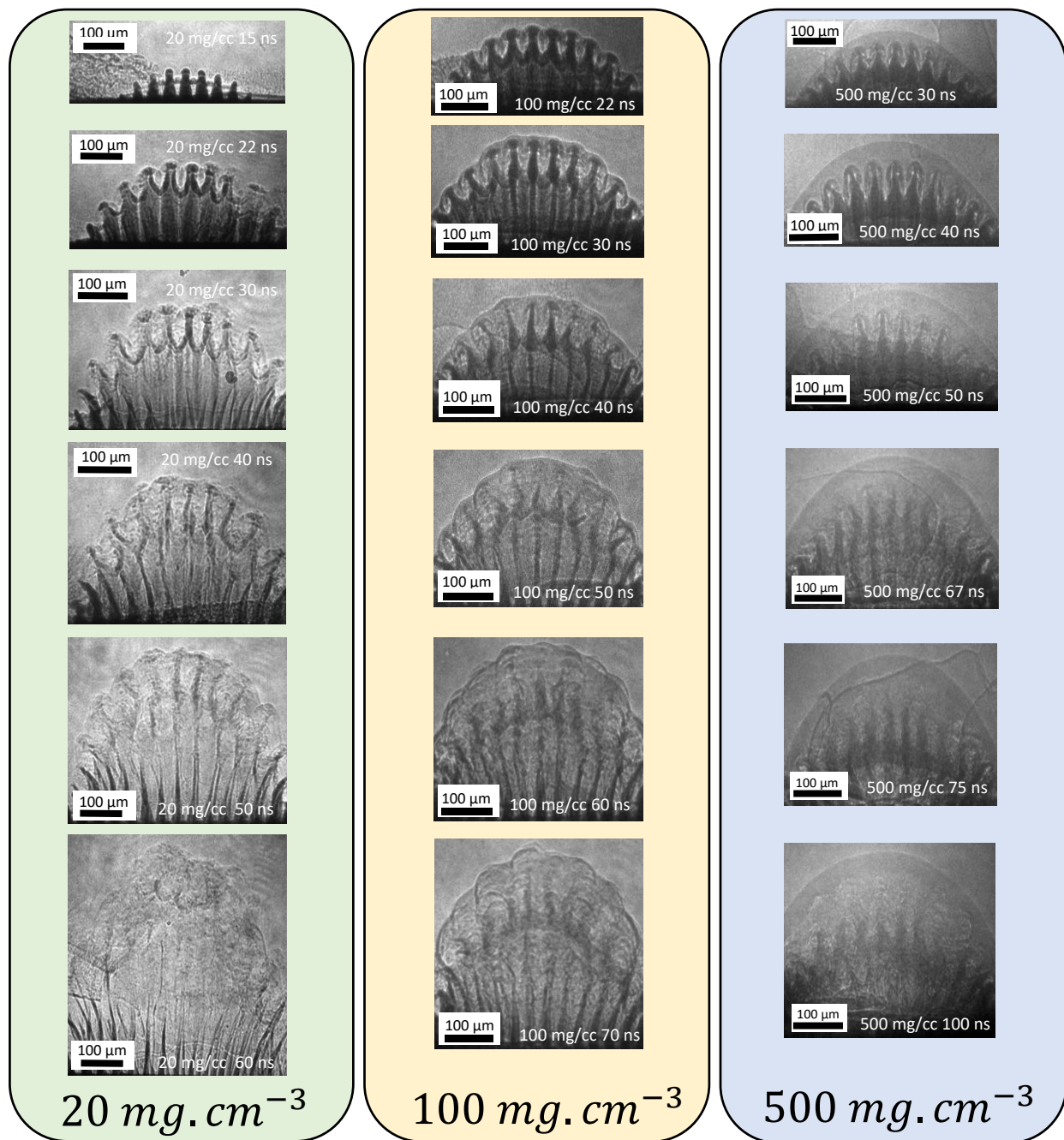


Figure 5.7 : Dynamique pour chacune des trois densités de mousses obtenue avec les radiographies x des cristaux LiF. Le laser vient à chaque fois du bas de la radiographie. Nous voyons pour chacune des trois densités le passage entre les phases linéaire, non-linéaire et turbulente aux temps longs. Cette évolution se fait d'autant plus rapidement que la densité de mousse est faible.

- **Vitesse et décélération :**

En toute logique les vitesses et décélérations de l'interface vont être différentes d'une densité de mousse à l'autre. En effet, plus la mousse est dense et plus la masse balayée par l'interface sera grande et par conséquent, ralentira d'autant plus vite. Obtenir la vitesse du choc et de l'interface, et donc leur accélération, nous permet, en plus de calculer le taux de croissance au cours du temps, d'étalonner nos simulations 2D FLASH.

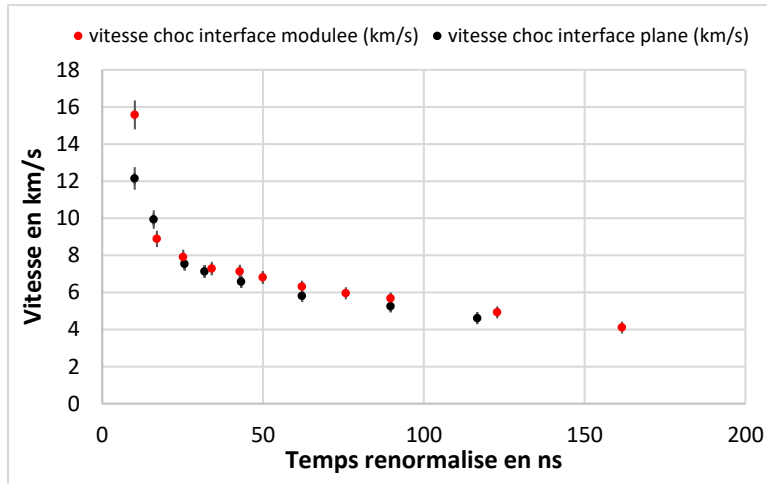


Figure 5.8 : Représentation de la vitesse du choc en fonction du temps pour la mousse de 100 mg.cm^{-3} . Les cibles plates et modulées donnent les mêmes profils de vitesses. Nous précisons qu'en cas d'absence d'observation claire du choc, nous le supposons accolé aux pics et nous prenons donc la position de ces derniers comme position pour le choc.

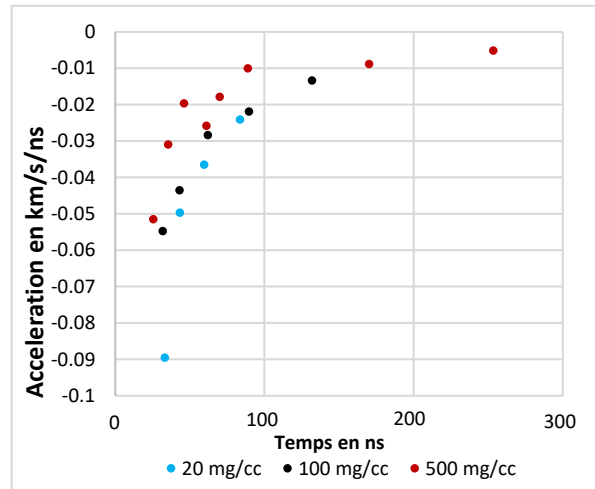
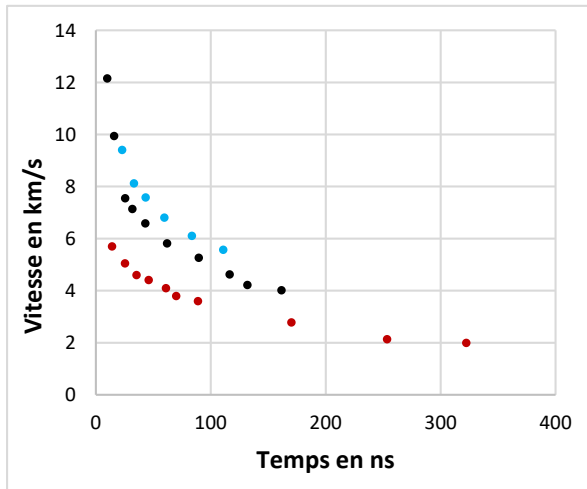


Figure 5.9 et 5.10 : Représentation de la vitesse à gauche, et de l'accélération à droite, de l'interface en fonction du temps pour les trois densités de mousse. Les données des mousses 20, 100 et 500 mg.cm^{-3} sont respectivement en bleu, noir et rouge.

Pour cela, nous pouvons indifféremment utiliser les cibles plates ou modulées car comme nous le voyons dans la **figure 5.8**, les profils de vitesses sont les mêmes pour les deux types de cible. Ainsi, nous contrainsons l'intensité laser utilisée dans nos simulations 2D FLASH jusqu'à retrouver le même profil de vitesse pour le choc. Nous allons dans un premier temps présenter et discuter les vitesses et décélérations mesurées, ensuite nous comparerons les résultats de nos simulations avec les données expérimentales.

Comme attendu, la vitesse augmente lorsque la densité de la mousse diminue. Entre 25 et 100 ns, la vitesse moyenne de l'interface est respectivement pour les mousses de 20, 100 et 500 mg.cm^{-3} de 7.3, 6.4 et 4.6 km.s^{-1} (voir **figure 5.9**). En revanche, les profils de décélérations sont, malgré les différentes densités de mousse, globalement les mêmes. En effet, dans la **figure 5.10** la décélération est représentée en fonction du temps pour les trois densités de mousse, et nous remarquons que malgré des vitesses différentes, les interfaces ralentissent quasiment de la même façon. La différence majeure se fait

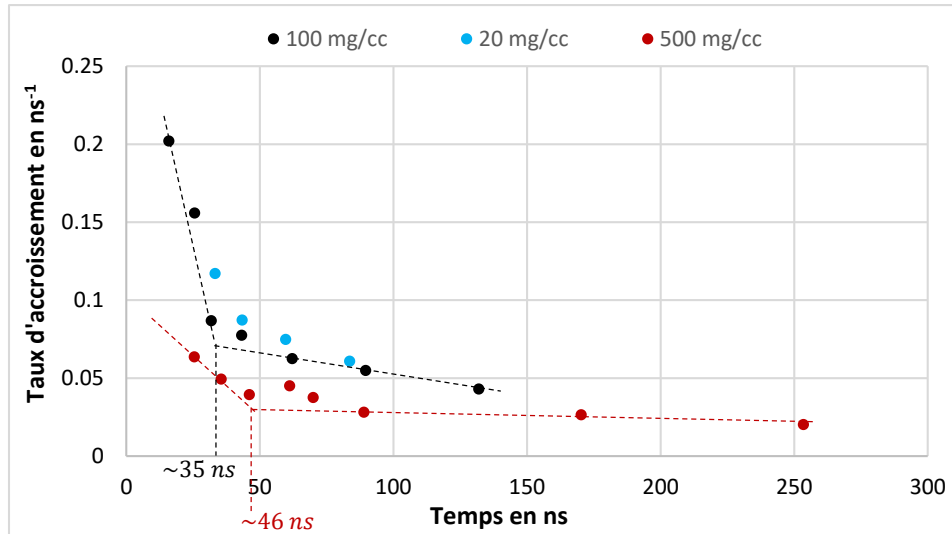


Figure 5.11 : Le taux d'accroissement classique des IRT est représenté en fonction du temps pour les trois densités de mousse.

principalement dans les premières nanosecondes où l'on voit que plus la densité est élevée et plus la décélération est grande et apparaît rapidement. En revanche, à partir de 20 nanosecondes, le profil de décélération s'uniformise pour les trois densités de mousse. Au passage, notons que la décélération n'est pas constante au cours du temps. Cela représente d'ailleurs la plus grosse problématique concernant l'application des modèles prévoyant la taille de la zone de mélange, car ceux-ci, nécessitent de supputer l'accélération comme étant soit constante [LINDEN-1994], soit équivalente à un pic de Dirac [DIMONTE-2000] (accélération impulsionnelle). Certains modèles proposent de modéliser l'action d'un champ accélérateur en incluant une dépendance au temps autre [DIMONTE-1996] mais aucun ne se rapproche suffisamment de notre cas. Dans notre cas, il est difficile de modéliser la taille de la zone de mélange par un modèle de portée-trainée car, en sus du profil d'accélération qui ne permet pas une intégration facile des équations, l'amplitude initiale des modulations est trop grande. Nous sommes, dès les premiers instants, hors du champ théorique que décrivent la plupart des modèles de portée-trainée, à savoir, dans la phase linéaire.

- Le taux de croissance :

A partir de ces données de décélération nous sommes maintenant capables de déterminer le taux de croissance des IRT en fonction du temps (voir **figure 5.11**). Précisons seulement que normalement, le nombre d'Atwood, A_n , dépend du temps. Or il est très difficile de l'évaluer au cours du temps à partir de nos données expérimentales. C'est pour cela que, dans les formules du taux d'accroissement, nous utiliserons le nombre d'Atwood initial de chaque mousse.

Pour calculer le taux de croissance, nous allons utiliser la formule (III. 12) du **chapitre III**. Cette formule définit le taux de croissance classique, n , des IRT dans leur phase linéaire. Bien que la viscosité semble jouer un rôle en favorisant l'apparition d'instabilités secondaires dans la phase non-linéaire du développement des IRT, la formule que nous rappelons ici :

$$n = \sqrt{A_n k g} \quad (V.4)$$

avec k le vecteur d'onde et g l'accélération, reste valable dans la phase linéaire des IRT et nous permet de mieux délimiter la transition entre ces deux phases.

Notamment, un élément qui permet de différencier les deux phases est la cassure de pente qui apparaît dans la **figure 5.11**. Celles-ci coïncident avec les temps où, visuellement, les instabilités secondaires se développent dans la **figure 5.7** ainsi qu'avec les temps d'inflexion mesurés sur la **figure 5.6**. En effet, nous mesurons une cassure de pente à, respectivement pour 100 et 500 $mg.cm^{-3}$, 35 ns et 46 ns.

C'est ici qu'une discussion intéressante prend place. Revenons un instant sur la question de la saturation de la zone de mélange. Le profil d'accélération montre une nette diminution de la valeur de la décélération de l'interface au cours du temps, ce qui se traduit également par une diminution du taux de croissance des IRT. En effet, selon la **figure 5.11**, après 50 ns, le taux de croissance des IRT des trois densités de mousses tombe sous la barre des 0.05 ns^{-1} . Cette faible valeur du taux de croissance peut tout à fait entamer l'arrêt de l'évolution des IRT, d'autant plus que ce taux ne fait que décroître encore plus par la suite. Pour s'en assurer il serait intéressant de reproduire ce schéma d'expérience en allongeant le temps de décélération, soit en augmentant la durée de l'impulsion laser tout en conservant la même intensité surfacique, soit en augmentant l'énergie du faisceau en gardant la même durée d'impulsion, ce qui revient à augmenter l'intensité laser.

Un dernier point de discussion est la différence du développement des instabilités secondaires. Dans le cas des IKH par exemple, le taux est, nous le rappelons, proportionnelle au produit des densités dans un régime incompressible :

$$\tau_{IKH} = k\Delta U \frac{\sqrt{\rho_1\rho_2}}{\rho_1+\rho_2} \quad (V.5)$$

avec k le vecteur d'onde de la perturbation, ΔU le gradient de vitesse aux abords de l'interface, ρ_1 et ρ_2 les densités massiques des deux fluides. Or, dans le cas des mousses les plus denses, le choc se détache sérieusement de l'interface des IRT et des IKH (voir **figure 5.7**). La matière y étant donc déjà mise en mouvement et choquée, le comportement des fluides se rapproche de celui de fluides incompressibles, d'où l'emploi de la formule (V.5). Nous comprenons donc que plus la densité de la mousse est élevée, et plus les IKH vont se développer et donc apparaître rapidement. Cette dernière assertion corrobore ce que nous observons sur la **figure 5.7**. Dès les premiers instants, un élargissement des doigts est visible pour la mousse de 500 $mg.cm^{-3}$ (autour de 15 ns). Chose que nous remarquons qu'à partir de respectivement 22 et 30 ns pour les mousses de 100 et 20 $mg.cm^{-3}$.

• Les simulations

Voyons maintenant les résultats que nous obtenons dans nos simulations. Celles-ci ont préalablement été étalonnées en termes d'intensité laser afin que la position et vitesse du choc et de l'interface coïncident avec celles de notre expérience. La discussion à leur propos ne se fera pas outre mesure car déjà réalisées dans les travaux de G. Rigon [[RIGON-THÈSE](#)], elles ne vont apporter ici qu'une quantité limitée d'informations nouvelles.

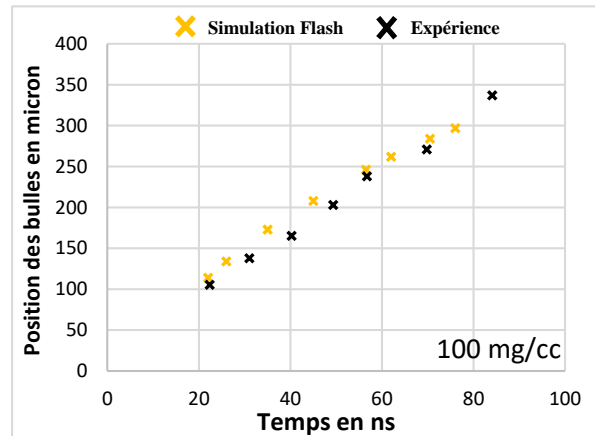
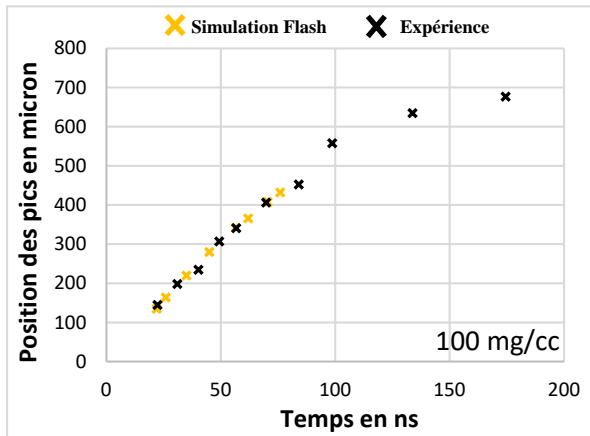


Figure 5.12 et 5.13 : Représentation de la position, des pics à gauche et des bulles à droite, en fonction du temps pour une mousse de 100 mg/cm^3 . Nous y comparons les résultats expérimentaux aux mesures faites sur nos simulations 2D FLASH.

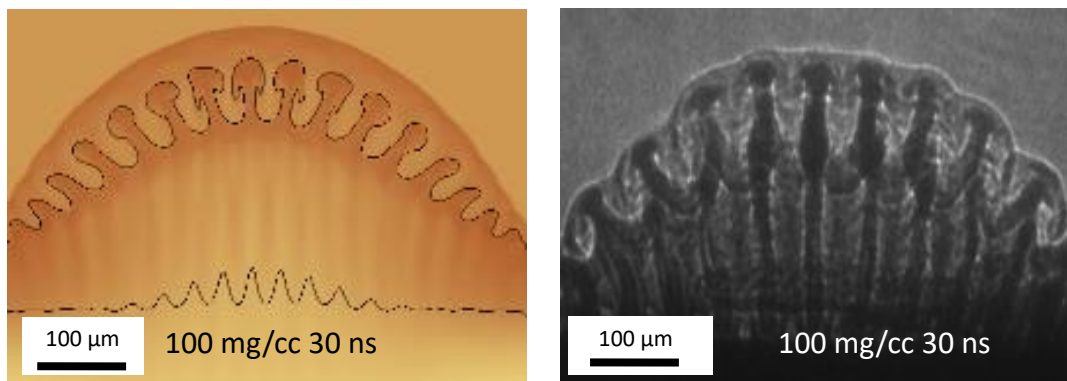


Figure 5.14 : Comparaison entre une simulation 2D FLASH à gauche et une image radiographique issue de notre expérience. Les deux images correspondent à celles d'une mousse de 100 mg/cm^3 30 ns après le début de l'impulsion laser.

Nous avons réalisé, grâce à FLASH, des simulations 2D en géométrie cartésiennes utilisant une grille aux mailles adaptatives. Ce raffinement des blocs et cellules se fait, dans nos simulations, selon les forts gradients de densité massique, température électronique, température ionique et de pression. Le maillage est quant à lui constitué de 4 blocs selon chaque axe avec un raffinement maximal de 6. Sachant que le domaine va de -350 à $+350$ selon l'axe des x (voir **figure 5.1**) et de -200 à $+500$ dans l'axe des y , nous obtenons une résolution maximale de 0.34 microns. En ce qui concerne la résolution des équations lors du passage d'un pas de temps à un autre, un solveur de Riemann de type « HLLC » à l'ordre 2 est utilisé avec un limiteur de pente de type « mc ». Comme à leur habitude, les opacités sont tabulées en 40 groupes allant de 0.1 à $20\,000$ eV tandis que des tables SESAME sont utilisées pour les équations d'état. Enfin, une intensité laser surfacique de $5.0 \times 10^{12} \text{ W.cm}^{-2}$ est retenue.

Désormais, voyons les résultats fournis par nos simulations. Nous pouvons notamment comparer la position des pics et des bulles entre les simulations et l'expérience. Comme nous pouvons le voir dans les **figures 5.12** et **5.13**, une fois la bonne intensité laser trouvée, un bon accord entre simulation et expérience est observé sur la position des pics au cours du temps. Entre 20 et 70 nanosecondes, une légère surestimation de la position des bulles dans nos simulations est cependant à notifier. Nous précisons que les données des simulations s'arrêtent à 75 nanosecondes car simuler sur des temps plus longs exige des ressources numériques et temporelles bien plus importantes. Il nous est difficile de

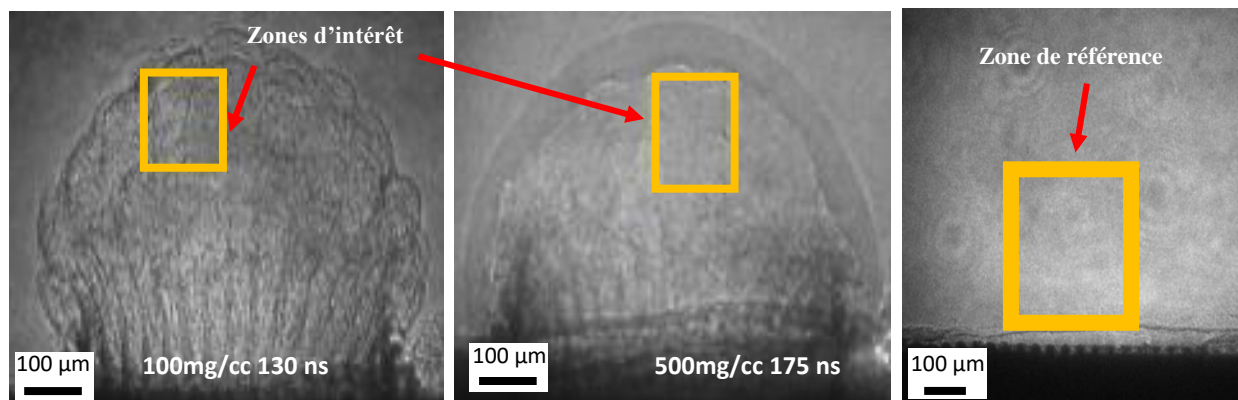


Figure 5.15 : Exemples de zones d'intérêt prélevées dans nos radiographies x et utilisées dans notre protocole d'analyse de la turbulence. L'image à gauche et au centre correspondent respectivement à une radiographie d'une mousse de 100 et de 500 mg. cm^{-3} . L'image de droite correspond quant à elle à une image de référence, autrement dit, à une radiographie réalisée avant que le tir n'ait vraiment lieu. Le spectre issu de cette image sera utilisé comme un spectre de référence témoignant de l'absence de turbulence et de la présence du bruit de fond.

prolonger sur des temps si longs nos simulations tout en gardant une résolution élevée, résolution nécessaire pour la bonne description et simulation des IRT.

En plus de la position des pics et des bulles, les simulations nous permettent de reproduire les structures des IRT qui se forment suite à l'apparition des instabilités secondaires. Par exemple, dans la **figure 5.14**, nous pouvons voir la correspondance que nous retrouvons entre la déformation des pics dans une de nos simulations et celles observées sur une radiographie expérimentale.

- 2 - Turbulence

En sus de l'étude paramétrique présentée dans la partie précédente, nous avons mené une analyse de la turbulence. Cette phase de dissipation ultime de l'énergie apparaît dans nos données car les instabilités que nous générons permettent d'initier ce processus de dissipation énergétique. Nous allons dans un premier temps présenter le protocole permettant, depuis les données expérimentales, d'obtenir un spectre de puissance et donc de caractériser la turbulence. Nous verrons ensuite le résultat de nos analyses.

- **Le protocole**

Afin d'étudier la turbulence, qui nous le rappelons se définit par : un écoulement à caractère imprévisible et tourbillonnaire incluant des structures aux nombreuses échelles spatiales et temporelles ; allant de la dimension d'injection d'énergie souvent donnée par la dimension caractéristique d'une instabilité jusqu'aux plus petites échelles où la viscosité diffuse l'énergie cinétique sous forme de chaleur, le tout indépendamment des conditions initiales – nous devons adopter une approche statistique. Dans cette section nous présentons le protocole employé pour obtenir nos spectres de puissance, des détails supplémentaires sont disponibles dans [[RIGON-THESE](#)]

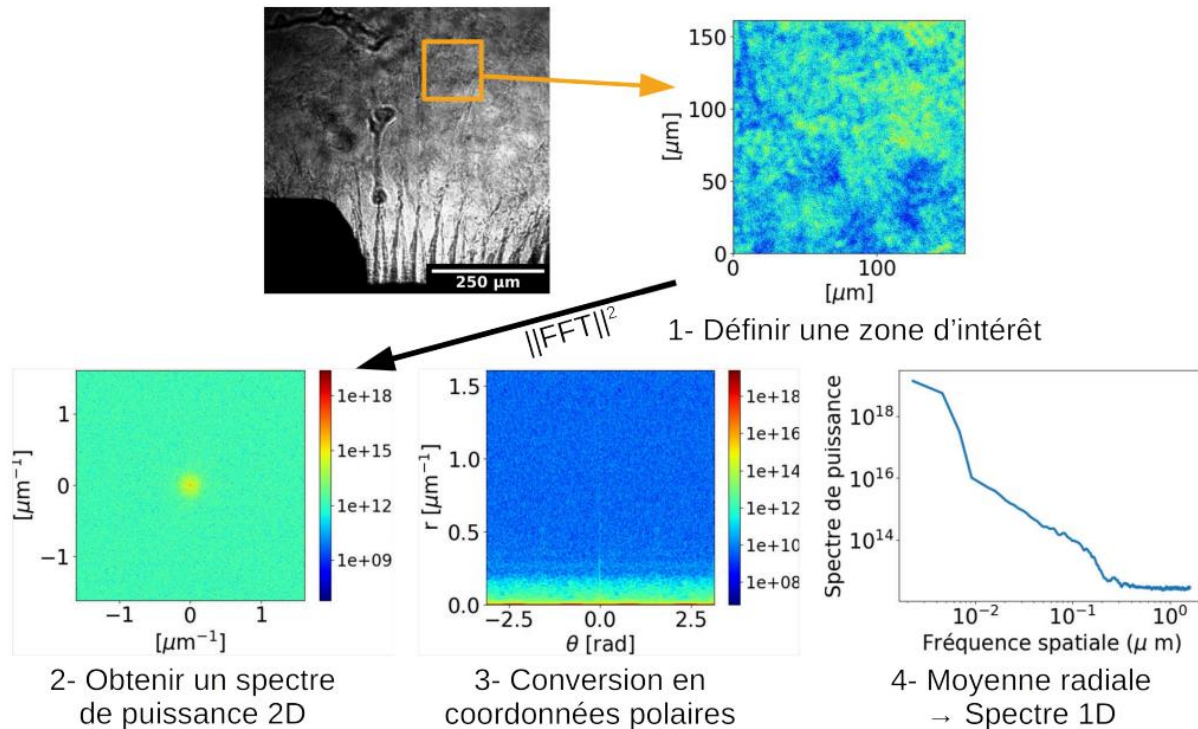


Figure 5.16 : Résumé schématisé du protocole permettant, à partir des radiographies x de notre expérience, d'obtenir les spectres de puissance de la turbulence. Crédit : [RIGON-THESE].

Pour cela, nous commençons par déterminer une zone d'intérêt sur nos radiographies. Par zone d'intérêt il faut comprendre une zone susceptible de présenter un aspect turbulent (voir **figure 5.15**). Cette zone doit, de plus, être de forme carrée car la fonction mathématique que nous utilisons, à savoir une transformation de Fourier rapide, exige de l'échantillon d'avoir les mêmes dimensions sur les deux axes ainsi que de correspondre à une puissance de 2. Nous devons également sélectionner une zone où le pousseur ou tout autre partie de la cible solide n'est présente. Notons que plus la zone d'intérêt est grande et plus nous pourrons déterminer le spectre de puissance pour des fréquences spatiales petites, autrement dit pour des dimensions caractéristiques élevées.

A partir de cet échantillon, nous appliquons une transformation de Fourier 2D en utilisant un module de transformation de Fourier rapide. Sachant que le résultat de cette transformation est complexe, nous prenons alors son module au carré. De cela, nous obtenons un spectre de puissance de la distribution spatiale de l'intensité lumineuse. Ce spectre est, comme nous pouvons le voir dans la **figure 5.16**, en deux dimensions et présente une symétrie radiale qui témoigne de l'isotropie des perturbations, caractère nécessaire pour parler de turbulence et sur lequel nous reviendrons dans la discussion de nos analyses.

Il faut ensuite moyenner la valeur du spectre selon l'axe de symétrie radiale. Pour cela, il nous faut transformer les coordonnées cartésiennes de chaque point en coordonnées polaires grâce à une interpolation linéaire. Le résultat obtenu correspond alors à l'étape 3 de la **figure 5.16**. Il ne reste plus qu'à moyenner le spectre pour chaque valeur du rayon en faisant varier la coordonnée angulaire.

Par ce protocole, nous obtenons ainsi un spectre de puissance 1D de la répartition spatiale de l'intensité lumineuse. Nous souhaitons dire quelques mots sur les hypothèses liées à cette analyse. Celles-ci

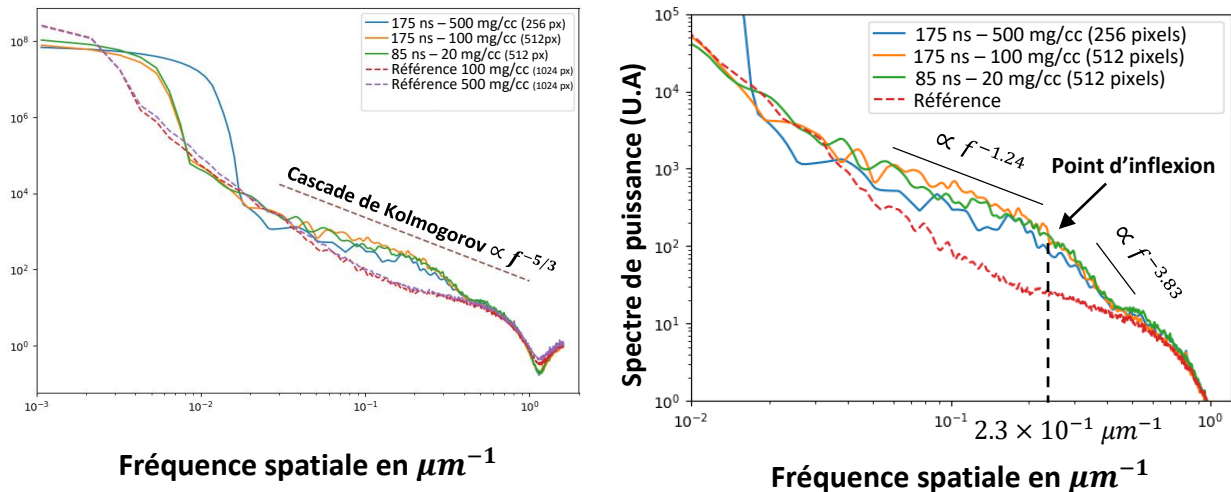


Figure 5.17 : A gauche, comparaison entre trois spectres chacun obtenu pour une densité de mousse différente. Ces spectres sont issus de radiographies prises à des temps tardifs et donc, le plus susceptible de correspondre à de la turbulence. A droite, mêmes spectres que la figure de droite avec un grossissement réalisé sur la partie d'intérêt. Les plateaux observés dans la figure de gauche pour les fréquences spatiales faibles sont dus aux limites de résolution relatives à la taille de la zone d'intérêt utilisée.

correspondent à celles énoncées dans la partie relative à la turbulence du **chapitre III**, à savoir l'isotropie de la turbulence et ce, en 3D, ce qui explique d'ailleurs l'impossibilité de reproduire la turbulence dans nos simulations 2D. Dans notre cas, nous devons également faire l'hypothèse d'ergodicité qui implique que la valeur moyenne d'une grandeur calculée de manière statistique est égale à la moyenne des valeurs mesurées au cours du temps.

Maintenant, discutons des résultats de l'analyse de nos données.

- **Les résultats et interprétation de l'analyse**

- **Les résultats :**

Nous allons ici décrire les principaux résultats de notre étude de la turbulence. L'interprétation et la discussion du sens de ces résultats se fera dans le paragraphe immédiatement après.

Dans la **figure 5.17**, nous avons rapporté la comparaison de spectres de puissance. Commençons par considérer la vue d'ensemble des spectres de la figure de gauche. Ces spectres sont ceux correspondant à des temps tardifs de l'évolution des IRT pour les trois densités de mousse : 80 ns pour 20 mg.cm⁻³ et 175 ns pour 100 et 500 mg.cm⁻³. Ces temps tardifs sont ceux auxquels l'évolution des IRT est le plus susceptible de dégénérer et de présenter un aspect turbulent. La courbe en pointillés correspond au spectre de puissance d'une zone de référence dont une typique est représentée dans la radiographie de droite de la **figure 5.15**. Elle nous sert de point de comparaison afin de mettre en évidence l'existence de turbulence. Notons d'ailleurs que ce spectre de référence est le même pour toutes les zones de référence que nous avons eu le loisir de tester, aucune différence en dehors des barres d'erreur n'a été observée.

Décrivons les spectres de cette figure pour les fréquences spatiales inférieures à $1 \times 10^{-2} \mu\text{m}^{-1}$. Nous observons une différence entre le spectre de 500 mg.cm⁻³ et ceux de 20 et 100 mg.cm⁻³ dès $1 \times 10^{-2} \mu\text{m}^{-1}$. De même, une différence entre ces deux derniers spectres et celui de référence s'observe une fois passé sous la barre dès $8 \times 10^{-3} \mu\text{m}^{-1}$. Ces écarts dans les basses fréquences entre les spectres

de puissance des zones de turbulence et celui de la zone de référence ne correspondent pas à quelque chose de physique. Ces écarts sont en réalité dus au fait que les zones d'intérêt dans les 4 cas : 20, 100, 500 mg.cm⁻³ et la référence, n'ont pas les mêmes dimensions. En effet, l'échantillon du cas 500 mg.cm⁻³ mesurait 256 pixels de côté, ceux dans les cas 20 et 100 mg.cm⁻³, 512, et la dernière, celle utilisée en tant que référence, mesurait 1024 pixels de côté. Or, plus la dimension de l'échantillon est grande, et plus le spectre pourra remonter aux basses fréquences spatiales. En effet, rappelons que les basses fréquences spatiales correspondent aux grandes dimensions spatiales. Par exemple, un échantillon de 100 x 100 microns ne pourra pas donner d'informations pour des fréquences spatiales inférieures à $\sigma = \frac{1}{100 \mu m} = 1 \times 10^{-2} \mu m^{-1}$ car celles-ci correspondent à des dimensions spatiales supérieures à 100 microns. Nous pouvons d'ailleurs vérifier ces dires en retrouvant les positions où les spectres ne semblent plus être physique à partir de la taille de l'échantillon. Un échantillon de dimension 256, 512 ou 1024 pixels correspond physiquement à respectivement à un carré de 164, 328 et 656 microns. Si l'on suppose que la plus grande dimension spatiale que l'on puisse correctement considérer dans nos spectres est égale à la moitié de la dimension de l'échantillon alors nous trouvons que la fréquence spatiale à partir de laquelle le spectre n'est plus physique est respectivement pour 256, 512 et 1024 pixels : $1.2 \times 10^{-2} \mu m^{-1}$, $6.1 \times 10^{-3} \mu m^{-1}$ et $3 \times 10^{-3} \mu m^{-1}$. Ce qui correspond quasi exactement à la position relevable sur la **figure 5.17**. Comme toutes les radiographies ne permettaient pas de prélever un échantillon de la même dimension (présence de défaut dans la mousse ou encore trop grande présence de la cible solide), nous avons représenté les spectres issus à chaque fois de la plus grande zone disponible pour la radiographie en question, ce qui explique les écarts observés.

En ce qui concerne le plateau qui se dessine pour les fréquences inférieures à $2.5 (\pm 0.1) \times 10^{-3} \mu m^{-1}$, cela correspond à de grandes dimensions spatiales qui peuvent être associées à une contribution constante dans la distribution de l'intensité lumineuse. Il faut cependant considérer cette gamme de fréquences spatiales avec prudence ainsi que le plateau qui y apparaît car il ne correspond sûrement pas à quelque chose de physique étant donné qu'il se situe en-deçà de la limite de résolution dont nous parlions dans le paragraphe précédent.

Intéressons-nous désormais à la partie des hautes fréquences, et plus particulièrement à celles supérieures à $8 \times 10^{-1} \mu m^{-1}$. Cette région montre la limite de résolution et de détection de nos détecteurs. Autour de 1 micron, il n'est plus possible de résoudre ni de détecter un signal suffisamment correctement. D'ailleurs, le rebond que nous voyons après 1 micron n'est sans doute pas physique car, comme nous venons de le dire, les fréquences spatiales concernées dépassent clairement les limites de résolution de nos détecteurs.

Maintenant que nous avons décrit les parties extrêmes de nos spectres, nous pouvons nous focaliser sur la partie qui contient les informations physiques qui nous intéressent. Cette région se situe entre $3 \times 10^{-2} \mu m^{-1}$ et $5 \times 10^{-1} \mu m^{-1}$ (voir partie gauche de la **figure 5.17**). Nous y observons une cassure de pente dans les trois spectres, qui par ailleurs sont identiques aux barres d'erreur près, erreur dues aux différentes dimensions des échantillons. Le point d'inflexion apparaît autour de $2.3 \times 10^{-1} \mu m^{-1}$ et comme renseigné sur la **figure 5.17**, l'évolution des pentes se faisant en f^q avec f la fréquence spatiale, nous mesurons des pentes de $q = -1.24 \pm 0.5$ et $q = -3.83 \pm 0.3$.

Passons à la description des spectres de la **figure 5.18**. Ces courbes sont des spectres de puissance de la mousse de 100 mg.cm⁻³ pour trois différents temps : 100, 130 et 175 ns. Les parties extrêmes et décrites précédemment dans le cas de la **figure 5.17** sont ici en tout point similaires. C'est pour cette raison que

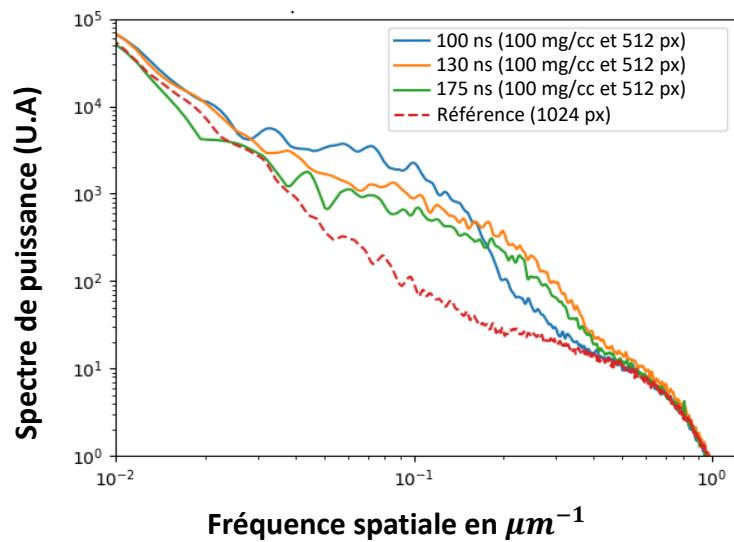


Figure 5.18 : Comparaison de spectres tous obtenus avec une mousse de 100 mg. cm^{-3} pour trois temps différents : 100, 130 et 175 ns.

la **figure 5.18** ne montre que la partie centrale du spectre qui elle diffère. Nous observons principalement deux choses : la cassure de pente est toujours présente dans les trois spectres, et, les trois courbes ne sont pas similaires. En effet, au temps le plus court, 100 ns, le spectre diffère significativement des deux autres. Le point d'inflexion se situe non pas autour de $2.3 \times 10^{-1} \mu\text{m}^{-1}$ comme les deux autres spectres mais plus autour de $1.5 \times 10^{-1} \mu\text{m}^{-1}$. Nous observons, grâce à cette figure, l'évolution du spectre au cours du temps. Un transfert semble se réaliser depuis les fréquences spatiales situées entre $3 \times 10^{-2} \mu\text{m}^{-1}$ et $1 \times 10^{-1} \mu\text{m}^{-1}$ vers la plage de fréquences comprise entre $1.5 \times 10^{-1} \mu\text{m}^{-1}$ et $4 \times 10^{-1} \mu\text{m}^{-1}$. Nous reviendrons sur ce point dans le paragraphe suivant qui s'affaire à interpréter les observations faites ici.

- **Interprétation :**

La première chose que nous allons ici discuter concerne l'aspect turbulent ou non de nos zones d'intérêt. La turbulence se caractérise par une indépendance aux conditions initiales ainsi qu'une invariance temporelle. De plus, la turbulence doit montrer un caractère isotrope dans la répartition des structures qui lui permettent de transporter puis de dissiper l'énergie. Ce que nous observons dans nos résultats, c'est une invariance temporelle de nos spectres lorsque la phase de turbulence est atteinte. En effet, il a été question d'une évolution temporelle du spectre dans la **figure 5.18**, et ce que l'on note, c'est l'invariance du spectre une fois passé un certain temps seuil, qui lui dépend de la densité de la mousse. Cela fait tout à fait sens car le temps d'évolution qui mène les IRT à la phase de turbulence dépend justement de la vitesse d'évolution de ces IRT, qui lui varie selon les conditions initiales. Mais une fois que la phase turbulente est atteinte, le spectre de puissance ne varie plus et montre une claire indépendance aux conditions initiales, comme le prouve d'ailleurs l'exacte similarité des trois spectres de puissances de la turbulence provenant de trois densités de mousse différentes de la **figure 5.17**.

De même, l'isotropie est respectée dans nos spectres 2D en coordonnées cartésiennes. Nous y observons une claire symétrie radiale. Tous ces éléments laissent penser qu'une phase turbulente a, bel et bien, été atteinte lors de notre expérience.

Revenons maintenant sur les différentes pentes mesurées. La principale théorie décrivant la turbulence, celle de Kolmogorov [KOLMOGOROV-1991], précise qu'à partir de l'échelle d'injection de l'énergie dans le système, assimilable dans notre cas à la taille de la zone de mélange, des structures appelées tourbillons ou vortex aux tailles décroissantes transportent l'énergie depuis cette première échelle spatiale d'injection vers des échelles plus petites jusqu'à atteindre l'échelle de dissipation ultime de l'énergie désignée par l'échelle spatiale de Kolmogorov. Tout au long de ce transport de l'énergie, cette théorie prédit que la cascade du spectre de puissance doit avoir une pente supérieure ou égale à $-5/3$ alors que la pente de dissipation, bien que peu étudiée, est généralement donnée avec une pente autour de -6 [RIGON-THÈSE ; SADDUGHI-1994].

La valeur de notre première pente, -1.24 ± 0.5 , ne semble pas tout à fait respecter la théorie de Kolmogorov, même si nos barres d'erreur comprennent la pente de $-5/3$. Cela peut s'expliquer par un éloignement possible des conditions de notre expérience du cadre hypothétique dans lequel s'inscrit la théorie de Kolmogorov, à savoir un écoulement purement hydrodynamique et des fluides incompressibles. En effet, nos fluides sont légèrement compressibles et également, légèrement ionisés. Dans ces conditions, des phénomènes de transport non locaux de l'énergie pourraient modifier la pente du spectre de puissance de la turbulence. Par exemple, dans [ZHOU-2001], différentes pentes pour la cascade de transport du spectre de puissance sont obtenues en considérant des hypothèses initiales différentes.

La seconde pente, qui dans nos résultats est mesurée à -3.83 ± 0.3 , laisse penser que nous voyons ici la cascade de dissipation finale de l'énergie. En effet, nous semblons retrouver dans cette région la cascade de dissipation décrite dans la **figure 3.18** du **chapitre III** car les fréquences spatiales de cette zone correspondent à une échelle micrométrique. Le point d'inflexion se situe à $2.3 \times 10^{-1} \mu m^{-1}$, soit à $4.3 \mu m$, ce qui peut être compris comme l'échelle ultime de dissipation de l'énergie.

Un dernier aspect doit être abordé afin de nous aider à déterminer le caractère turbulent ou non de nos spectres, l'évaluation du nombre de Reynolds. Il est habituellement admis qu'un nombre de Reynolds au niveau de l'échelle d'injection de l'énergie $R_e > 10^{3-4}$ permet d'atteindre des phases de turbulence. Pour l'évaluer nous avons plusieurs possibilités. La première consiste à utiliser la formule de Braginskii [ROBEY-2004] que nous rappelons ici :

$$\nu = 3.3 \times 10^{-5} \frac{T^{\frac{5}{2}} A^{\frac{1}{2}}}{Z^4 \rho \ln(\Lambda)} \quad (V.6)$$

avec ν la viscosité cinématique en $cm^2 \cdot s^{-1}$, T la température ionique en eV, ρ la densité en $g \cdot cm^{-3}$, A le nombre de masse de l'atome, Z son numéro atomique et $\ln(\Lambda)$ le logarithme coulombien. Obtenant une viscosité de quelque $10^{-7} cm^2 \cdot s^{-1}$ grâce à cette formule et en prenant une vitesse caractéristique de $3 km \cdot s^{-1}$ ainsi qu'une longueur caractéristique de 80 microns, qui correspond à la taille de la zone de mélange aux temps longs, nous obtenons un nombre de Reynolds de $R_e = 3 \times 10^{10}$. Ce nombre de Reynolds est clairement surestimé, chose due à l'utilisation de la formule (V.6).

Nous pouvons procéder autrement en utilisant les formules (III.43) des échelles caractéristiques d'injection de l'énergie λ_T , et (III.40) de l'échelle de Kolmogorov η_k du chapitre III. En effet, le rapport des deux nous permet d'isoler le nombre de Reynolds. Nous trouvons ainsi :

$$Re = \frac{1}{225} \left(\frac{\lambda_T}{\eta_k} \right)^4 \quad (V.7)$$

Pour cela, il nous faut considérer que l'échelle d'injection d'énergie correspond à la taille de la zone de mélange, soit 80 microns, et que la dimension associée à l'abscisse du point d'inflexion mesurée dans nos spectres, 4.3 microns, est assimilable à la dimension de Kolmogorov. Dans ce cas nous obtenons un nombre de Reynolds de 1300, ce qui est bien moins que la valeur trouvée précédemment. Cette valeur ne permet pas de conclure avec certitude que le système se situe dans un régime de turbulence, mais il nous indique que les conditions semblent tout de même être réunies pour que cela soit le cas.

- **Comparaison des résultats avec la campagne SACLA précédente**

Nous allons ici brièvement comparer nos résultats à ceux obtenus lors de la précédente campagne expérimentale menée sur le XFEL a SACLA et analysés par G. Rigon.

Lors de cette campagne, des spectres de puissance de la turbulence ont également été obtenus. Ceux-ci présentent quelques différences que nous allons ici exposer. En effet, une cassure de pente est également observée dans les spectres de puissance donnant toutefois des pentes différentes aux nôtres $q = -1.77 \pm 0.19$ et $q = -6.5 \pm 1.3$.

Concernant la première pente, nous remarquons que les barres d'erreurs permettent d'accorder les deux résultats, la différence est cependant plus importante dans le cas de la seconde pente, celle de la cascade de dissipation finale de l'énergie. Une explication possible pour cette dernière différence proviendrait de l'amélioration de la résolution des radiographies entre les deux campagnes. En effet, la résolution a été améliorée dans l'expérience analysée dans ce chapitre par rapport à celle des données utilisées dans la thèse de G. Rigon. Cela a notamment été permis par une amélioration des cristaux LiF (réduction de l'épaisseur du cristal).

Une pente plus abrupte, autrement dit un coefficient de pente plus petit, pourrait tout à fait témoigner de la limite de résolution qui était dans le cas de G. Rigon moins bonne que dans notre cas. Les structures les plus petites seraient ainsi noyées dans celles aux dimensions supérieures ce qui supprimerait leur contribution à la répartition de l'intensité lumineuse et donc accentuerait la pente sur le spectre de puissance.

La seconde différence majeure entre nos données et celles analysées ainsi que présentées dans [RIGON-THÈSE] est l'absence totale de la « bosse » dans nos spectres. Cette bosse, dont l'origine fait l'objet de discussions nourries dans la thèse de Gabriel et qui est rapportée dans [RIGON-2021(2)] ne semble finalement peut être pas due à un processus physique mais proviendrait éventuellement de défauts de la mousse en elle-même (porosité, granularité, qualité...).

Dernier point, après s'être confronté à la même surestimation du nombre de Reynolds liée à l'utilisation de la formule de Braginskii, G. Rigon a utilisé une méthode encore différente de la nôtre pour estimer le

nombre de Reynolds aux échelles de la turbulence. Grâce à cette méthode il évalue le nombre de Reynolds à peu près 1000, ce qui est cohérent avec notre résultat, qui nous le rappelons est de 1300.

- **Conclusion sur la turbulence**

Nous avons procédé à une analyse des radiographies obtenues lors de notre expérience sur le XFEL SACLA au Japon en 2021. En prélevant des zones d'intérêt aux temps longs des évolutions des IRT nous avons pu déterminer les spectres de puissance de la répartition lumineuse. Un faisceau d'indices semble indiquer qu'un régime de turbulence a été atteint et a été observé en expérience. En effet, dans nos spectres de puissance nous avons pu retrouver une indépendance au temps ainsi qu'aux conditions initiales après un certain temps d'évolution des IRT. Ce qui fait sens avec un régime turbulent car il faut d'abord l'atteindre avant de noter une indépendance temporelle et aux conditions initiales. Bien que les pentes des courbes ne suivent pas exactement celles prévues par la théorie de Kolmogorov, le nombre de Reynolds laisse penser que toutes les conditions sont réunies pour faire apparaître un régime turbulent.

Par rapport aux spectres résultant de l'analyse de G. Rigon, les deux principales différences se trouvent être les pentes de cassure ainsi que l'absence de la « bosse » dans nos spectres. La différence de résolution ainsi que des défauts dans la cible peuvent expliquer une partie de ces différences.

- **3 - Les IRT en régime radiatif**

- **Objectifs**

Cette dernière partie du chapitre vise à étudier les instabilités de Rayleigh-Taylor en régime hautement radiatif à travers le dimensionnement d'une expérience destinée à être réalisée sur une installation laser de type NIF ou LMJ. Notons que dans les faits, le dimensionnement proposé ici sera celui d'une expérience utilisant les conditions et ressources du LMJ. L'ensemble de ce travail reste cependant adaptable à d'autres installations. Le dimensionnement se fera en deux étapes, dans un premier temps grâce à des simulations 1D issues du code MULTI, puis une confirmation avec des simulations en 2D avec le code FLASH. En 1D, il est impossible de simuler le développement des instabilités, nous pourrions cependant dimensionner les différentes couches de la cible afin d'atteindre les objectifs de l'expérience, à savoir, obtenir des conditions radiatives très importantes et s'assurer d'une décélération qui permette le développement des IRT.

Pour ce faire, nous souhaitons obtenir une vitesse d'interface qui soit la plus importante possible ainsi qu'une décélération de l'interface la plus longue et constante possible. Nous rappelons d'ailleurs, que plus la vitesse du choc engendré est élevée, et plus le caractère radiatif du choc est important. Faire évoluer des instabilités dans un régime radiatif permettra de mieux comprendre les structures présentes dans les rémanents de supernovæ. L'influence du flux d'énergie par rayonnement de la matière choquée par l'éjecta et les structures à l'interface du choc de ces deux milieux n'est pas à négliger [KURANZ-2018].

- **Le régime radiatif**

Un choc hydrodynamique classique, comme il en a été question dans la première partie de ce chapitre, ne met pas, ou peu, en jeu le rayonnement. Un régime radiatif est un régime dans lequel les conditions atteintes en température, densité d'énergie... permettent au rayonnement de jouer un rôle prépondérant, autrement dit, le flux radiatif représente une partie importante du flux total du système. Comme nous l'avons vu dans le **chapitre III**, en déposant de l'énergie en amont du choc, le flux radiatif modifie notablement le milieu de propagation non encore choqué, et par conséquent, modifie la propagation et le développement des IRT. C'est notamment ce dont nous avons pu brièvement discuter dans la section « **vitesse d'ablation** » du **chapitre III**. Bien que présenté dans le cadre de la FCI, l'approche de Takabe [TAKABE-1985] prend également du sens lorsqu'un flux élevé de rayonnement est présent. La formulation du taux de croissance des IRT en prenant en compte la masse ablatée par le rayonnement en FCI sera d'ailleurs le point de départ du développement d'un modèle décrivant l'évolution de la taille de la zone de mélange pour des IRT en régime hautement radiatif [HUNTINGTON-2018] et sur lequel nous reviendrons dans la suite de cette partie.

- **Contexte**

Qu'il soit considéré seul à travers la photo-ionisation ou couplé avec l'hydrodynamique dans les phénomènes d'accrétion, d'explosion de SN, etc., le rayonnement est essentiel en astrophysique. Par exemple, dans les explosions de SN, les IRT jouent un rôle dans l'éparpillement et le développement de structures situées dans la coquille formée par la rencontre de la matière chaude éjectée de l'étoile et la matière froide du milieu interstellaire [RIBEYRE-2004]. En effet, aux temps longs, notamment lorsque l'expansion de la coquille a suffisamment progressé, les instabilités de type Rayleigh-Taylor deviennent significatives et engendrent des structures que nous pouvons parfois observer depuis la Terre. Comme nous l'avons d'ailleurs cité précédemment dans le chapitre, la transition de la phase linéaire vers la phase non-linéaire a déjà fait l'objet d'analyse, que nous avons également réitérées dans la première partie de ce chapitre, ainsi que d'une publication [RIGON-2021].

En ce qui concerne le rayonnement, plusieurs expériences ont déjà été réalisées par notre équipe et ce, sur plusieurs installations laser différentes [MABEY-2020 ; MICHEL-2019]. Citons par exemple l'expérience sur le LMJ ainsi que celle sur GEKKO XII dont il sera question dans le **chapitre VII** sur les chocs radiatifs. En revanche, l'interaction du rayonnement issu d'un choc radiatif avec des instabilités de type Rayleigh-Taylor n'a que peut été étudiée. Pourtant, la force radiative de ce genre de choc est susceptible de considérablement modifier l'évolution et de remodeler la forme des IRT. C'est pour cette raison que nous avons décidé d'entreprendre cette étude numérique ainsi que ce dimensionnement, afin de pouvoir, à termes, étudier les IRT en régime hautement radiatif sur une installation de laser de puissance.

Cette étude numérique ainsi que la proposition d'expérience qui en découle visent, en fusionnant nos savoir-faire et expertises sur les IRT et les chocs radiatifs, à étudier ces instabilités dans un régime hautement radiatif. Ce sujet présente, comme nous l'avons évoqué, de sérieux enjeux et intérêts. Nous nous attendons à observer une diminution significative de l'évolution des IRT par le rayonnement, surtout lorsque la longueur d'onde la modulation perturbatrice est petite [JIANG-2013]. Une expérience similaire a déjà été effectuée, notamment une, en attaque indirecte sur le NIF [KURANZ-2018]. Cependant, ces

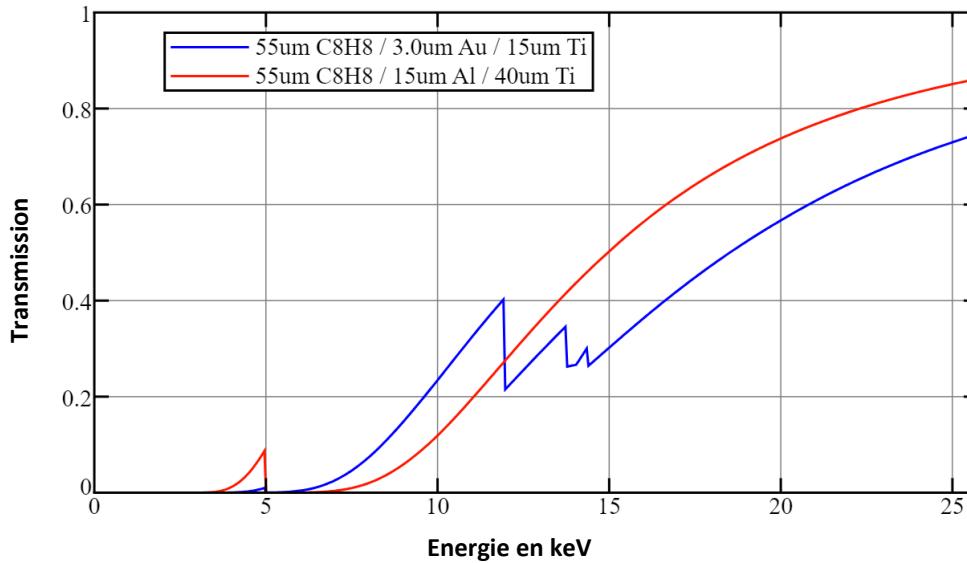


Figure 5.19 : Transmission en fonction de l'énergie des photons incidents pour deux cibles : du CH55Au3Ti15 qui est la cible optimisée pour générer un choc radiatif sur le LMJ et présentée dans [MICHEL-THESE] et du CH55Al15Ti40 qui est, comme nous le verrons, la cible optimisant nos critères pour une expérience sur le LMJ également.

expériences présentent malheureusement un caractère faiblement radiatif concernant les chocs engendrés. C'est pour cela que nous souhaitons entreprendre une expérience mobilisant une installation aux grandes ressources telle que le LMJ afin de s'assurer d'étudier les IRT dans un régime hautement radiatif.

- **Dimensionnement de la cible**

La cible ici utilisée est composée des mêmes éléments que la cible décrite dans la **figure 5.1** à deux détails près, la présence d'un bouclier et un milieu de propagation gazeux. La cible va donc être composée d'un ablateur en polystyrène d'une épaisseur proche de 50 microns, d'un bouclier et d'un pousseur. Le bouclier a initialement été choisi en or, car étant un élément lourd, numéro atomique élevée (79), il suffit de seulement 3 microns pour efficacement contrer le préchauffage [MICHEL-THESE].

En revanche, le coup élevé des cibles et de leur manufacture, doublé du fait que pour simuler une couche aussi fine sur un système de plusieurs millimètres de côté avec un code utilisant un maillage à raffinement adaptatif comme FLASH, cela exige des ressources numériques (accès à des supercalculateurs) que nous n'avons pas eu la chance d'obtenir.

Nous avons donc décider de changer le matériau du bouclier, passant de l'or à l'aluminium. Ainsi, nous pouvons à la fois réaliser nos simulations et prévenir le préchauffage efficacement, chose que la **figure 5.19** confirme. En effet, dans cette-dernière, nous comparons la transmission en fonction de l'énergie pour la cible optimisée avec de l'or [MICHEL-THESE] et la nôtre. Nous voyons que pour la partie du spectre inférieure à 12 keV, notre cible absorbe tout aussi bien, voire mieux, les rayons x. Au-delà de 12 keV, une différence de 20 pour cent est observée, mais comme nous le verrons plus tard dans le chapitre, cette différence n'aura aucun impact sur l'efficacité du blocage du préchauffage.

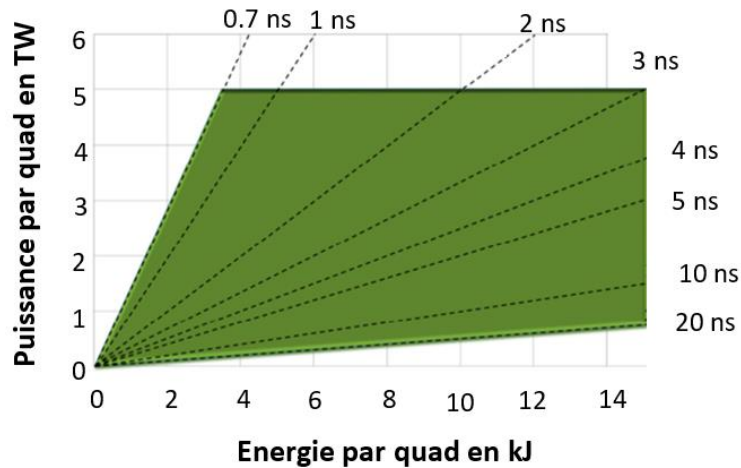


Figure 5.20 : Intensité et énergie par quad disponible au LMJ selon la durée d'impulsion du faisceau laser. Crédit : [LMJ-2020]

Quant au pousseur, qui est habituellement en plastique dopé en brome, il a dû être modifié suite au changement de bouclier. Nous avons choisi du titane, d'une épaisseur oscillant entre 20 et 60 microns, il va se détendre dans du xénon gazeux, qui sera notre milieu de propagation. Le choix d'un milieu extérieur gazeux n'est pas anodin, cela permet à l'interface d'atteindre des vitesses plus élevées ainsi que de générer des effets radiatifs plus importants. En effet, conformément à la discussion dans la partie « **chocs radiatifs** » du **chapitre II**, le flux de rayonnement augmente avec le nombre atomique A du milieu considéré.

Grâce au xénon, nous pouvons donc atteindre un régime hautement radiatif. Cependant, pour initier des IRT il nous faut une décélération de l'interface. Or un milieu extérieur gazeux implique une densité faible, ce qui rend difficile d'obtenir une décélération importante et stable, d'où tout l'enjeu de ce dimensionnement. Nous utiliserons deux pressions de xénon : 100 mbar et 1 bar. Un équivalent en densité massique d'hélium sera également utilisé comme cas de référence, sans rayonnement. Les pressions équivalentes à 100 mbar et 1 bar de xénon en hélium sont respectivement 3.3 bar et 33 bar.

Nous allons dans un premier temps présenter les paramètres d'optimisation avec lesquels nous pouvons jouer afin de trouver le meilleur compromis pour notre cible. Ensuite, nous verrons les résultats de ce dimensionnement. Notons simplement que ce dimensionnement a été pensé pour l'installation LMJ car seule une installation de cette envergure peut nous procurer les conditions nécessaires pour atteindre un régime hautement radiatif. Certaines conditions sont donc fixées d'avance. Par exemple, les modulations du pousseur sont fixées à **8 microns d'amplitude** et **120 microns de longueur d'onde** afin d'obtenir le développement d'une dizaine de doigts de RT grâce à la grande tache focale du LMJ. De même, bien que l'intensité surfacique accessible pour plusieurs durées d'impulsion soit la même (voir **figure 5.20**), l'énergie totale déposée sur la cible est, elle, divisée par trois en passant d'une durée d'impulsion de 3 à 1 ns. Or, sachant que plus l'énergie totale est élevée et plus la vitesse maximale atteinte est grande, de même que, plus la durée d'impulsion est longue et plus le choc est soutenu, il est souvent préférable de garder une durée d'impulsion longue. Le résultat de l'optimisation des paramètres lasers qui a déjà été réalisée dans les travaux de T. Michel [MICHEL-THESE] a déterminé que dans les conditions du LMJ, une impulsion laser de **3 ns** était la meilleure option. Sachant qu'au moins 10 quads sont actuellement

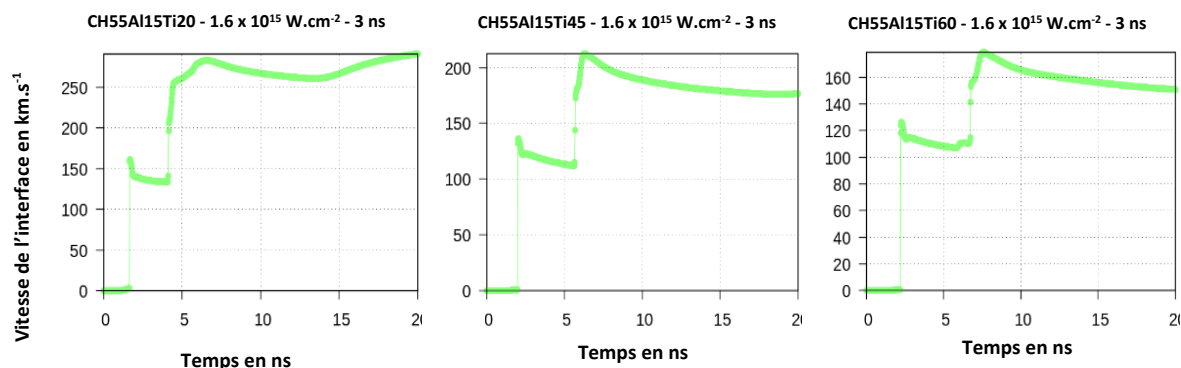


Figure 5.21 : Représentation de la vitesse de l'interface pousseur-xénon issue de simulations 1D MULTI en fonction du temps pour différentes épaisseurs de pousseur de Ti. Les paramètres de simulations sont les suivants : la cible est constituée d'un ablateur de 55 microns de CH, d'un bouclier de 15 microns de Al et de, respectivement de droite à gauche, 20, 45 et 60 microns de Ti. Le xénon gazeux est à une pression de 1 bar tandis que l'intensité laser surfacique est de $1.6 \times 10^{15} \text{ W.cm}^{-2}$ avec une durée d'impulsion de 3 ns.

disponibles au LMJ, délivrant chacun 12 kJ pour une impulsion de 3 ns, que la tache focale est elliptique avec 1.8 mm de grand axe, cela donne alors une intensité surfacique approximative de $1.6 \times 10^{15} \text{ W.cm}^{-2}$.

- Les paramètres d'optimisation et simulations :

Pour optimiser l'expérience, c'est-à-dire, obtenir une vitesse d'interface élevée ainsi qu'une décélération stable et importante au cours du temps, nous pouvons modifier plusieurs épaisseurs. En faisant varier les épaisseurs des différentes couches de notre cible, nous pouvons jouer sur les différents couplages entre les ondes transmises et réfléchies pour renforcer ou non la pression au niveau de l'interface pousseur-xénon. Pour optimiser notre cible, nous pouvons donc jouer avec l'épaisseur de l'**ablateur**, du **bouclier** et du **pousseur**. Un dimensionnement n'est jamais aisé car obtenir un régime radiatif ainsi qu'une décélération importante avec une densité de milieu extérieur aussi faible est complexe. De plus, il faut garder à l'esprit que MULTI est un code de simulation monodimensionnel, ce qui implique que pour de mêmes paramètres initiaux, des simulations en deux ou trois dimensions donneront des résultats différents en terme de vitesse et d'accélération. Cela est dû aux diverses dissipations d'énergie, notamment latérales, qui apparaissent lors du passage d'une simulation à une dimension vers des simulations à deux ou trois dimensions. Il faut donc procéder à une adaptation de l'intensité laser lorsque l'on passe de FLASH 2D à MULTI 1D. Dans cette partie, nous allons explorer l'influence de chacune des épaisseurs des couches de la cible sur l'évolution de la vitesse de l'interface en fonction du temps. A la suite de quoi, la cible optimisant nos critères sera présentée.

Dans la **figure 5.21**, la vitesse de l'interface pousseur-xénon est représentée pour des cibles où seule l'épaisseur du pousseur a été modifiée, est représentée en fonction du temps. Nous remarquons que pour les épaisseurs faibles de pousseur, 20 microns dans la **figure 5.21**, la vitesse maximale est certes élevée, 280 km.s^{-1} , mais ne permet pas d'obtenir de décélération pérenne de l'interface. A l'inverse, nous voyons que lorsque l'épaisseur est trop importante, la vitesse maximale ne fait que diminuer. Ce qui fait sens car la masse totale de la cible augmente avec l'épaisseur des couches, ce qui, à énergie laser constante, fait croître l'inertie de la cible.

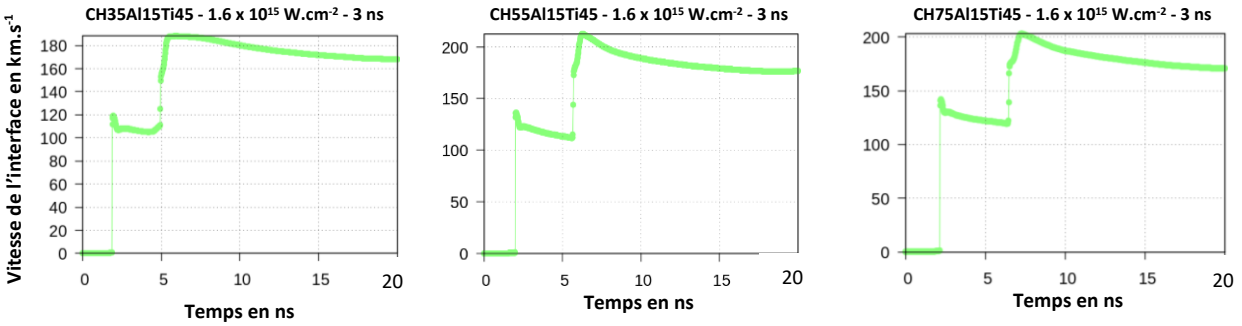


Figure 5.22 : Représentation de la vitesse de l'interface pousseur-xénon issue de simulations 1D MULTI en fonction du temps. Seule l'épaisseur de la couche de l'ablateur change d'une figure à l'autre.

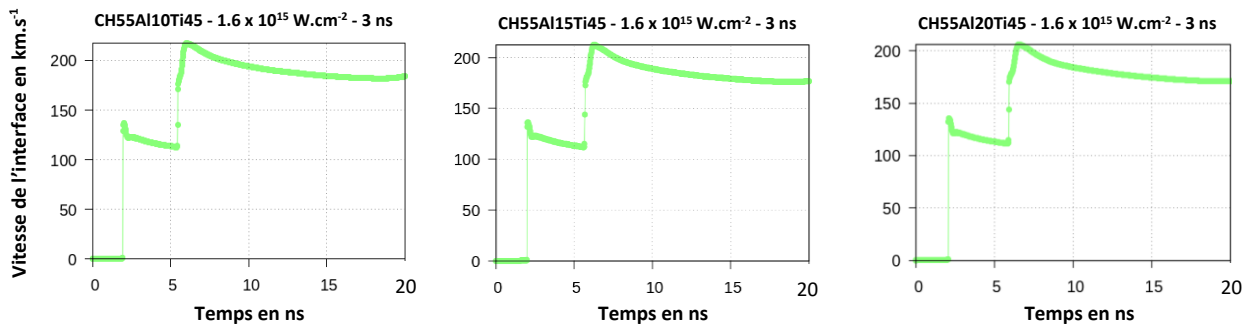


Figure 5.23 : Représentation de la vitesse de l'interface pousseur-xénon issue de simulations 1D MULTI. Ici, seule la taille de la couche du bouclier varie d'une simulation à l'autre.

La **figure 5.22**, compare l'évolution temporelle des vitesses de l'interface pour des cibles où seule l'épaisseur de la couche de l'ablateur est modifiée. Nous y observons l'influence de l'épaisseur de la couche de CH sur le profil de la vitesse. Plus l'ablateur est mince et plus le choc est transmis directement et rapidement dans le xénon. Notamment, le plateau qui apparaît vers 110 km.s^{-1} , dure d'autant moins longtemps que la couche de CH est mince. A l'inverse, l'augmentation de la taille de la couche permet d'augmenter légèrement la vitesse maximale atteinte, 180 km.s^{-1} pour une couche de 35 microns et 200 km.s^{-1} pour 75 microns de CH avec un maximum atteint de 210 km.s^{-1} pour une couche d'ablateur de 55 microns. Nous comprenons que l'épaisseur de l'ablateur influe sur la vitesse maximale atteinte mais aussi et surtout sur le délai entre le début de l'impulsion laser et le moment où cette vitesse maximale est atteinte. Cette dynamique complexe peut s'expliquer par les divers allers et retours des ondes qui se réfléchissent à chaque passage d'une interface séparant deux matériaux de différentes densités. Enfin, dans la **figure 5.23** seule l'épaisseur du bouclier est modifiée. Nous y observons que l'augmentation de l'épaisseur du bouclier, qui passe de 10 à 20 microns, provoque l'allongement du plateau intermédiaire dont il a été question dans le paragraphe précédent. La vitesse maximale atteinte est également diminuée lorsque le bouclier augmente en épaisseur. En contrepartie, le préchauffage mesuré dans le xénon diminue en épaississant la couche d'aluminium, passant de 0.5 eV pour une couche de 10 microns d'Al et de 0.35 eV pour 20 microns d'Al.

Maintenant que les principales influences des paramètres sont connues, il faut les faire varier avec intelligence afin d'optimiser la vitesse et la décélération tout en minimisant le préchauffage. Parmi les nombreux résultats que nous avons obtenus, dont une partie est résumée dans la **table 5.1**, un très bon

CH	Al	Ti	T_e	v_{max}
55 μm	15 μm	20 μm	1.4 eV	280 km. s ⁻¹
55 μm	15 μm	40 μm	0.4 eV	210 km. s ⁻¹
55 μm	15 μm	60 μm	0.25 eV	175 km. s ⁻¹
40 μm	15 μm	45 μm	0.4 eV	195 km. s ⁻¹
75 μm	15 μm	45 μm	0.4 eV	200 km. s ⁻¹
55 μm	10 μm	45 μm	0.5 eV	218 km. s ⁻¹
55 μm	20 μm	45 μm	0.35 eV	203 km. s ⁻¹

Table 5.1 : Récapitulatif des vitesses maximales atteintes et des températures de préchauffage mesurées dans le xénon dans des simulations 1D MULTI pour différentes épaisseurs de couches constituant la cible.

compromis a ainsi été trouvé en prenant les paramètres suivants : une cible composée de **55 microns de CH, 15 microns d'aluminium et 40 microns de titane.**

- **La cellule**

Une discussion sur la cellule elle-même s'impose car, comme nous le verrons plus en détails dans le **chapitre VI** sur les chocs radiatifs, la cellule utilisée pour l'étude des chocs radiatifs est soumise à des exigences et critères bien définis. Notamment, la cellule doit posséder des parois parallèles car comme

nous le verrons dans le **chapitre VI**, des parois cylindriques déforment les signaux passant par la cellule, qu'il s'agisse d'un faisceau sonde ou de l'émission propre. Les dimensions latérales de la cellule sont également soumises à des conditions. En effet, plus la cellule est large et moins il y a d'effets de bords, ce qui est souhaitable. Or, la cellule sera ici remplie jusqu'à 1 bar de xénon. Il faut donc vérifier si la couche de xénon comprise dans la ligne de visée des rayons x des diagnostics transverses n'absorbe pas trop ce faisceau sonde. Pour cela, nous avons trois paramètres avec lesquels nous pouvons trouver le meilleur compromis, la largeur de la cellule, la densité du xénon et le matériau utilisé pour notre source x.

Bien que nous le discuterons dans le paragraphe sur les diagnostics, nous souhaitons ici préciser que deux types de source x sont utilisées : une picoseconde en utilisant la chaîne PETAL et une nanoseconde. La source picoseconde met à contribution les raies K_α des éléments, alors qu'une source nanoseconde exploite quant à elle leurs raies He_α . Dans les **figures 5.24** et **5.25**, seules les raies K_α sont représentées car dans les faits, les raies K_α et He_α sont très proches.

Les **figures 5.24** et **5.25** illustrent parfaitement l'optimisation que nous avons à réaliser. En effet, ces figures montrent la transmission en fonction de l'énergie du photon incident suivant la taille de la cellule. Par exemple, pour une cellule de 10 mm, la transmission correspond à celle d'une couche de 200 microns de PMMA, constituant les deux parois transparentes de la cellule, 2 mm de xénon choqué et comprimé 5 fois par rapport à sa densité initiale, taux de compression que nous avons mesuré dans nos simulations, et à 8 mm de xénon non choqué à soit 1 bar dans la **figure 5.24**, soit 100 mbar dans la **figure 5.25**. Nous avons également représenté en pointillés noirs les raies K_α de certains matériaux.

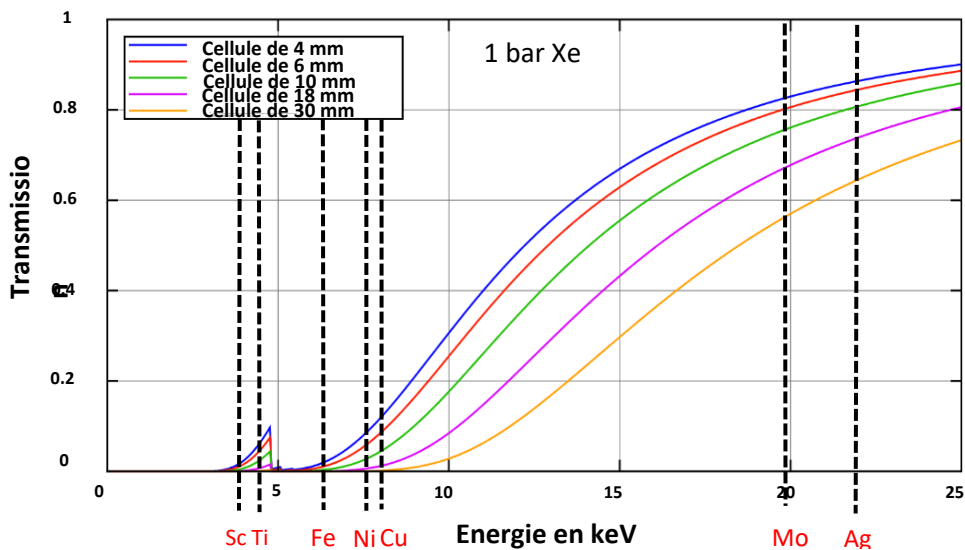


Figure 5.24 : Transmission du choc selon la taille de la cellule en fonction de l'énergie des photons incidents. A chaque fois il y a 200 microns de CH qui correspondent aux deux parois de la cellule. Une épaisseur de 2 mm de xénon choqué est également simulée, sa densité correspond à ce que nous observons en simulation, soit une compression de 5. Le reste de la couche simulée est composée de xénon non choqué, autrement dit ayant une densité égale à celle initiale, soit $5.44 \times 10^{-3} \text{ g.cm}^{-3}$ (1 bar). Donc par exemple, la courbe bleue correspondant à la cellule de 4 mm, signifie que la transmission est celle obtenue pour 200 microns de PMMA, 2 mm de xénon choqué et 2 mm de xénon non choqué (1 mm de chaque côté du choc). Nous avons également représenté en pointillés noirs les raies K_{α} de différents matériaux susceptibles d'être utilisés comme backlighters.

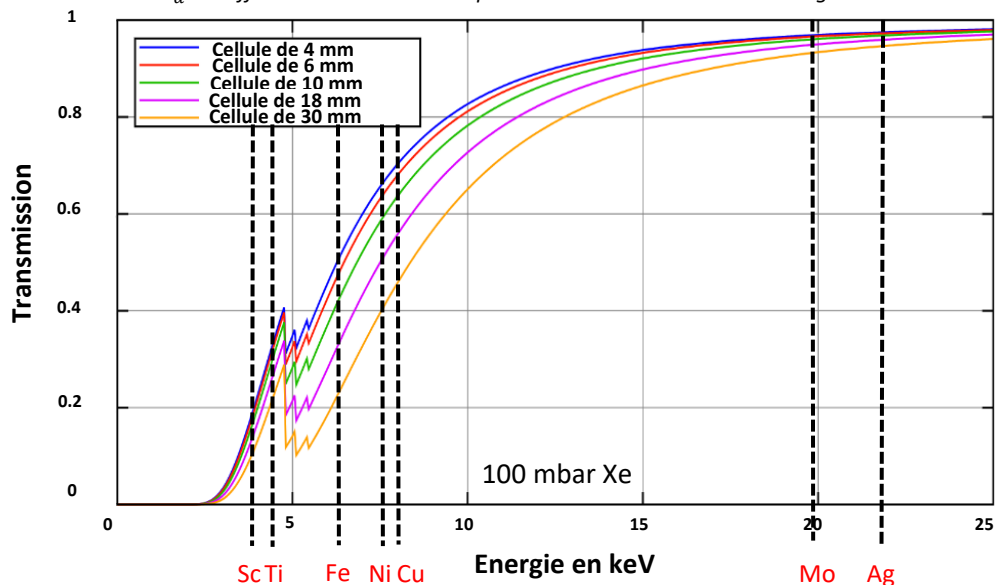


Figure 5.25 : Transmission dans différentes épaisseurs, selon la cible, en fonction de l'énergie des photons incidents. La couche simulée est la même que dans la **figure 5.24** à ceci près que la densité initiale du xénon est ici de $5.44 \times 10^{-4} \text{ g.cm}^{-3}$, ce qui correspond à 100 mbar.

Nos critères pour déterminer les dimensions de la cible sont les suivants : il faut que les effets de bords soient minimisés, autrement dit qu'il y est suffisamment d'espace entre les parois latérales et le choc qui, lui, mesure environ 2 à 2.5 mm de diamètre (la tache focale mesure environ 1.8 mm de diamètre). Il faut de plus qu'une raie K_{α} soit disponible dans une plage de transmission située entre 30 pour cent, pour avoir un signal suffisant, et 75 pour cent, pour conserver suffisamment de contraste en absorption. En

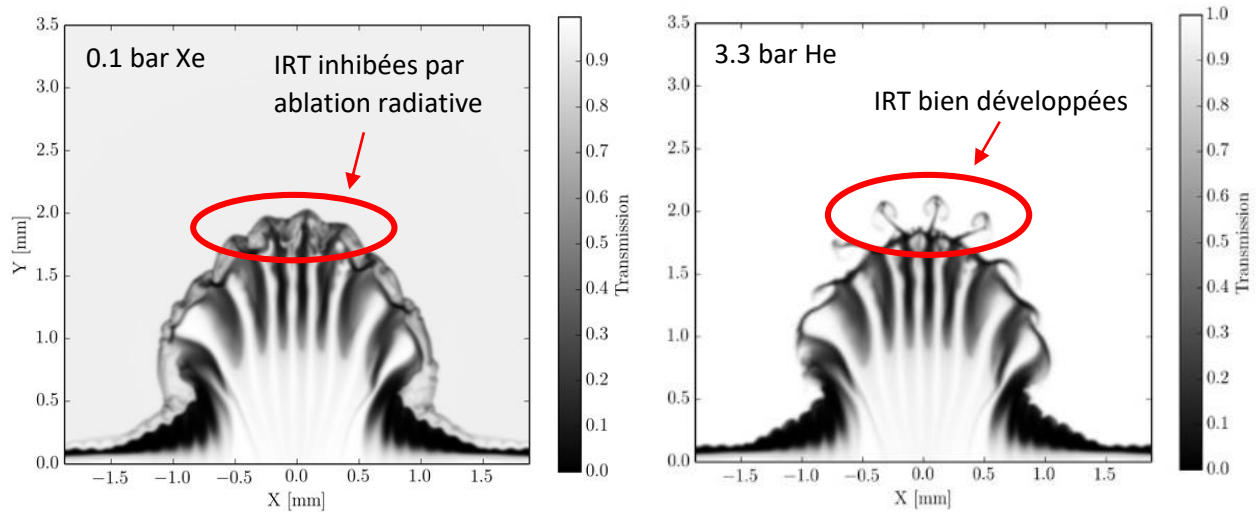


Figure 5.26 : Deux radiographies synthétiques faites en prenant comme source x la raie He_{α} du nickel (7.3 keV) et à partir de nos simulations 2D FLASH. Les deux radiographies correspondent au même temps de simulation, soit 17 ns. A gauche, le milieu extérieur est 0.1 bar de xénon alors qu'à droite c'est l'équivalent en hélium en densité massique ($5.44 \times 10^{-4} g \cdot cm^{-3}$), soit 3.3 bar de He.

utilisant les informations des **figures 5.24** et **5.25** ainsi que nos connaissances sur les matériaux disponibles industriellement pour être usinés comme backlighter, nous obtenons, pour chacune des pressions de xénon, une option satisfaisante.

En prenant à chaque fois une cellule de 18 mm de largeur pour éviter tout effet de bord, il existe pour chaque pression au moins un matériau susceptible d'être utilisé en tant que backlighter pour nos diagnostics de radiographie x du choc : du **Cu** ou du **Ni** pour 100 mbar de xénon et du **Mo** ou de l'**Ag** pour 1 bar de xénon. Notons seulement que dans le cas du Mo et de l'Ag, ils ne pourront être utilisés qu'afin de radiographier en 2D le choc. En effet, il n'est pas possible de produire des sources nanosecondes x pour ces énergies. Nous ne pourrions donc pas avoir d'ombroscopie x résolue en temps dans le cas d'un bar de xénon.

- **Les diagnostics**

Afin de caractériser à la fois le développement des instabilités et le choc radiatif, plusieurs types de diagnostics seront nécessaires. Tout d'abord des diagnostics visibles, afin d'observer le précurseur radiatif ainsi que le choc. Un premier diagnostic d'émission propre en 1D avec une caméra *streak* nous renseignera sur la vitesse du choc tandis qu'en 2D avec un GOI, déterminera la forme et la longueur du précurseur radiatif. La mesure de cette vitesse sera doublée grâce à un diagnostic d'ombroscopie qui nous permettra également d'évaluer plus précisément la vitesse du précurseur.

Le second type de diagnostics utilise les rayons x comme moyen de déterminer les paramètres plasma de l'expérience. Premièrement, une pinhole x sera utilisée pour établir la taille exacte de la tache focale. Pour compléter, un diagnostic de radiographie x streaké sera mis en place en utilisant une source x de 2 mm de diamètre et d'une durée de 10 ns obtenue grâce à l'irradiation par 5 quads d'une feuille de cuivre pour une pression de 100 mbar de xénon. Afin d'observer les IRT en deux dimensions, un dernier diagnostic de radiographie x sera implémenté. Il utilisera une source x picoseconde ponctuelle créée par le faisceau PETAL à partir de l'irradiation, suivant la densité de xénon, d'un fil de cuivre ou de molybdène de 12

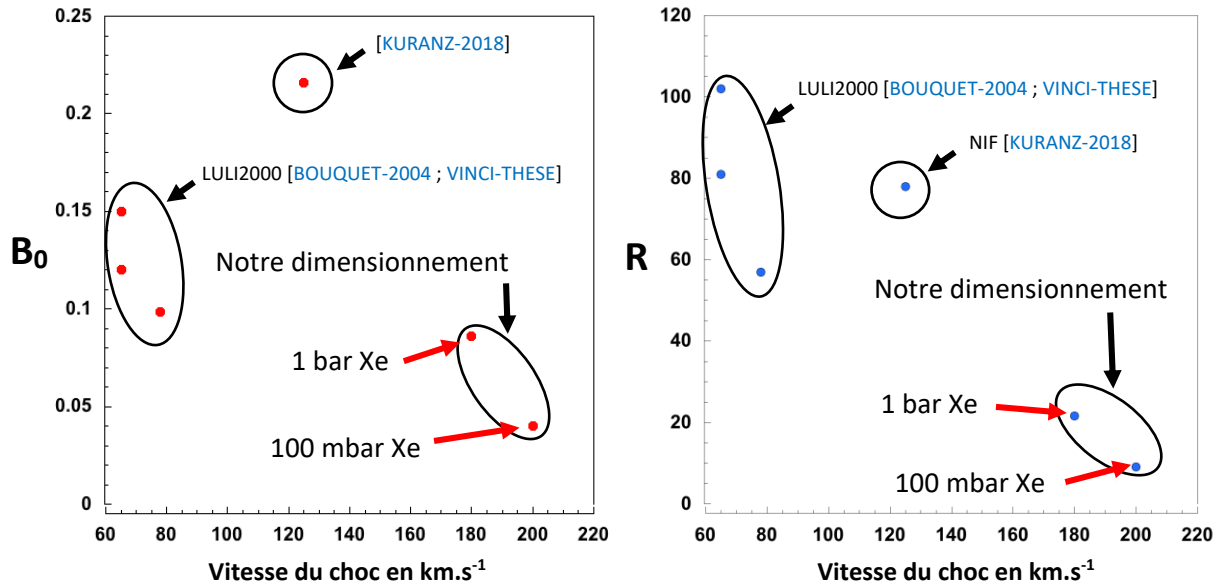


Figure 5.27 : A gauche, représentation de la valeur du nombre sans dimension de Boltzmann, B_0 , en fonction de la vitesse du choc engendré pour les différentes expériences passées. A droite, la même chose à ceci près que c'est la valeur du nombre de Mihalas, R , qui est représenté en fonction de la vitesse du choc engendré.

microns de diamètre par le faisceau fourni par PETAL. Un exemple de radiographie x synthétique est d'ailleurs donné dans la **figure 5.26** nous donnant ainsi une idée de ce qui pourra être observé sur les données expérimentales.

• Résultats et observations

- La vitesse :

Les premières mesures que nous avons faites à partir des simulations 2D FLASH concernent la vitesse du choc. Elle est approximativement égale à 200 et 180 km.s⁻¹ dans le cas de, respectivement, 0.1 et 1 bar de xénon. En utilisant les formules présentées dans [MABEY-2020], nous pouvons alors déterminer les nombres sans dimensions de Mihalas, R , et de Boltzmann, B_0 .

Ces deux nombres caractérisent dans quelle mesure le choc se trouve dans un régime radiatif. Le premier nombre, R , qualifie le rapport des énergies alors que le second, B_0 , rapporte les flux. En les déterminant et les comparant d'une expérience à une autre, nous pouvons donc nous situer sur le spectre des expériences d'astrophysique de laboratoire impliquant les chocs radiatifs. C'est d'ailleurs ce qui est fait dans la **figure 5.27**.

Dans les conditions de ce dimensionnement, B_0 et R sont respectivement égaux à **0.09** et **22.7** pour 1 bar de xénon et à **0.04** et **9.3** pour 100 mbar de xénon. Cela signifie donc que dans le cas 100 mbar de xénon, près de 10 pour cent de l'énergie totale du système est sous forme radiative, ce qui représente une part significative.

Lorsque l'on compare ce pourcentage avec ceux obtenus lors d'expériences antérieures à la nôtre, par exemple 1.2 pour cent dans le cas de [KURANZ-2018] et 1.8 pour cent dans le cas de [VINCI-THESE], nous comprenons que le choc engendré dans notre expérience évoluera dans un régime que nous pouvons qualifier de hautement radiatif ($R < 10$).

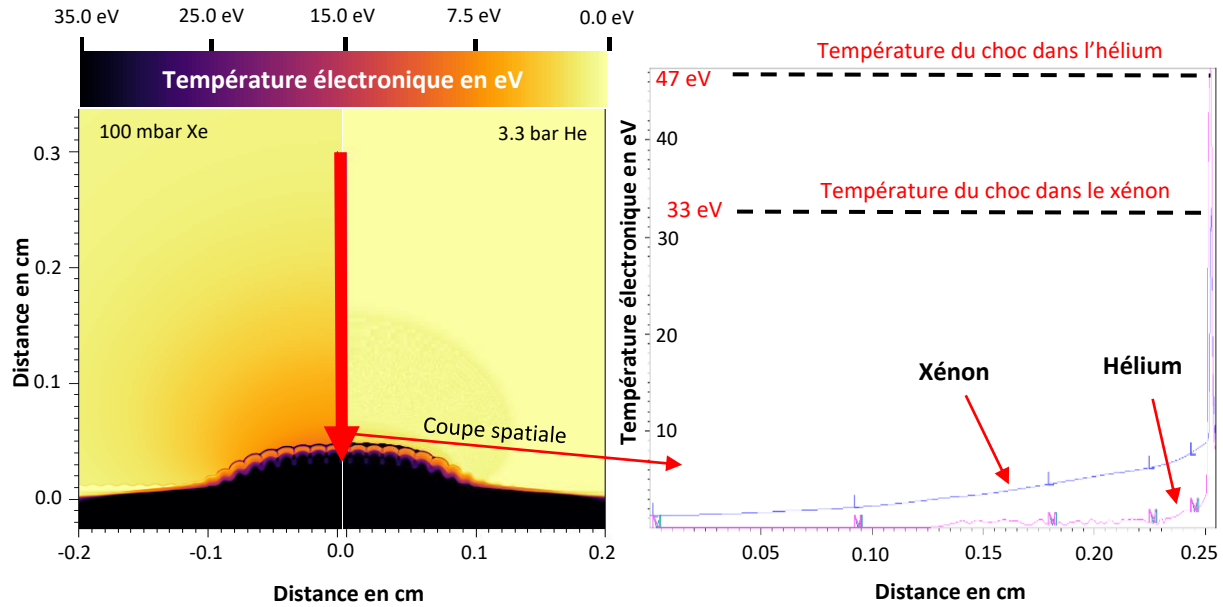


Figure 5.28 : A gauche, carte 2D en fausses couleurs de la température électronique de simulations FLASH. La moitié gauche correspond à une simulation avec 100 mbar de Xe et celle de droite à une simulation avec l'équivalent en masse d'hélium, soit 3.3 bar d'hélium. A droite, nous avons représentés la température électronique mesurée le long d'une coupe spatiale représentée par la flèche rouge visible sur les cartes en température.

- Le précurseur radiatif :

Autre élément caractéristique des chocs en régime radiatif, le précurseur radiatif se manifeste en amont du choc par une élévation de la température et de la densité électronique. Comme nous pouvons le voir dans la **figure 5.28**, une coupe spatiale sur les cartes de températures électronique permet d'observer la présence d'un précurseur radiatif dans le cas du xénon.

Ce précurseur radiatif, dont la température varie entre 2 eV à 3 mm du choc et jusqu'à 9 eV au plus proche du choc, témoigne du fort rayonnement émanant du choc. Idéalement, un diagnostic interférométrique permettrait de l'observer avec précision dans le cas d'une pression de 100 mbar de xénon, comme c'est le cas dans les travaux présentés dans [MICHEL-THÈSE]. La différence de température observée dans la coupe spatiale de la **figure 5.28** s'explique par le fait que dans le cas de l'hélium, peu d'énergie est dissipée sous forme radiative.

En effet, pour 100 mbar $v_{choc} = 200 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, donc $R = 66$, autrement dit, seul 1.5 pour cent de l'énergie est sous forme radiative. Dans ce cas, le choc, ayant un temps caractéristique d'évolution hydrodynamique bien plus court que le temps de diffusion thermique, ne peut pas évacuer efficacement l'énergie dans la région du choc.

Ainsi, la température de cette zone s'élève fortement, bien plus que dans le cas radiatif avec le xénon, 100 eV selon le code SESAME contre 33 eV sur FLASH. En effet, dans le cas du xénon, l'énergie, presque 10 pour cent d'entre elle, est sous forme radiative. Le choc arrive donc à diminuer sa température par transfert radiatif, transfert qui d'ailleurs donne naissance au précurseur dont il est question dans ce paragraphe.

- **La taille de la zone de mélange :**

Comme nous l'aurons compris grâce à la première partie de ce chapitre, l'évolution temporelle de la taille de la zone des mélanges des IRT est l'une des dynamiques les plus importantes les concernant. Sur nos simulations, nous observons une claire inhibition de la croissance de la zone de mélange dans le cas radiatif. Le rayonnement contribue à stabiliser les IRT et ce, d'autant plus fortement que le flux et la proportion de l'énergie radiative augmente. Cela se traduit par une diminution du taux de croissance et visuellement par une inhibition observable dans la **figure 5.26** où le rayonnement semble totalement stabiliser l'interface et par conséquent, empêche les IRT de se développer. Cette observation a déjà été réalisée dans l'expérience de C.C. Kuranz [KURANZ-2018] sachant que, comme nous l'avons vu dans la **figure 5.27**, le choc engendré dans leur expérience était bien moins radiatif que celui dont il est question ici. Pour l'occasion, ils ont, à partir des équations habituelles du modèle de « portée-trainée » (« buoyancy-drag » en anglais) [ORON-2001 ; MILES-2004], ajouté un terme de stabilisation des IRT ainsi que deux équations différentielles précisant l'évolution des pics et des bulles. Ces équations, présentées dans [HUNTINGTON-2018], sont les suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dh_b}{dt} = u_b - \frac{h_b}{\rho_1} \frac{d\rho_1}{dt} \\ \frac{dh_p}{dt} = u_p - \frac{h_p}{\rho_2} \frac{d\rho_2}{dt} \end{array} \right. \quad (V.8)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dh_b}{dt} = u_b - \frac{h_b}{\rho_1} \frac{d\rho_1}{dt} \\ \frac{dh_p}{dt} = u_p - \frac{h_p}{\rho_2} \frac{d\rho_2}{dt} \end{array} \right. \quad (V.9)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} (\rho_1 + C_\alpha \rho_2) \frac{du_b}{dt} = (\rho_2 - \rho_1)g(t) - \frac{C_d}{\lambda} \rho_2 u_b^2 - \beta \frac{C_d}{\lambda} \rho_1 V_\alpha u_b + \frac{d}{dt} \left(\frac{h_b}{\rho_1} \frac{d\rho_1}{dt} \right) \\ (\rho_2 + C_\alpha \rho_1) \frac{du_p}{dt} = \underbrace{(\rho_2 - \rho_1)g(t)}_{\text{terme de portee}} - \underbrace{\frac{C_d}{\lambda} \rho_1 u_p^2}_{\text{terme de trainee}} - \underbrace{\beta \frac{C_d}{\lambda} \rho_2 V_\alpha u_p}_{\text{terme de stabilisation}} + \underbrace{\frac{d}{dt} \left(\frac{h_p}{\rho_2} \frac{d\rho_2}{dt} \right)}_{\text{terme de melange}} \end{array} \right. \quad (V.10)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} (\rho_1 + C_\alpha \rho_2) \frac{du_b}{dt} = (\rho_2 - \rho_1)g(t) - \frac{C_d}{\lambda} \rho_2 u_b^2 - \beta \frac{C_d}{\lambda} \rho_1 V_\alpha u_b + \frac{d}{dt} \left(\frac{h_b}{\rho_1} \frac{d\rho_1}{dt} \right) \\ (\rho_2 + C_\alpha \rho_1) \frac{du_p}{dt} = \underbrace{(\rho_2 - \rho_1)g(t)}_{\text{terme de portee}} - \underbrace{\frac{C_d}{\lambda} \rho_1 u_p^2}_{\text{terme de trainee}} - \underbrace{\beta \frac{C_d}{\lambda} \rho_2 V_\alpha u_p}_{\text{terme de stabilisation}} + \underbrace{\frac{d}{dt} \left(\frac{h_p}{\rho_2} \frac{d\rho_2}{dt} \right)}_{\text{terme de melange}} \end{array} \right. \quad (V.11)$$

avec h_b, h_p la distance entre l'interface et respectivement les bulles et les pics, u_b, u_p leur vitesse dans le référentiel du choc, ρ_1 et ρ_2 les densités massiques du milieu extérieur et du pousseur, $C_d = 6\pi$ et $C_\alpha = 2$ en 2D, λ la longueur d'onde des modulations de l'interface, V_α le débit de masse ablatée à travers l'interface et finalement, β , une constante.

Le terme de mélange correspond à l'action tardive qu'engendre le passage de l'onde de choc à travers l'interface modulée du pousseur/xénon sur la zone de mélange. Les principaux paramètres de ce modèle sont β , qui dépend du flux radiatif et V_α qui lui est déterminé grâce aux simulations. Donnant des résultats pertinents dans [HUNTINGTON-2018], ce modèle prometteur n'a malheureusement pas eu le temps d'être testé sur les résultats issus de nos simulations. En effet, comme nous le discutons dans le paragraphe suivant, il n'est pas évident de déterminer la taille de la zone de mélange dans nos conditions d'expérience actuelles. Il serait pertinent d'approfondir l'étude et le dimensionnement de cette expérience afin de suffisamment développer les IRT pour permettre de les mesurer et donc, de les confronter à ce modèle, car en l'état actuel, il ne nous est pas possible de mesurer fiablement la zone de mélange qui est, dès les premiers instants, ablatée par le flux radiatif (voir **figure 5.29**). Cela reste un point d'intérêt certain auquel il faudra donner de l'importance si une telle expérience venait un jour à avoir lieu.

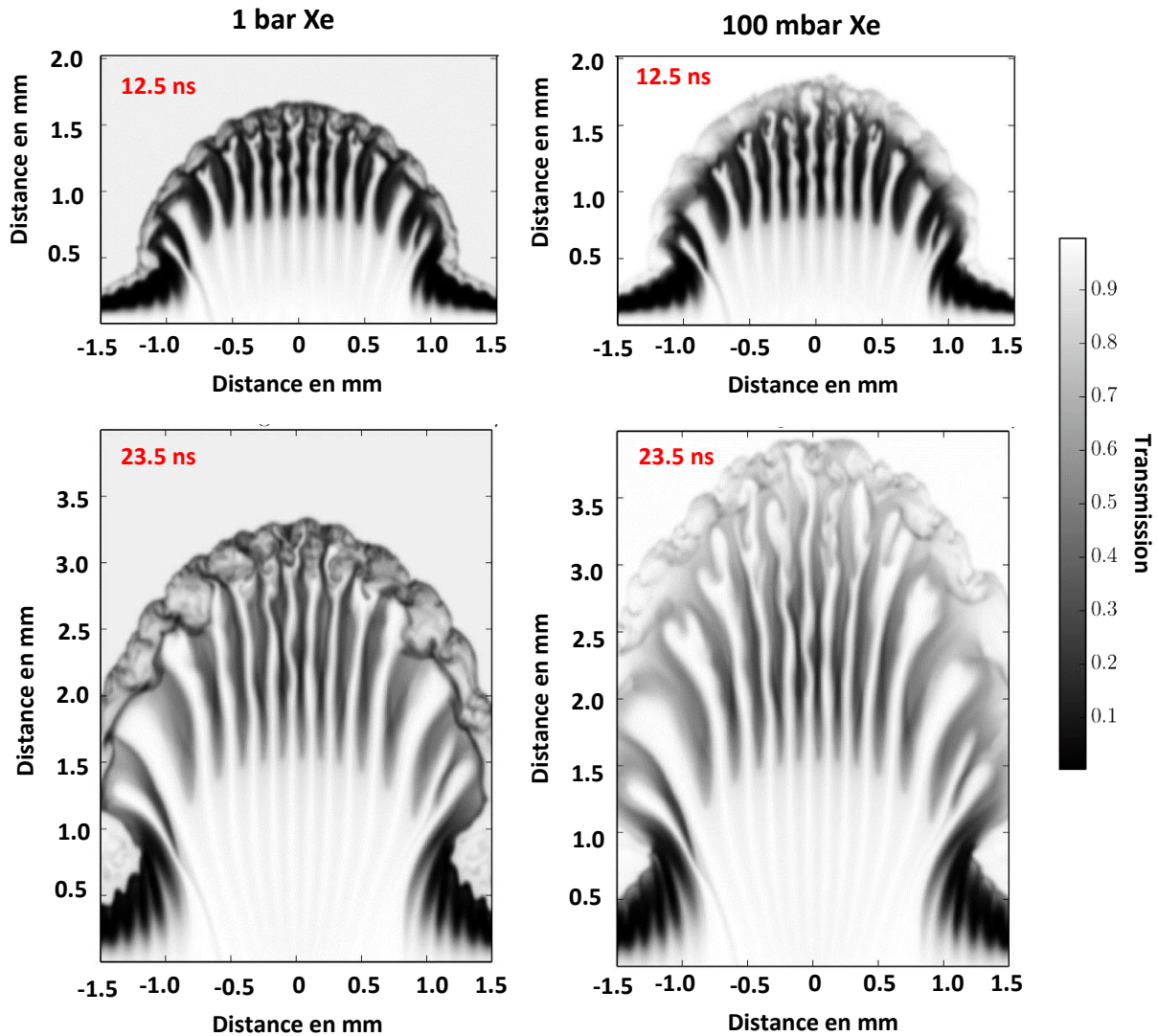


Figure 5.29 : Quatre radiographies x synthétiques issues des données de nos simulations FLASH en utilisant du nickel comme backlighter (7.3 keV). Dans la colonne de gauche, les simulations utilisées une cellule remplie avec 1 bar de xénon alors que dans celle de droite, il y avait 100 mbar.

- **Comparaison entre 100 mbar et 1 bar**

Dans ce paragraphe, nous allons discuter les différences majeures entre 100 mbar et 1 bar de xénon. Notamment, cela comprend la vitesse de l'interface, sa décélération ainsi que le développement des IRT.

Tout d'abord, rappelons ceci : dans les conditions de ce dimensionnement, B_0 et R sont respectivement égaux à **0.09** et **22.7** pour 1 bar de xénon et à **0.04** et **9.3** pour 100 mbar de xénon. Le choc est donc plus radiatif dans le cas de 100 mbar de xénon. La différence entre les vitesses du choc s'explique principalement par le facteur 10 en densité entre les deux pressions, résultant à une diminution de d'environ 10 pour cent de la vitesse du choc. La décélération est, elle, plus importante dans le cas de 1 bar de xénon, **$-4.0 \text{ km.s}^{-1}.\text{ns}^{-1}$** en moyenne entre $t=10 \text{ ns}$ et $t=20 \text{ ns}$, contre **$-1.0 \text{ km.s}^{-1}.\text{ns}^{-1}$** pour 100 mbar de xénon, car la masse balayée par l'interface croît avec l'augmentation de la pression. Cela se traduit par un taux de croissance classique des IRT différent dans les deux cas : **$n = 0.43 \text{ ns}^{-1}$** pour 1 bar et **$n =$**

0.28 ns^{-1} pour 100 mbar, qui, nous le rappelons, dépendent directement de la racine de la décélération. Or, bien que censées se développer différemment selon la pression en théorie, dans les faits, nos simulations ne nous permettent pas de mesurer une zone de mélange des IRT claire. En effet, comme nous pouvons le voir dans la **figure 5.29**, nous retrouvons bien une différence de vitesse selon la pression mais la zone de mélange, et donc l'évolution des IRT, semble totalement ablatée en présence d'un choc suffisamment radiatif et ce, de la même manière pour les deux pressions.

Nous pouvons tout de même retenir ceci, le choc sera plus radiatif dans le cas 100 mbar mais les IRT se développeront normalement plus rapidement dans le cas de 1 bar de xénon grâce à une décélération plus importante de l'interface. Cependant, si l'on souhaite mesurer une zone de mélange et comparer son évolution temporelle avec un modèle il nous faudra alors revoir le dimensionnement afin de légèrement réduire le caractère radiatif du choc et diminuer l'ablation semblant être due au rayonnement. En effet, en l'absence quasi-totale de rayonnement, cas de l'hélium, les IRT se développent librement et permettent la mesure d'une taille de zone de mélange.

- **Perspectives**

Le dimensionnement réalisé et présenté dans cette partie est très enthousiasmant. Le régime hautement radiatif ($R < 10$) qu'il promet d'atteindre serait totalement innovant dans le milieu de l'astrophysique de laboratoire. En effet, comme nous en reparlerons dans le **chapitre VI** sur les chocs radiatifs, les conditions ici atteintes engendrent des effets radiatifs importants qu'il serait très intéressant d'étudier en laboratoire. Pour cela, une plateforme expérimentale a été développée depuis plusieurs années dans notre groupe et doit encore être murie afin d'être opérationnelle dans de pareilles conditions. En particulier, si nous souhaitons confronter nos données au modèle présenté dans cette section, il nous faut affiner les paramètres de l'expérience afin de permettre une mesure de la zone de mélange des IRT.

Récapitulatif

- Nous avons réalisé une expérience visant à étudier les IRT et notamment leur passage de la phase linéaire à la phase non linéaire et ce, pour trois différentes valeurs du nombre d'Atwood.
- Nous avons, avec succès, engendré des IRT dont le profil de décélération et de développement a été mesuré. Les résultats ont de plus été correctement reproduits avec nos simulations 2D hydrodynamiques FLASH.
- Le modèle développé par G. Rigon pour prédire la position absolue des pics a été vérifié avec nos données.
- Grâce aux radiographies de haute résolution du XFEL de Sacla, nous avons pu produire des spectres de puissance qui nous ont permis d'étudier la turbulence au sein des phases tardives de nos IRT.
- Finalement, nous avons réalisé le dimensionnement d'une expérience sur les IRT en régime hautement radiatif utilisant les ressources de l'installation laser LMJ.
- L'étude numérique faite lors de ce dimensionnement a mis en évidence l'inhibition du développement des IRT lorsqu'un flux radiatif important est présent.

Références

[BOUQUET-2004] 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 », Ph. Rev. L., vol. 92, (2004).

[DIMONTE-1996] G. Dimonte and M. Schneider, « Turbulent Rayleigh-Taylor instability experiments with variable acceleration », Physical Review E, vol. 54, n. 4, (1996).

[DIMONTE-2000] G. Dimonte and M. Schneider, « Density ratio dependence of Rayleigh-Taylor mixing for sustained and impulsive acceleration histories », Physics of Fluids, vol. 12, n. 2, (2000).

[FIJI] <https://imagej.net/Fiji>

[HUNTINGTON-2018] C. M. Huntington, A. Shimony, M. Trantham, C.C. Kuranz, D. Shvarts, C.A. Di Stefano, F. W. Doss, R.P. Drake, K.A. Flippo, D.H. Kalantar, S.R. Klein, J.L. Kline, S.A. MacLaren, G. Malamud, A.R. Miles, S.T. Prisbrey, K.S. Raman, B.A. Remington, H.F. Robey, W.C. Wan and H.-S. Park, « Ablative stabilization of Rayleigh-Taylor instabilities resulting from a laser-driven radiative shock », Physics of Plasmas, vol. 25, (2018).

[JIANG-2013] Y.F. Jiang, S. W. Davis and J.M Stone, « Nonlinear evolution of Rayleigh-Taylor instability in a radiation-supported atmosphere », The Astrophysical Journal, vol. 763, n. 2, p. 102, (2013).

[KAMESHIMA-2015] T. Kameshima, S. Ono, T. Kudo, K. Ozaki, Y. Kirihara, K. Kobayashi, Y. Inubushi, M. Yabashi, T. Horigome, A. Holland, K. Holland, D. Burt, H. Murao and T. Hatsui, « Development of an x-ray pixel detector with multiport charge-coupled device for x-ray free-electron laser experiments », Review of Scientific Instruments, vol. 85, n. 3, (2014).

[KOLMOGOROV-1991] A.N. Kolmogorov, « The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds number », Proceedings : Mathematical and Physical Sciences, vol. 434, p. 9-13, (1991).

[KURANZ-2018] C.C. Kuranz, H.-S. Park, C.M. Huntington, A.R. Miles, B.A. Remington, T. Plewa, M.R. Trantham, H.F. Robey, D. Shvarts, A. Shimony, K. Raman, S. MacLaren, W.C. Wan, F.W. Doss, J. Kline, K.A. Flippo, G. Malamud, T.A. Handy, S. Prisbrey, C.M. Krauland, S.R. Klein, E.C. Harding, R. Wallace, M.J. Grosskopf, D.C. Marion, D. Kalantar, E. Giraldez and R.P. Drake, « How high energy fluxes may affect Rayleigh-Taylor instability growth in young supernova remnants », Nature Communications, vol. 9, n. 1564, (2018).

[LINDEN-1994] P.F. Linden, J.M. Redondo and D.L. Youngs, « Molecular mixing in Rayleigh-Taylor instability », Journal of Fluid Mechanics, vol. 265, p. 19-124, (1994).

[LMJ-2020] <https://www-lmj.cea.fr/docs/2020/LMJ-PETAL-Users-guide-v2.0.pdf>

[MABEY-2020] P. Mabey, T. Michel, B. Albertazzi, E. Falize, N. Charpentier and M. Koenig, « Calculating the temperature of strongly radiative shocks », Physics of Plasmas, vol. 27, (2020).

- [MICHEL-2019] T. Michel, B. Albertazzi, P. Mabey, G. Rigon, F. Lefevre, L. Van Box Som, P. Barroso, S. Egashira, R. Kumar, C. Michaut, M. Ota, N. Ozaki, Y. Sakawa, T. Sano, E. Falize and M. Koenig, « Laboratory observation of radiative shock deceleration and application to SN 1987A », *The Astrophysical Journal*, vol. 888, n. 1, (2019).
- [MICHEL-THESE] T. Michel, « Etude des chocs radiatifs dans le cadre de l'astrophysique de laboratoire », Ecole Polytechnique, Spécialité : physique des plasmas, (2019).
- [MILES-2004] A. R. Miles, « Bubble merger model for the nonlinear rayleigh–taylor instability driven by a strong blast wave », *Physics of Plasmas*, vol. 11, n. 11, p. 5140-5155, (2004).
- [ORON-2001] D. Oron, L. Arazi, D. Kartoon, A. Rikanati, U. Alon and D. Shvarts, « Dimensionality dependence of the Rayleigh–Taylor and Richtmyer–Meshkov instability late-time scaling laws », *Physics of Plasmas*, vol. 8, n. 6, p. 2883-2889.
- [RIBEYRE-2004] X. Ribeyre, V.T. Tikhonchuk and S. Bouquet, « Compressible Rayleigh-Taylor instabilities in supernova remnants », *Physics of Fluids*, vol. 16, n. 12, p. 4661-4670, (2004).
- [RIGON-THESE] G. Rigon, « Instabilités hydrodynamiques : Application à l'astrophysique de laboratoire et diagnostics X à haute résolution », Institut Polytechnique de Paris, (2020).
- [RIGON-2021] G. Rigon, B. Albertazzi, P. Mabey, Th. Michel, E. Falize, V. Bouffetier, L. Ceurvorst, L. Masse, M. Koenig and A. Casner, « Exploring the Atwood-number dependence of the highly nonlinear Rayleigh-Taylor instability regime in high-energy-density conditions », *Physical Review E*, vol. 104, (2021).
- [RIGON-2021(2)] G. Rigon, B. Albertazzi, T. Pikuz, P. Mabey, V. Bouffetier, N. Ozaki, T. Vinci, F. Barbato, E. Falize, Y. Inubushi, N. Kamimura, K. Katagiri, S. Makarov, M. J.-E. Manuel, K. Miyanishi, S. Pikuz, O. Poujade, K. Sueda, T. Togashi, Y. Umeda, M. Yabashi, T. Yabuuchi, G. Gregori, R. Kodama, A. Casner and M. Koenig, « Micron-scale phenomena observed in a turbulent laser-produced plasma », *Nature Communications*, vol. 12, n. 2679, (2021).
- [ROBEY-2004] H. F. Robey, « Effects of viscosity and mass diffusion in hydrodynamically unstable plasma flows », *Physics of Plasmas*, vol. 11, n. 8, p. 4123-4133, (2004).
- [SADDOUGHI-1994] S.G. Saddoughi and S.V. Veeravalli, « Local isotropy in turbulent boundary layers at high Reynolds number », *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 268, p. 333-372, (1994).
- [TAKABE-1985] H. Takabe, K. Mima, L. Montierth and R.L. Morse, « Self-consistent growth rate of the Rayleigh-Taylor instability in an ablatively accelerating plasma », *The Physics of Fluids*, vol. 28, p. 3676, (1985).
- [VINCI-THESE] T. Vinci, « Les chocs radiatifs générés par les lasers à haute énergie : une opportunité pour l'astrophysique de laboratoire », Ecole Polytechnique, Spécialité : Laser-matière, (2006).
- [ZHOU-2001] Y. Zhou, « A scaling analysis of turbulent flows driven by Rayleigh-Taylor and Richtmyer-Meshkov instabilities », *Physics of Fluids*, vol. 13, p. 538-543, (2001).

VI Chocs radiatifs : campagnes sur GEKKO XII, LMJ et LULI2000

Tout d'abord, rappelons brièvement les principales caractéristiques des chocs radiatifs. Ceux-ci correspondent notamment, à un choc hydrodynamique dans lequel au moins le flux radiatif est tel qu'il équivaut, voire surpasse, le flux thermique du système. De plus, les chocs radiatifs, de par leur fort rayonnement, modifient en profondeur la structure du choc. En particulier, un refroidissement radiatif peut se mettre en place. Le rayonnement s'émanant du choc va photoioniser et chauffer le milieu en amont du choc, formant ainsi un précurseur radiatif. Ce précurseur radiatif est, notamment, l'un des aspects majeurs que nous allons évaluer lors de nos expériences.

Dans ce chapitre nous allons rapporter les résultats et analyses de trois campagnes expérimentales menées sur trois installations différentes : GEKKO XII, le LULI2000 et le LMJ. Nous étudierons notamment la vitesse du choc créé, le précurseur radiatif et la détente d'un obstacle s'il y en avait un. Dans le cas des campagnes menées sur GEKKO XII et le LMJ, les résultats seront discutés à la lumière des travaux précédents réalisés par T. Michel [[MICHEL-THESE](#)]. Dans ce chapitre, nous aborderons ces expériences dans l'ordre suivant : GEKKO XII, LMJ et LULI2000.

- 1 – Contextualisation

• Re-contextualisation astrophysique

En quelques lignes, re-contextualisons les chocs radiatifs en astrophysique. Ces chocs au régime particulier peuvent se retrouver assez souvent dans les RSN. Par exemple, dans le cas particulier de la SN 1987A, la rencontre du RSN avec le nuage annulaire entourant la supernova crée un choc radiatif, et comme nous l'avons vu dans les chapitres précédents, des instabilités peuvent s'y développer lorsqu'une décélération pérenne du système tout entier se met en place.

Autres situations notables, mais qui ne sera pas celles reproduites dans nos expériences, les chocs radiatifs peuvent également prendre naissance dans les jets astrophysiques de jeunes objets stellaires, comme par exemple dans les objets Herbig-Haro [[DIZIERE-THESE](#)]. Il n'est pas rare non plus que des chocs d'accrétion présents dans des variables cataclysmiques dégènèrent en chocs radiatifs stationnaires. Nous pourrions aussi citer les chocs entre des vents stellaires et la matière interstellaire par exemple, ceux-ci sont généralement considérés optiquement minces.

• Travaux précédents

Les chocs radiatifs sont étudiés en laboratoire depuis plus de deux décennies. Ce domaine d'étude n'est donc pas tout à fait nouveau. En effet, les premiers chocs radiatifs obtenus en laboratoire remontent aux années 2000. Dans l'une de ces premières expériences, [[KEITER-2002](#)], le précurseur radiatif et la température ont été caractérisés grâce à des radiographies X. Les expérimentateurs ont mis en évidence plusieurs choses : qu'il est possible de recréer en laboratoire un choc dit radiatif et donc de tester les codes d'hydrodynamique radiative, ainsi que l'existence d'une vitesse de seuil qui une fois atteinte, permet au choc de rentrer dans un régime radiatif. Des avancées majeures ont ensuite été réalisées en utilisant non plus un aérogel comme dans l'expérience citée précédemment, mais du xénon gazeux [[BOUQUET-2004](#)]. Un précurseur radiatif est alors clairement identifié et caractérisé à l'aide d'un diagnostic d'interférométrie Mach-Zehnder. Les résultats sont, de plus, confrontés à deux codes de

simulation d'hydrodynamique radiative : MULTI [RAMIS-1988] et FCI2, qui est un code développé et utilisé par le CEA. Cet engouement pour les chocs radiatifs engendra de multiples expériences, notamment sur le LULI2000, s'affairant à créer, caractériser et comparer aux simulations des chocs radiatifs toujours mieux diagnostiqués. Citons par exemple [KOENIG-2006] où la température, la vitesse et la densité électronique du choc et du précurseur radiatif sont établies en fonction du temps pour les deux premiers et selon une coupe spatiale pour la densité. Des vitesses de choc allant de 45 à 70 km.s⁻¹ sont atteintes. Une comparaison de l'évolution de la température du choc entre les données et des simulations 2D du code d'hydrodynamique radiative DUED montre une concordance entre le numérique et l'expérience. Depuis, des plateformes de choc radiatif ont été développées sur des installations plus énergétiques telles que le LMJ, OMEGA et le NIF, offrant ainsi l'opportunité de créer des chocs encore plus radiatifs.

L'un de mes prédécesseurs, T. Michel, a d'ailleurs également étudié les chocs radiatifs, notamment leur interaction avec un obstacle, sur l'installation japonaise GEKKO XII. L'étude de cette interaction a permis le développement d'un modèle décrivant la détente d'un obstacle sphérique en fonction de la vitesse du choc, de la taille du précurseur et de quelques autres paramètres. Ce modèle sera présenté par la suite pour être confronté aux données obtenues lors de notre expérience sur cette même installation GEKKO XII en juin 2022. T. Michel a, de plus, clairement pu observer un précurseur radiatif grâce à un diagnostic d'interférométrie, diagnostic qui n'a pas pu mettre en place lors de notre campagne. Nous tâcherons donc de caractériser le précurseur radiatif à l'aide des autres diagnostics employés lors de notre campagne expérimentale.

- 2 - GEKKO XII : chocs radiatifs et régimes optiques

• Objectifs

L'expérience que nous avons réalisée en juin 2022 sur l'installation laser GEKKO XII au Japon s'inscrit dans la continuité de deux expériences présentées et étudiées dans [MICHEL-THESE] et d'une dernière réalisée en 2018. Les principaux objectifs de cette quatrième séquence expérimentale étaient d'utiliser la plateforme développée lors des précédentes campagnes pour continuer l'étude des chocs radiatifs et notamment de leur **interaction avec un obstacle sphérique** ainsi que leur comportement lorsque l'on passe d'un **régime optiquement fin** à **optiquement épais**. Comme dans les expériences de 2015, 2016 et de 2018 nous avons utilisé du xénon gazeux pour abaisser autant que possible la vitesse critique et donc maximiser les effets radiatifs. Nous avons ici utilisé plusieurs pressions différentes afin d'observer les dynamiques créées lors de la transition d'un régime optiquement fin vers à un régime optiquement épais sur la vitesse du choc, la taille du précurseur et la détente de l'obstacle, données qui permettront de tester le modèle de détente de l'obstacle selon plusieurs pressions, chose non réalisée jusqu'ici.

La cible utilisée lors de notre expérience diffère quelque peu des précédentes. En effet, en 2015 une cible de CH(25)Sn(5) a été utilisée alors qu'en 2016 et en 2018, un accent particulier sur la lutte contre le préchauffage a été souhaitée avec une cible constituée de 10 microns de CH, 1.5 microns d'or bloquant les rayons x du plasma de couronne et 6 microns de titane. Ce bouclier mis en place en 2016 et en 2018 a permis la réduction du préchauffage du xénon et de l'obstacle au détriment de la vitesse maximale atteinte, comme nous pouvons le voir dans les valeurs des vitesses du choc renseignées dans la **table 6.1**. Cette couche d'or permet en effet d'efficacement réduire le préchauffage. T. Michel a montré que le préchauffage était principalement dû aux rayons x dont l'énergie dépasse 1 keV. Or, comme nous pouvons le voir sur la **figure 6.1**, sans bouclier en or, un pourcentage non négligeable du rayonnement situé entre 2 et 4 keV est transmis par les cibles de 2015 et 2022. Nous aurons l'occasion de revenir dessus et de caractériser le préchauffage présent dans notre expérience par la suite.

Années	Numéro tir	Energie laser	Vitesse	Pression (gaz)
2015	3	1058 J	141 km.s ⁻¹	50 mbar (Xe)
2015	12	1019 J	135 km.s ⁻¹	50 mbar (Xe)
2016	40363	1084 J	134 km.s ⁻¹	31 mbar (Xe)
2016	40370	993 J	124 km.s ⁻¹	150 mbar (Xe)
2022	45624	1077 J	150 km.s ⁻¹	150 mbar (Xe)
2022	45629	998 J	175 km.s ⁻¹	33 mbar (Xe)

Table 6.1 : Récapitulatif de vitesses de choc obtenue lors des campagnes expérimentales sur GEKKO XII. On observe bien que l'absence de bouclier sur les expériences 2015 et 2022 permet d'obtenir une vitesse de choc plus élevée pour des tirs dont l'énergie laser et la pression en xénon sont similaires.

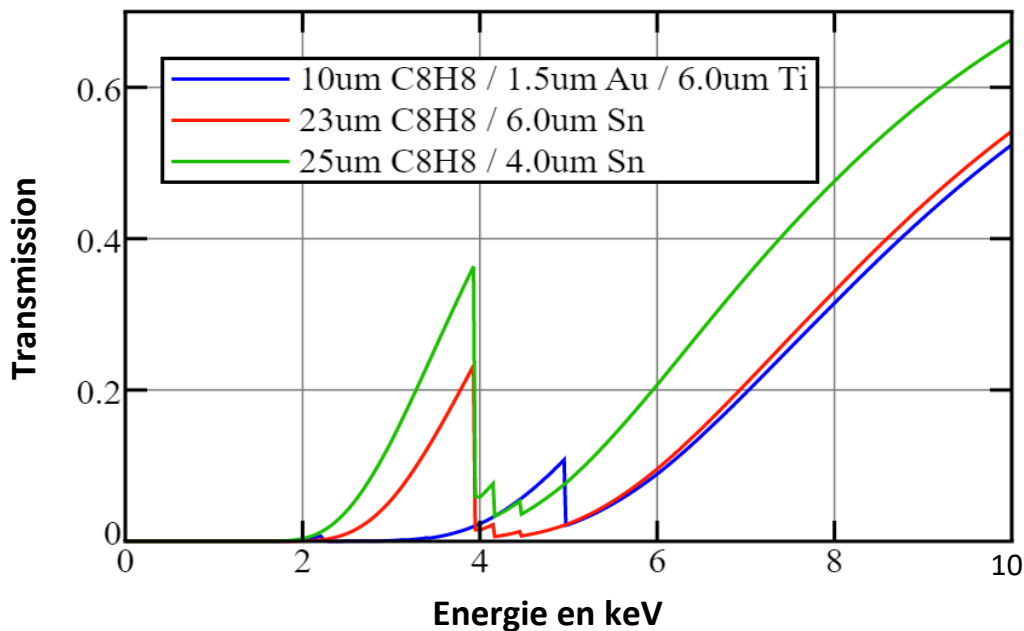
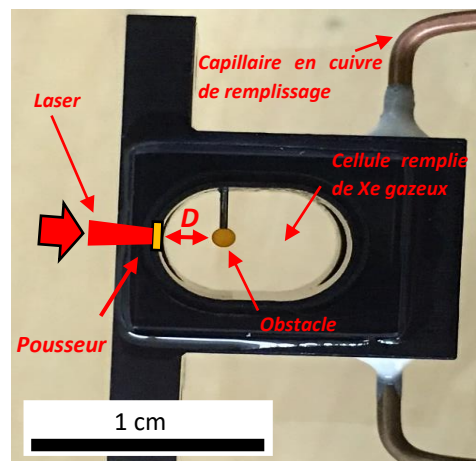
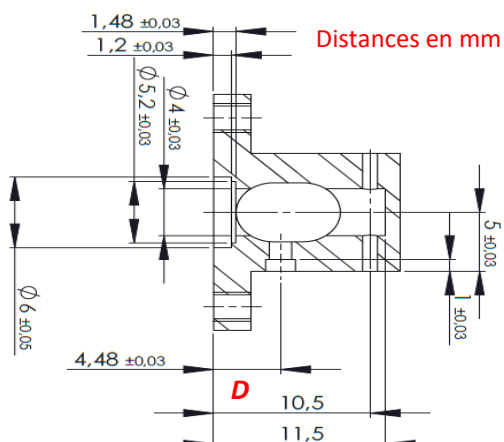


Figure 6.1 : Transmission au travers de la cible de GEKKO XII 2015 (en vert), 2016 (en bleu) et 2022 (en rouge) en fonction de l'énergie du rayon x en keV. Nous remarquons que la présence du bouclier en or sur la cible de 2016 permet de considérablement stopper les rayons x situés entre 2 et 4 keV.

Le milieu extérieur dans lequel se détendra notre plasma sera uniquement composé de xénon gazeux lors de notre expérience, contrairement aux précédentes, où des tirs avec de l'hélium ont aussi été réalisés. Nous avons fait ce choix pour plusieurs raisons : sur place, une cascade de problèmes techniques a grandement limité le nombre de tirs réalisés (13), il nous fallait donc faire des choix stratégiques sur les cibles à tirer. Sachant que la comparaison avec un cas non radiatif, à savoir ceux dont les cellules étaient remplies d'hélium, avait déjà été réalisée lors des campagnes précédentes. Il n'était donc pas des plus pertinents d'en refaire lors de cette campagne. Le choix a donc été fait de ne créer que des chocs radiatifs, autrement dit, des tirs sur des cellules remplies de xénon gazeux.



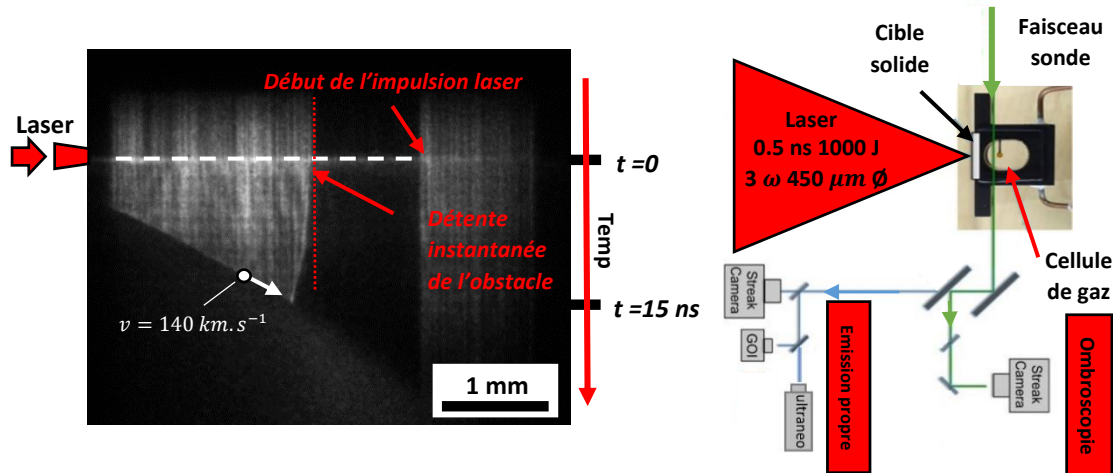
Figures 6.2 et 6.3 : A gauche, le plan d'une cellule utilisée lors des campagnes sur GEKKO XII et notamment lors de la nôtre en juin 2022. Précisons que les distances indiquées sont en mm. A droite, la photographie d'une cellule réellement utilisée. Nous pouvons y apercevoir les deux capillaires en cuivre ayant permis le remplissage avec du xénon de la cellule.

- **La cellule cible**

Identiques aux cellules cibles des campagnes précédentes, nous allons ici tout de même brièvement les décrire. Les cellules sont des briques creuses en aluminium anodisé disposant sur l'une de ses deux plus petites faces latérales une embouchure conique au centre laquelle se loge la superposition de couches constituant la cible solide avec laquelle le faisceau laser va interagir. Sur deux de ses plus grandes faces latérales, des hublots transparents ont été insérer afin de laisser passer le faisceau sonde des diagnostics actifs et de laisser sortir l'émission propre du plasma. A quelque 3.52 millimètres du pousseur en moyenne, le centre d'un obstacle sphérique en polystyrène de 60 mg.cm^{-3} et de 1 millimètre de diamètre est placé sur le trajet du choc. La cellule est, avant chaque tir, remplie de gaz et scellée grâce à des capillaires en cuivre queusotés juste avant son entrée en chambre afin d'empêcher toutes fuites. Le plan des cellules ainsi qu'une photographie de l'une d'entre elles sont visibles sur les **figures 6.2 et 6.3**.

- **Dispositif expérimental**

Lors de cette expérience sur l'installation japonaise GEKKO XII, 4 détecteurs ont été utilisées pour mesurer les signaux provenant de 4 diagnostics. Nous avons : un diagnostic d'ombroscopie dit *streaké* car nous avons utilisé une caméra *streak* comme détecteur, et trois diagnostics en émission propre avec comme détecteurs un GOI, une camera *streak* et une caméra ULTRANEO qui permet de réaliser plusieurs prises de vue similaires à celle d'un GOI mais en intégrant sur 5 nanosecondes le signal reçu, sur une fenêtre temporelle totale de 60 nanosecondes. Ce détecteur permet donc d'obtenir une dynamique de l'émission propre pour chacun des tirs. Un diagnostic d'interférométrie était initialement prévu afin d'observer et de caractériser le précurseur radiatif mais des problèmes techniques nous ont obligé à l'abandonner. Contrairement à la campagne 2015 où l'énergie des tirs oscillait entre 350 et 1000 joules selon le nombre de faisceaux demandés (3, 6 ou 9), nous avons en 2022 choisi d'avoir des tirs dont l'énergie est toujours située autour de **1000 joules** en mobilisant, à chaque fois, 9 faisceaux à 3ω . Cela a pour avantage de pouvoir comparer les tirs entre eux. Ainsi, avec une tache focale gaussienne de **450 microns** de largeur à mi-hauteur et d'une impulsion de **0.5 ns**, l'intensité surfacique de nos tirs était en moyenne de **$1.25 \times 10^{15} \text{ W.cm}^{-2}$** . Le schéma de la **figure 6.5** récapitule la situation que nous venons de décrire.



Figures 6.4 et 6.5 : A gauche, image obtenue grâce à la SOP d'un tir avec 33 mbar de xénon. A droite, schéma complet du dispositif expérimental déployé pour notre campagne sur GEKKO XII.

• Préchauffage

Dans cette section nous allons caractériser le préchauffage des tirs de notre campagne 2022. En l'absence de bouclier, comme celui présent lors des expériences de 2016 et de 2018, notre cible est susceptible de ne pas efficacement bloquer les rayons x du plasma de couronne. Nous tacherons donc ici d'évaluer le préchauffage au niveau de l'obstacle (pré-détente) puis dans le xénon gazeux.

- La pré-détente de l'obstacle :

Contrairement aux trois précédents volets d'expériences sur les chocs radiatifs menées sur GEKKO XII, nous n'avons pas réalisé de tir avec une cellule remplie d'hélium. Cela implique que nous n'avons pas de tir non radiatif de référence. Ce choix a été fait car, comme nous l'avons déjà dit, le nombre de tir était limité, mais aussi, et surtout, car nous avons déjà appris grâce aux précédentes campagnes que dans le cas d'un choc hydrodynamique classique, non radiatif, il n'y a pas de détente de l'obstacle avant l'impact du choc sur celui-ci. Il est donc inutile de refaire ce genre de tir qui en réalité ne nous apprendrait pas grand-chose de nouveau. Il faut donc retenir que dans le cas non radiatif, l'obstacle ne se détend pas du tout, sauf si le rayonnement x du plasma de couronne n'est pas correctement stoppé. Cette différence a été observée lors de l'analyse des tirs de 2015 (présence de préchauffage) et de 2016-2018 (absence de préchauffage). Grâce à ces trois précédentes expériences nous allons pouvoir aisément déterminer si un préchauffage dû au plasma de couronne est présent dans nos tirs ou non.

Pour cela, nous allons, comme pour la vitesse du front de choc utiliser, les données issues de l'ombroscopie résolue en temps. Grâce aux images de référence acquises avant les tirs, il est possible d'observer et de mesurer la détente des objets (voir **figure 6.4**).

Pour être certain de quantifier le préchauffage et non pas la détente engendrée par le flux radiatif du choc et du précurseur radiatif, il faut s'intéresser à la détente de l'obstacle dans la première nanoseconde suivant le début de l'impulsion laser principale. En effet, l'onde de choc d'ablation met environ 1 ns à sortir de la cible solide. Nous observons, dans cette première nanoseconde, une légère pré-détente de l'obstacle, de l'ordre de 5 à 15 microns selon la pression, visible sur la **figure 6.4**. Cette observation est valable pour l'ensemble des tirs et donc, pressions. Cependant, notons que plus la pression est faible, plus la pré-détente est élevée. Au regard des valeurs de pré-détente, il s'agit d'un préchauffage minime de l'obstacle. Malgré l'absence de bouclier, notre cible solide semble tout de même plus ou moins efficacement bloquer les rayons x du plasma de couronne.

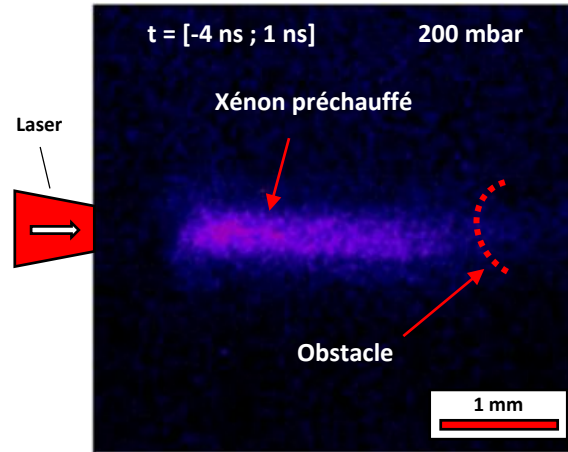


Figure 6.6: Image en fausses couleurs de l'émission propre obtenue lors de la première acquisition de l'ULTRANEO pour un tir avec 200 mbar de xénon (tir 13). Nous rappelons que le signal a été intégré sur 5 ns. La fenêtre temporelle correspond à $[t = -4 \text{ ns} ; t = 1 \text{ ns}]$, sachant que $t = 0$ correspond au début de l'impulsion laser.

- Préchauffage dans le xénon :

Nous allons ici, pour caractériser le préchauffage dans le xénon, utiliser les données en émission propre recueillies par l'ULTRANEO dans la gamme des longueurs d'onde comprises entre $\lambda = 589 \text{ nm}$ et $\lambda = 627 \text{ nm}$. Réalisant des captures de cartes 2D de l'émission propre du choc toutes les 5 ns sur une fenêtre totale de 60 ns, ce détecteur peut, selon le temps auquel est réalisée la première acquisition, nous permettre d'observer un préchauffage du xénon pendant l'impulsion laser ainsi que pendant la nanoseconde qui suit son arrêt. Toutefois, la calibration de la chaîne optique de ce diagnostic n'ayant pas été faite, nous ne pouvons pas remonter jusqu'à la température du xénon. Nous devons nous contenter d'une évaluation qualitative du préchauffage dans le xénon.

La **figure 6.6** représente en fausses couleurs l'émission propre d'un tir avec 200 mbar. L'émission propre observée dans cette figure correspond à l'intégration du signal reçu lors de la plage temporelle suivante : $[-4 \text{ ns} ; 1 \text{ ns}]$. Nous observons que le xénon émet avant même que le choc n'ait débouché dans le gaz. Nous pouvons qualitativement et relativement comparer la température de ce xénon préchauffé avec celle des zones les plus émettrices des images prises ultérieurement. Par exemple, dans le cas du tir avec 200 mbar, le nombre de coups comptés dans le xénon préchauffé représente 8,8 pour cent du maximum de coups comptés dans l'émission propre de ce même tir à des temps plus long et sur ce même diagnostic. *Quid* des pressions faibles (16 et 33 mbar) ? Dans les images correspondant aux tirs aux pressions faibles, l'émission due au préchauffage détectée dans les cas des pressions élevées n'est plus visible.

Les observations faites grâce à l'ombroscopie sur la pré-détente de l'obstacle, et celles, réalisées grâce à l'émission propre détectée par l'ULTRANEO, semblent complémentaires. En effet, les pressions où la pré-détente de l'obstacle est la plus faible correspondent aux pressions où le xénon est le plus préchauffé (100, 150 et 200 mbar). Inversement, aux pressions faibles, aucun préchauffage du xénon n'est relevé, du moins dans la limite de détection de l'ULTRANEO, alors qu'une pré-détente de l'obstacle plus importante est mesurée sur les données d'ombroscopie. Suivant la pression du xénon, le préchauffage se répartit donc plus dans le xénon ou plutôt dans la détente de l'obstacle. Toutefois, quelle que soit la forme que prend le préchauffage, il est en réalité relativement faible. Une pré-détente de l'obstacle de 5 à 15 microns reste négligeable et l'émission observée avec l'ULTRANEO n'est pas visible sur les GOI, ce qui témoigne de sa ténuité. Nous estimons, appuyés par des simulations MULTI, le préchauffage autour de 1 eV. Ce qui est plutôt faible pour une cible sans bouclier.

- **Mesure des vitesses du choc et du précurseur**

Une fois les données expérimentales disponibles et le préchauffage estimé, le premier réflexe est de relever la position du front de choc et du précurseur au cours du temps afin de mesurer leur vitesse. La vitesse est un paramètre important qui permet d'ajuster les simulations hydrodynamiques ainsi que les modèles utilisés tels que celui décrivant la détente de l'obstacle que nous verrons par la suite. Elle permet également de calculer les nombres sans dimension B_o et R qui nous aideront à quantifier le caractère radiatif des chocs étudiés.

- **Précisions sur les positions mesurées :**

Pour mesurer la vitesse du choc, nous pouvons utiliser les données issues de trois détecteurs utilisés avec des diagnostics d'émission propre : la camera *streak*, le GOI et l'ULTRANEQ. Pour calculer celle du précurseur, nous devons utiliser la camera *streak* qui est couplée à l'ombroscopie.

En effet, ces deux diagnostics, à savoir l'émission propre et l'ombroscopie, ne mesurent pas la position de la même chose. La limite du front visible sur les données d'ombroscopie correspond à une densité électronique qui vaut à peu près un dixième de la densité électronique critique du laser, alors que sur les données de SOP, ce que nous observons correspond à l'émission propre du choc, émission qui est assujettie aux phénomènes de réémission dans le xénon. A un même temps t , nous nous attendons donc à observer des distances plus grandes pour la limite de détection du précurseur, mesurées grâce à l'ombroscopie résolue en temps, que celles relatives au front de choc estimées grâce aux données de la SOP. De même, nous nous attendons à obtenir des vitesses plus élevées pour la position du précurseur que pour celles du front de choc car, le précurseur radiatif étant censé croître avec le temps, la limite de détection mesurée sur l'ombroscopie *streak* va par conséquent s'éloigner du front de choc au cours du temps.

- **Protocole de mesure :**

Le protocole de mesure est le suivant. Tout d'abord, la position de l'obstacle sphérique est relevée pour chaque tir grâce aux images de référence. Ensuite, sur l'image du tir, la distance entre le front de choc et le bord de la bille le plus proche du pousseur est mesurée. Sachant que la distance initiale séparant le pousseur et le bord de la bille est connue, à une incertitude sur la position du pousseur près de 150 microns, lors de la conception des cibles, il est alors possible de retrouver la distance parcourue par le front de choc ou le précurseur en retranchant la distance mesurée, qui correspond donc à la distance séparant le plasma de l'obstacle, à la distance initiale séparant le pousseur de la bille. Il reste cependant une légère incertitude sur la position initiale exacte du pousseur, et donc de la distance initiale séparant le pousseur et l'obstacle. En effet, la distance mesurée lors du scellement des cibles est la distance entre le bord externe de la cellule et le centre de la bille (voir distance D sur la **figure 6.2** et **6.3**).

Le pousseur est ensuite placé dans une encoche dont la position ne doit normalement pas varier. Cependant, une simple erreur d'usinage de la cellule ou de cette encoche de 50 ou 100 microns décalerait en conséquence la position du pousseur. Cet écart n'impactera pas la vitesse mesurée via les données de la SOP ou de l'ombroscopie *streak* car celles-ci correspondent à des vitesses instantanées, donc indépendantes de la distance totale parcourue. En revanche, dans le cas du GOI et de l'ULTRANEQ, une légère incertitude pourra exister car la vitesse mesurée à partir de leurs données correspond à une vitesse moyenne du choc. Nous utiliserons donc de préférence les données de la SOP et de l'ombroscopie *streak* pour évaluer les vitesses, respectivement, du choc et du précurseur. Toutefois les vitesses issues de la GOI et l'ULTRANEQ nous permettront d'entrecouper les résultats afin de vérifier la cohérence de nos mesures.

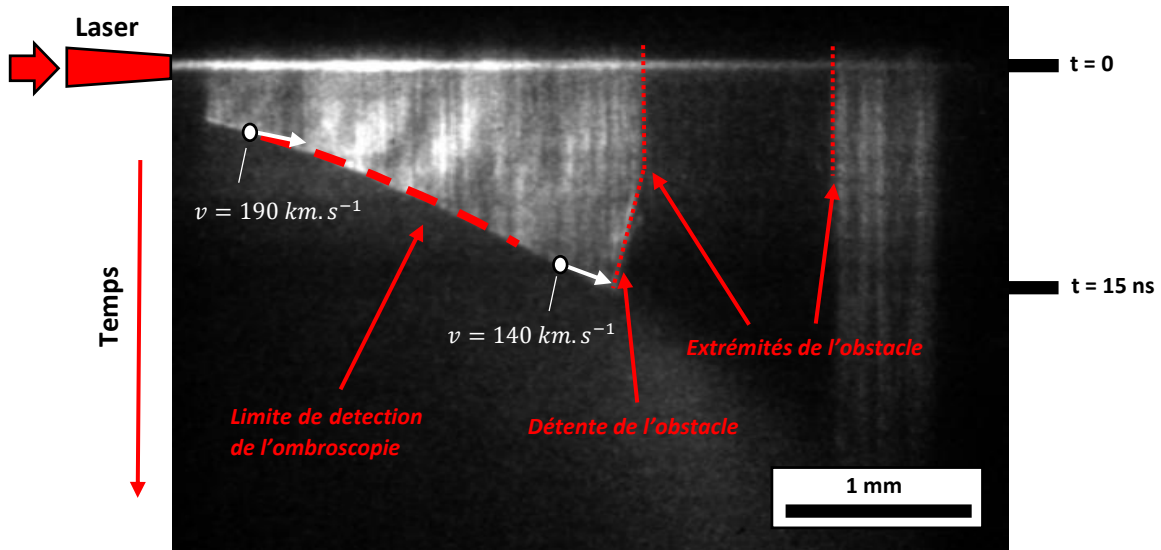


Figure 6.7 : Exemple d'image d'ombroscopie streakée obtenue lors d'un tir avec 33 mbar de xénon (tir 11-45629). Nous pouvons clairement observer une décélération du front de choc ainsi qu'une détente de l'obstacle. Le faisceau sonde ici utilisé possède une longueur d'onde de 532 nm.

Numéro du tir	Pression (Xe)	Densité	Energie laser	Vitesse moyenne
12 – 45630	16 mbar	$8.7 \times 10^{-5} \text{ g.cm}^{-3}$	1008 J	180 km.s ⁻¹
11 – 45629	33 mbar	$1.8 \times 10^{-4} \text{ g.cm}^{-3}$	998 J	165 km.s ⁻¹
5 – 45621	100 mbar	$5.4 \times 10^{-4} \text{ g.cm}^{-3}$	1083 J	152 km.s ⁻¹
6 – 45623	100 mbar	$5.4 \times 10^{-4} \text{ g.cm}^{-3}$	1111 J	149 km.s ⁻¹
7 – 45624	150 mbar	$8.1 \times 10^{-4} \text{ g.cm}^{-3}$	1096 J	129 km.s ⁻¹
9 – 45626	150 mbar	$8.1 \times 10^{-4} \text{ g.cm}^{-3}$	1100 J	130 km.s ⁻¹

Table 6.2 : Récapitulatif des vitesses moyennes de choc obtenues durant notre expérience en juin 2022. La vitesse affichée est celle de la vitesse moyenne obtenue grâce aux données de la SOP.

Une fois que l'étalonnage de chaque image est réalisée, autrement dit que les conversions pixel-micron et pixel-picoseconde sont obtenues, il suffit de relever les positions et de tracer les vitesses en fonction du temps. Dans la **table 6.2** nous rapportons quelques-uns des résultats de vitesses moyennes obtenues. Notons que les vitesses rapportées dans cette table sont des moyennes des vitesses instantanées obtenues sur un même tir. Il est important de préciser cela car dans les faits une décélération du front de choc est mesurée (voir **figure 6.7**)

- **Analyse des vitesses mesurées :**

L'ombroscopie résolue en temps :

Commençons par présenter les résultats obtenus grâce à l'analyse des données du diagnostic d'ombroscopie résolue en temps. Une dynamique sur la vitesse se dégage assez clairement : plus la

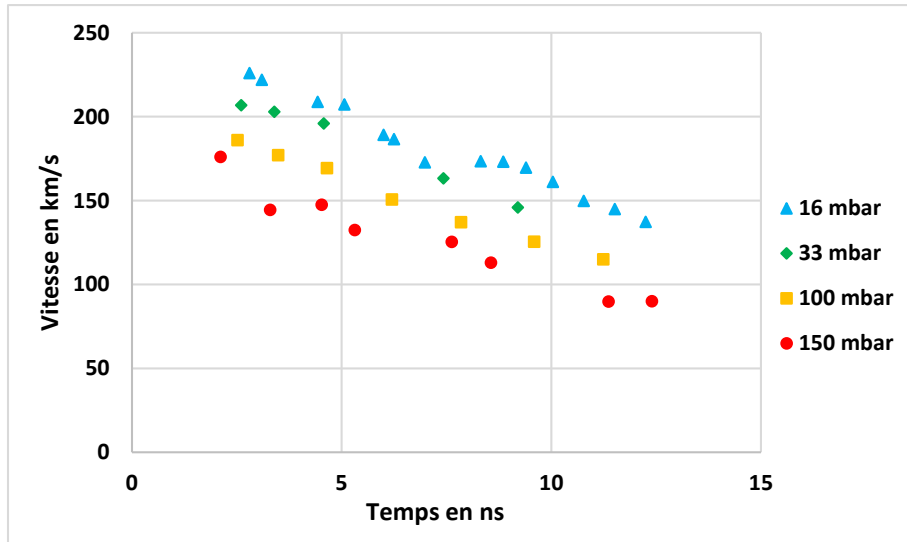


Figure 6.8 : Représentation en fonction du temps, et pour plusieurs pressions de xénon dans la cellule, de la position de la limite de détection de l'ombroscopie. Plus la pression est élevée et plus le précurseur se déplace lentement

pression est grande et plus la vitesse instantanée diminue rapidement dans les 2-3 premières nanosecondes suivant le débouché du choc dans le xénon (226 km/s après 2.8 ns pour 16 mbar contre 176 km/s après 2.1 ns pour 150 mbar). Cette tendance est respectée tout au long de l'évolution des chocs. La **figure 6.8** montre les positions relevées à partir de l'ombroscopie au cours du temps et ce, pour toutes les pressions. Nous pouvons y remarquer la hiérarchie existant entre les pressions. Plus la pression est élevée et plus le précurseur se propage lentement. A cette relation entre vitesse et pression, s'ajoute une **décélération** du choc qui concerne toutes les pressions du milieu gazeux.

D'un point de vue hydrodynamique, ces observations sont curieuses car sur des temps si courts, et avec une densité du milieu gazeux si faible, 10 000 à près de 90 000 fois inférieure à celle du pousseur selon la pression, nous nous attendrions à obtenir une vitesse du choc quasi similaire pour toutes les pressions et surtout, une vitesse constante au cours du temps. En effet, la phase attendue sur ces 20 premières nanosecondes est normalement balistique. Pour s'en convaincre, calculons le temps nécessaire au front de choc pour accumuler une masse balayée en amont équivalente à 10 pour cent de celle du choc. En supposant le choc plan, ce qui n'est pas vrai, que la zone d'accrétion est assimilable à une section circulaire de 500 microns de diamètre et se déplaçant à une vitesse de 220 km/s, il faut respectivement pour 16 et 150 mbar, 48 ms et 5 ms au choc pour balayer un dixième de sa masse en xénon. Il est donc clairement impossible que la décélération observée provienne d'un ralentissement purement hydrodynamique.

En ne raisonnant uniquement d'un point de vue hydrodynamique, il n'est pas possible de comprendre la décélération du choc observée. Il faut pour cela, considérer le fort rayonnement issu des chocs que nous générons. Nous reviendrons sur l'explication radiative de cette décélération après avoir vu les résultats issus de l'analyse de la SOP.

L'émission propre résolue en temps :

Les données issues de ce diagnostic nous permettent d'obtenir la position du front de choc en fonction du temps. Pour cela, nous suivons le même protocole que pour l'ombroscopie streakée décrit précédemment. A l'issue de l'analyse des images de ce diagnostic nous observons plusieurs choses. La première, que nous attendions comme expliqué dans le paragraphe « **Précisions sur les positions mesurées** » situé plus haut, les positions relevées par la SOP sont soit égales, soit inférieures à celles relevées par l'ombroscopie. Les deux diagnostics ne détectant pas exactement les mêmes choses, cette

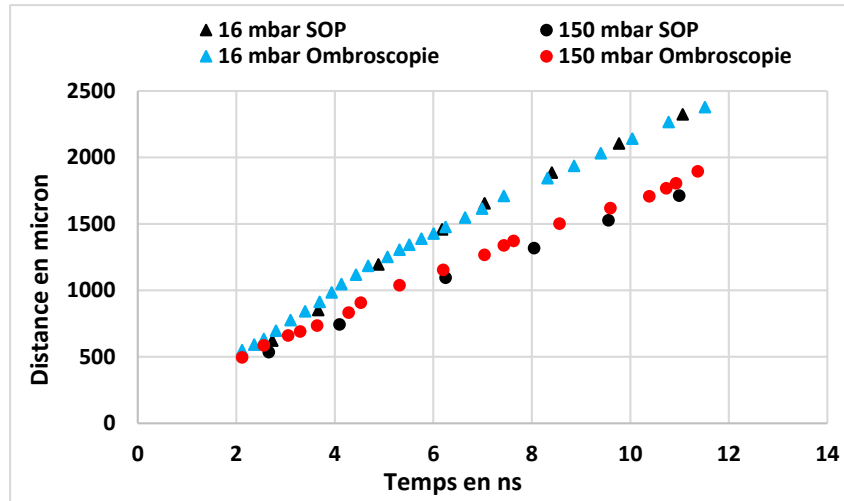


Figure 6.9 : Représentation en fonction du temps de la position du front de choc pour la SOP (en noir) et de la limite de détection dans le précurseur pour l’ombroscopie (en couleurs). Deux pressions sont représentées, 16 mbar en bleu et 150 mbar en rouge.

Pression (Xe)	Densité	Température du choc	Maximum d’émission	Epaisseur d’absorption	Profondeur optique
16 mbar	$8.7 \times 10^{-5} \text{ g.cm}^{-3}$	24.0 eV	119.5 eV	1050 μm	2.9
33 mbar	$1.8 \times 10^{-4} \text{ g.cm}^{-3}$	28.6 eV	142.4 eV	2200 μm	1.4
66 mbar	$3.6 \times 10^{-4} \text{ g.cm}^{-3}$	34.0 eV	169.3 eV	4150 μm	0.7
100 mbar	$5.4 \times 10^{-4} \text{ g.cm}^{-3}$	37.6 eV	187.2 eV	3050 μm	1.0
150 mbar	$8.1 \times 10^{-4} \text{ g.cm}^{-3}$	41.6 eV	207.2 eV	1750 μm	1.7
200 mbar	$1.1 \times 10^{-3} \text{ g.cm}^{-3}$	44.6 eV	222.1 eV	1150 μm	2.6

Table 6.3 : La profondeur optique (dernière colonne) est donnée pour chacune des pressions de xénon de notre expérience.

observation se comprend tout à fait. Notamment, nous remarquons que lorsque la pression augmente, les positions relevées sur les deux diagnostics divergent. Si nous nous attardons sur la **figure 6.9** qui représente la position relevée sur la SOP et l’ombroscopie pour deux pressions, 16 et 150 mbar, nous remarquons bien que pour 16 mbar les positions des deux diagnostics sont confondus alors que pour 150 mbar, les positions relevées sur les deux diagnostics divergent au cours du temps. Pour expliquer cela, nous devons dans un premier temps évaluer la **profondeur optique du choc** relative à chacune des deux pressions.

- Discussion sur le régime optique :

Pour cela, intéressons-nous à la **table 6.3**. Nous remarquerons dans la dernière colonne de la table que les valeurs de l’épaisseur optique du choc sont données relativement à chacune des situations de notre expérience. Cette valeur a été obtenue en faisant le rapport d’une longueur caractéristique de notre

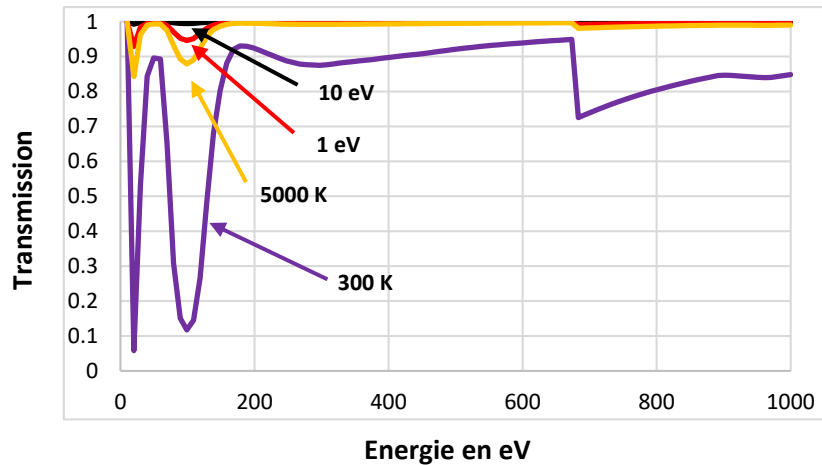


Figure 6.10 : Représentation de la transmission d’une épaisseur de 2 mm de 16 mbar de xénon en fonction de l’énergie du photon incident. Nous utilisons ici des opacités tabulées disponibles en ligne [HENKE]. Cette transmission est donnée pour quatre températures du xénon : 300 K, 5000 K, 1 eV soit 11604 K et 10 eV, soit 116 040 K.

problème, ici, il a été choisi de prendre 3 mm, soit la distance initiale séparant le centre de l’obstacle du pousseur, et de l’épaisseur d’absorption. Cette dernière quantité correspond à l’épaisseur de xénon nécessaire pour absorber 50 pour cent des photons émis par le choc dont l’énergie correspond à celle du maximum d’émission du choc donnée par la loi de déplacement de Wien et qui dépend de sa température. Pour estimer l’épaisseur d’absorption nous devons évaluer la température du choc. Nous avons choisi de la calculer grâce au modèle décrit dans [MABEY-2020]. En utilisant ensuite des tables d’opacités du xénon disponible en ligne [HENKE], nous pouvons établir l’épaisseur d’absorption.

Notons que le cas 16 mbar atteint, d’après la profondeur optique (voir **table 6.3**), un régime optiquement plus épais que les cas 150 et 200 mbar. Dans une première approche, nous nous attendrions donc à observer des effets radiatifs plus importants dans le cas 16 mbar que dans tous les autres cas, *a fortiori* 150 mbar. D’autant plus que les nombres sans dimensions B_o et R corroborent ces prédictions. En effet, pour 16 mbar et 150 mbar, nous obtenons respectivement pour B_o et R , **0.022** et **4.5** pour 16 mbar et, **0.042** et **8.7** pour 150 mbar en prenant à chaque fois une vitesse initiale de choc de 220 km.s⁻¹. La proportion d’énergie radiative au sein du système est donc quasiment deux fois plus grande dans le cas 16 mbar que dans le cas 150 mbar.

Or, il n’en est rien. Comme nous venons de le voir, avec la position confondue du front de choc et de la limite de détection de l’ombroscopie, ainsi que comme nous allons le voir dans la suite en étudiant les précurseurs radiatifs, aucun effet radiatif n’est observable à 16 mbar alors que pléthores le sont pour 150 mbar. Pour comprendre cela, il faut se rappeler que l’émission du choc, approximée par celle d’un corps noir, est selon σT^4 . Sachant que la température du choc passe quasiment du simple au double entre 16 et 150 mbar, le choc à 16 mbar émettra presque 10 fois moins de photons que celui dans 150 mbar. Et c’est en partie cette différence qui explique l’apparition ou l’absence d’effets radiatifs.

Un autre élément de réponse concerne l’épaisseur optique qui est calculée dans la **table 6.3**. Elle utilise des opacités du xénon à froid (295 K). Or comme le montre la **figure 6.10**, représentant la transmission du xénon utilisant des tables d’opacités indexées sur différentes températures (également disponibles en ligne [HENKE]), lorsque le xénon chauffe, il devient rapidement transparent à une large gamme du spectre, ce qui tend à rendre encore moins visible les effets radiatifs si le nombre total de photons émis par le choc est faible. D’autant plus que, comme nous l’avons vu dans plus haut dans le chapitre, un préchauffage d’environ 1 eV a été détecté dans nos cellules cibles, ce qui suffit à rendre un xénon à 16 mbar optiquement mince ($\tau = 0.07 \ll 1$).

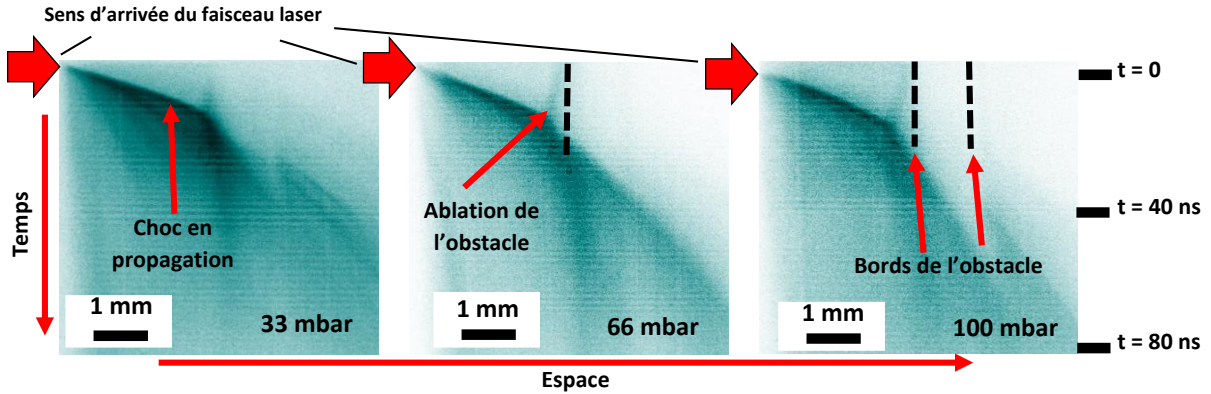


Figure 6.11 : Exemple de résultats obtenus avec la SOP avec un signal recueilli ici correspondant à une longueur d'onde de 450 nm.

Donc malgré le fait que le xénon possède une bande d'absorption située exactement au niveau du pic d'émission du spectre pour un choc dans 16 mbar de xénon, la faible température du choc, ne permet pas de faire apparaître un précurseur radiatif à de si faibles pressions. En somme, l'élévation de la densité électronique en amont du choc est donc moindre dans le cas 16 mbar, ce qui explique que les deux diagnostics procurent des positions qui se confondent. En augmentant la pression, le précurseur radiatif se développe davantage grâce à une émission de photons par le choc plus importante et éloigne donc la limite de détection de l'ombroscopie du front de choc, chose que l'on observe sur la **figure 6.9**.

- **Décélération radiative**

L'observation faite de la décélération du front de choc est confirmée à la fois par l'ombroscopie, et par la SOP, comme nous pouvons voir sur la **figure 6.11** où une claire décélération du choc est visible. Cette décélération prend du sens lorsque l'on considère le fort rayonnement émis par les chocs que nous engendrons. En effet, la proportion élevée d'énergie radiative du choc diminue celle d'énergie thermique et inertielle. Par ces pertes, une décélération est possible. Cela a notamment déjà été observé dans les travaux de thèse de T. Michel [MICHEL-THESE], qui a, d'ailleurs, développé un modèle analytique décrivant la perte d'énergie du choc par transfert radiatif et permettant d'obtenir la décélération correspondante du choc, modèle présenté dans [MICHEL-2019].

Nous allons ici réutiliser les expressions de ce modèle afin de les utiliser sur les données de notre expérience. Avec L_{prec} la longueur du précurseur radiatif que nous supposons correspondre à la longueur caractéristique du problème, R_0 le nombre de Mihalas initial, λ_R le libre parcours moyen utilisant les opacités de Rosseland dans le milieu choqué, u_{s0} la vitesse initiale du choc, c la vitesse de la lumière et t le temps, T. Michel obtient alors l'expression suivante de l'accélération du choc au cours du temps :

$$\begin{cases} a(t) = -\frac{u_{s0}}{6t_c} \left(1 + \frac{t}{t_c}\right)^{-7/6} & (VI.1) \\ t_c = \frac{(R_0 + 1)}{c\lambda_R} L_{prec}^2 & (VI.2) \end{cases}$$

avec t_c le temps caractéristique de décélération. L'application de ces équations modélisant la décélération du choc en rendant compte de son fort caractère radiatif rejoint les premières constatations [MICHEL-THÈSE] faites à propos de leur bon accord avec la décélération mesurée expérimentalement. En effet, comme nous pouvons le voir dans la **table 6.4**, les valeurs des décéléérations mesurées suivant la pression

Pression	u_{s0}	R_0	a_{exp}	a_{modele}
16 mbar	230 km.s ⁻¹	3.6	-11.2 ± 1.1 km.s ⁻¹ .ns ⁻¹	-10.2 km.s ⁻¹ .ns ⁻¹
33 mbar	180 km.s ⁻¹	8.3	-6.5 ± 0.6 km.s ⁻¹ .ns ⁻¹	-6.3 km.s ⁻¹ .ns ⁻¹
66 mbar	170 km.s ⁻¹	11.4	-4.3 ± 0.9 km.s ⁻¹ .ns ⁻¹	-4.6 km.s ⁻¹ .ns ⁻¹
100 mbar	155 km.s ⁻¹	15.4	-2.9 ± 0.7 km.s ⁻¹ .ns ⁻¹	-2.6 km.s ⁻¹ .ns ⁻¹
150 mbar	145 km.s ⁻¹	20.0	-1.7 ± 0.8 km.s ⁻¹ .ns ⁻¹	-1.8 km.s ⁻¹ .ns ⁻¹

Table 6.4 : Tableau présentant l'accélération mesurée expérimentalement a_{exp} et celle issue du modèle [MICHEL-2019], a_{modele} , pour cinq pressions différentes de xénon. La vitesse initiale ainsi que le nombre de Mihalas sont également donnés pour chaque pression.

et celles données par le modèle concordent. Notons que les décélérations expérimentales ici renseignées correspondent à des moyennes sur 5 ns, moyennes que nous devons faire car l'obtention des valeurs d'accélération instantanée est trop sujette aux incertitudes de mesures (**cf.** chapitre 5 de [MICHEL-THESE]). Ce sont d'ailleurs ces différentes plages temporelles choisies selon les pressions pour moyenner qui expliquent les différentes valeurs de vitesses initiales renseignées dans la **table 6.4**. Elles correspondent à chaque fois à la vitesse du choc mesurée au début de la plage temporelle choisie. De plus, précisons que les décélérations ici mesurées correspondent à une phase où le choc n'a pas été perturbé par le flot de matière provenant de l'ablation de l'obstacle.

Cette modélisation simple mais robuste permet d'expliquer la décélération observée et mesurée sur nos diagnostics d'ombroscopie et d'émission propre résolus en temps. La diminution de la décélération avec la pression fait également sens car, plus la pression est élevée, et plus la proportion de l'énergie radiative dans le système diminue, comme en témoigne l'augmentation de la valeur de R_0 avec celle de la pression dans la **table 6.4**. En effet, dans le cas 150 mbar, $R_0 = 20$ dans la plage temporelle choisie, ce qui signifie que l'énergie radiative ne représente à ce moment que moins de 5 pour cent de l'énergie totale du choc. Dans le cas 16 mbar, elle représente près de 22 pour cent.

Pour une même vitesse de choc, le flux et l'énergie radiatif s'amointrissent avec l'augmentation de la pression, et le comportement du choc tend alors vers celui d'un choc purement hydrodynamique. Or, dans le cas purement hydrodynamique, comme nous l'avons déjà précédemment évoqué, le choc est, pour des temps si courts, dans une phase balistique. Aucune décélération ne doit être observée, la vitesse est constante, d'où la décélération déclinante.

• Etalonnage des simulations en vitesse

Avant de s'intéresser au préchauffage, nous tenons à prononcer quelques mots à propos de l'étalonnage des simulations grâce aux vitesses mesurées sur la SOP. L'obtention des vitesses nous permet effectivement de contraindre nos simulations FLASH. Notamment, il nous est possible de qualitativement reproduire les résultats obtenus en émission propre sur l'ULTRANEO (voir **figure 6.12**). En effet, sachant que l'émission est une fonction de la densité et température électronique, en considérant que les zones les plus chaudes émettent le plus, il est possible de qualitativement reproduire, grâce à des cartes de température électronique issues de FLASH, l'émission propre mesurée sur l'ULTRANEO. Notons simplement que l'émission propre recueillie par l'ULTRANEO correspond à l'émission propre diminuée par

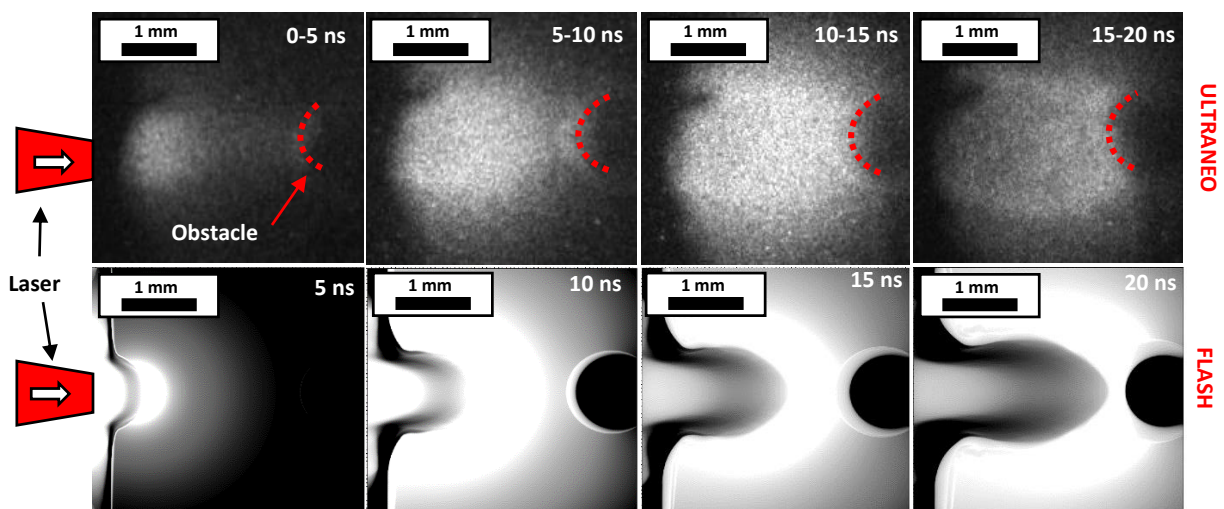


Figure 6.12: Correspondances entre des cartes 2D de température électronique issues de simulation FLASH 2D (ligne du bas) et les images d'émission propre, $\lambda = [589 \mu\text{m} - 627 \mu\text{m}]$, obtenues grâce à l'ULTRANEO (ligne du haut) pour un tir dont la pression de xénon est de 100 mbar. L'échelle en de nuance de gris sature en noir les températures inférieures à 1 eV et en blanc celles supérieures à 15 eV. Les données de l'ULTRANEO correspondent à l'émission propre intégrée sur des fenêtres de 5 ns, ce qui n'est pas le cas des cartes de température. Cette correspondance n'est que qualitative.

l'absorption du xénon. Il est donc normal de ne pas reproduire exactement les mêmes résultats, car pour cela, des simulations en 3 dimensions auraient été nécessaires, choses que nous n'avons pas eu la possibilité de réaliser.

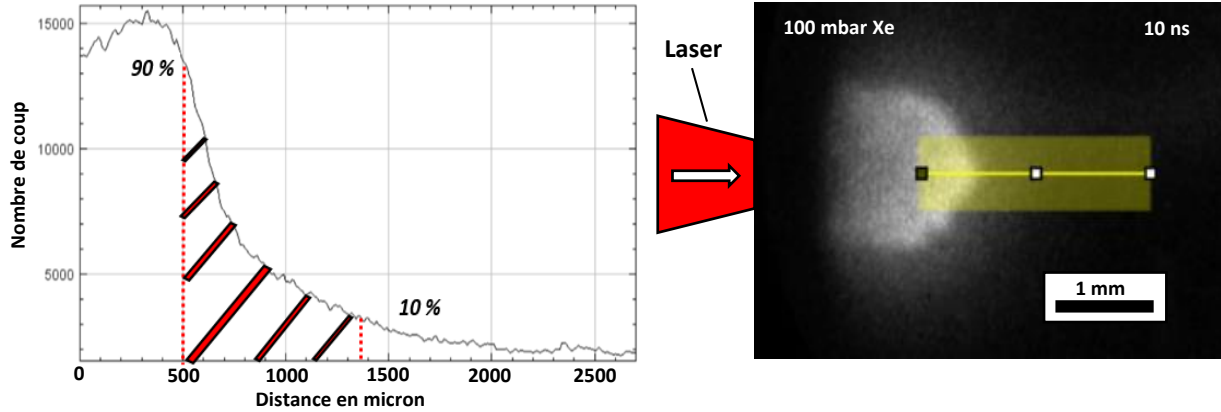
- **Le précurseur radiatif**

Les chocs radiatifs se distinguent principalement des chocs purement hydrodynamiques par l'apparition d'un précurseur radiatif dont l'origine est un flux radiatif très important. Ce flux ionise la matière située en amont du choc ce qui engendre une élévation des densité et température électronique. Cette modification des conditions de la matière non encore choquée modifie l'interaction du choc avec un obstacle, sujet qui nourrira d'amples discussions dans une section suivante. Pour le moment, nous allons nous affairer à caractériser ce précurseur radiatif dans les tirs réalisés lors de notre expérience sur GEKKO XII en juin 2022.

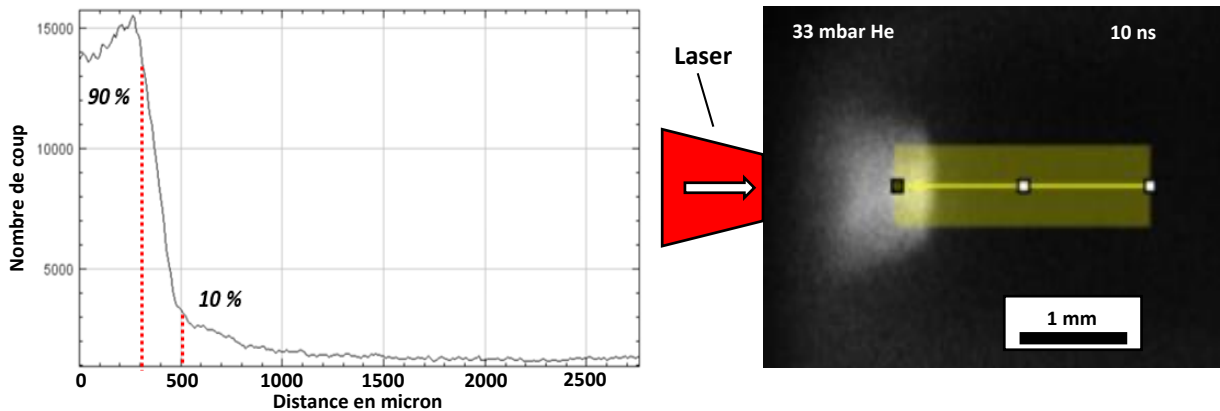
Pour évaluer les caractéristiques du précurseur radiatif, notamment sa longueur, nous pouvons utiliser deux techniques. La première, qui n'a malheureusement pas pu être mis en place lors de cette expérience, utilise les données issues d'un diagnostic d'interférométrie de Nomarski. En utilisant un faisceau sonde dans le visible, 532 nm sur GEKKO XII, l'augmentation de la densité électronique de la matière en amont du choc reste mesurable car celle-ci permet tout de même au laser de passer. Nous ne nous étendrons pas davantage sur ce protocole d'analyse car il utilise un diagnostic qui n'a pas pu être mis en place lors de l'expérience.

La méthode 90-10 :

Nous allons utiliser la seconde méthode qui est aussi la seule exploitable pour cette expérience : la **méthode 90-10**. Cette deuxième technique utilise les données issues de l'émission propre du plasma. Un GOI couplé à un montage optique recueillant l'émission propre du plasma à $450 \text{ nm} \pm 5 \text{ nm}$ nous permet d'observer le précurseur radiatif. Pour ce faire, il faut réaliser une coupe spatiale le long de l'axe de



Figures 6.13 et 6.14 : A gauche, résultat d'une coupe spatiale le long de l'axe de propagation du plasma. Cette coupe est visible en jaune sur la figure juxtaposée à droite. La courbe représente le nombre de coups reçus par pixel le long de cette coupe. La zone hachurée correspond au précurseur radiatif, cette transition est beaucoup plus abrupte pour un choc hydrodynamique classique (voir **figure 6.15**). A droite, l'image obtenue par un GOI couplé à un diagnostic d'émission propre ne laissant passer que la longueur d'onde de 450 nm. Cette image provient d'un tir avec 100 mbar de xénon de notre expérience sur GEKKO XII.



Figures 6.15 et 6.16 : Figures similaires aux **figures 6.13 et 6.14** à ceci près que l'image provient d'un tir réalisé lors d'une campagne passée sur GEKKO. La cellule de ce tir était remplie avec 33 mbar d'hélium, il n'y a donc pas de précurseur radiatif. Le choc créé est purement hydrodynamique. La méthode 90 – 10 consiste à mesurer le nombre de pixels nécessaires pour passer de 10 pour cent à 90 pour cent de l'amplitude maximale.

propagation du plasma grâce au logiciel de traitement d'image ImageJ (voir **figure 6.14**). Nous obtenons alors une courbe représentant le nombre de coups reçus par pixel le long de l'axe de coupe (voir **figure 6.13**). En comparant les **figures 6.13 et 6.15** nous observons la présence d'un précurseur radiatif qui émet en amont du choc dans le cas radiatif.

La technique ici employée est cependant à nuancer. En effet, nous devons être vigilants à ce que permet de mesurer cette méthode. Dans le cas d'un milieu optiquement mince, 33 mbar par exemple, le xénon laisse facilement passer le rayonnement issu du front de choc. Ce rayonnement sera alors absorbé sur une très grande distance et ne donnera pas naissance à une élévation importante des densité et température électronique en amont du choc. Inversement, dans le cas d'un milieu optiquement épais, du xénon à 200 mbar par exemple, le milieu est en partie opaque au rayonnement issu du front de choc. Son absorption se fera alors sur une distance plus courte. C'est ici qu'il faut faire attention car notre méthode estimera que pour un choc dans 33 mbar de xénon, il n'y a pas de précurseur. Or, cela est, comme nous venons de le voir, plus subtil. Il y a un précurseur radiatif, mais il ne donne pas lieu à une élévation significative des grandeurs thermodynamiques du milieu.

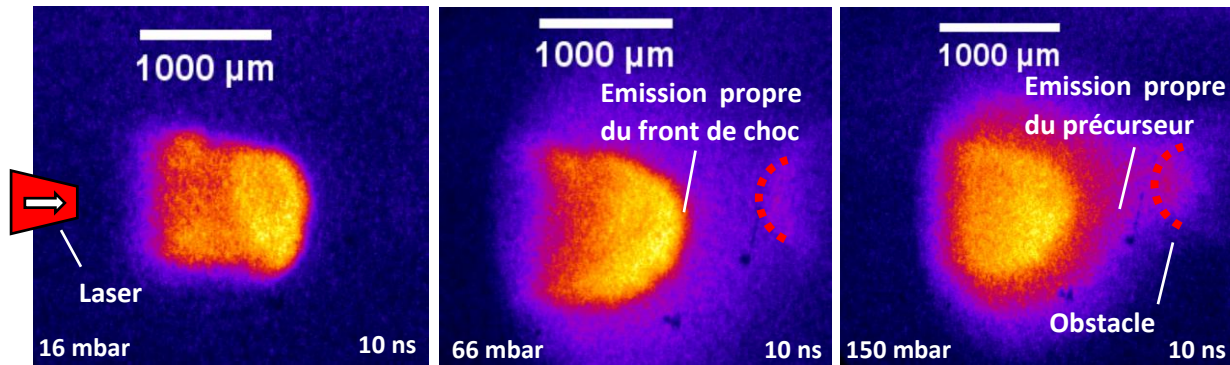


Figure 6.17 : Illustration de trois images d'émission propre atténuées en 2D. Dans l'image de gauche, du centre et de droite les cellules étaient respectivement remplies de 16, 66 et 150 mbar de xénon. Nous apercevons clairement l'opacification du xénon à mesure que la pression du xénon augmente, ce qui indique l'apparition d'un précurseur radiatif de plus en plus dense et chaud.

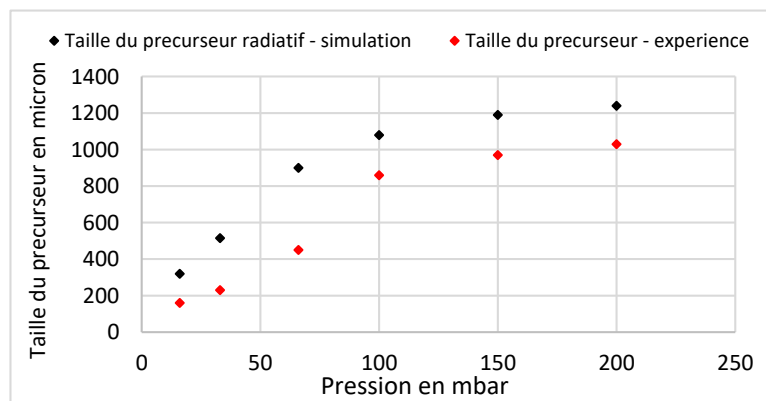


Figure 6.18 : Taille du précurseur radiatif mesurée sur les données issues de GEKKO représentée en fonction de la pression initiale dans la cellule. Les tailles des précurseurs issues des simulations FLASH en 2D sont également rapportées (carré noir). Elles ont également été mesurées en utilisant la méthode 90-10 sur une carte de la température électronique.

A la lumière de ces propos ainsi que de la discussion sur le régime optique de nos chocs que nous avons eue plus haut, nous comprenons un peu plus les raisons pour lesquelles le précurseur radiatif croît, tant visiblement sur nos images de GOI (voir **figure 6.17**), que numériquement (voir **figure 6.18**). En effet, nos mesures donnent une croissance de la taille du précurseur avec la pression (voir **figure 6.18**). Cette observation a notamment déjà été numériquement réalisée dans le **chapitre VI** de T. Michel [MICHEL-THÈSE] où une pression de 310 mbar de xénon donnait un précurseur plus long que dans le cas de 31 mbar.

Nous remarquons également une seconde tendance dans l'expression de la taille du précurseur en fonction de la pression : un **phénomène de saturation**. En effet, dans la **figure 6.18** nous observons une saturation de la taille du précurseur lorsque la pression augmente et devient grande (150 et 200 mbar). Il est possible que cette saturation s'explique par l'effet combiné, lorsque la pression augmente, de la diminution du caractère radiatif du choc et de l'augmentation de l'épaisseur optique du milieu avec la pression. De fait, comme nous le verrons dans la partie suivante, pour une même vitesse de choc, plus la pression est élevée et plus les nombres sans dimension R et B_o sont élevés, autrement dit, moins le choc est radiatif. De même, nous observons une claire opacification du milieu à mesure que la pression du xénon augmente.

Enfin, une dernière explication complémentaire est également à considérer. Il est possible qu'avec l'augmentation de la pression, un équilibre entre l'absorption et la réémission se met en place. La taille du précurseur ne croîtrait donc plus linéairement avec la pression et entamerait une saturation, rentrant dans un état stationnaire.

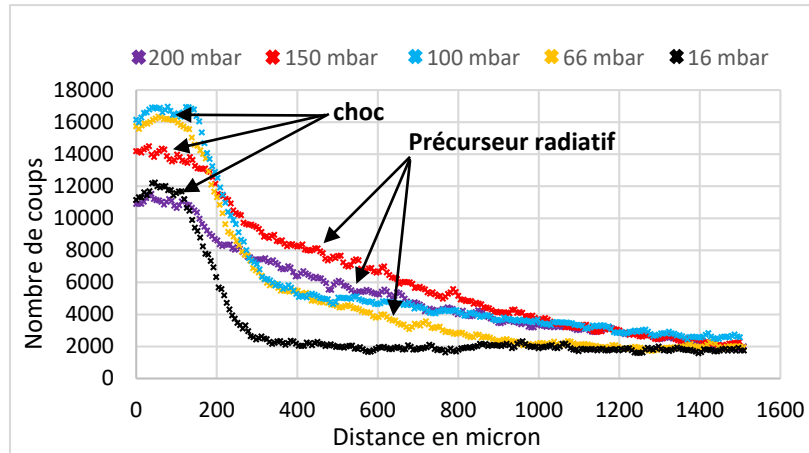


Figure 6.19 : Représentation du nombre de coups enregistrés sur le GOI en fonction de la distance pour cinq pressions de xénon : 16, 66, 100, 150 et 200 mbar. Cette coupe a été faite le long de la trajectoire comme illustré dans les figures 6.14 et 6.16.

- La structure du précurseur :

Nous allons ici écrire quelques mots à propos de la structure du précurseur dont la longueur est l'une de ses principales caractéristiques. Bien que nous n'ayons pas pu implémenter un diagnostic d'interférométrie, une coupe sur les images d'émission propre et le long du trajet du choc nous donne une idée de la structure interne du précurseur. Comme nous pouvons le voir dans la **figure 6.19** où le nombre de coups enregistré sur le GOI est représenté en fonction de la distance le long d'une coupe similaire à celles des **figures 6.14** et **6.16**.

Quatre pressions y sont représentées : 16 mbar en noir, 66 mbar en jaune, 100 mbar en bleu, 150 mbar en rouge et 200 mbar en violet. Nous observons une claire différence entre 16 mbar et les autres pressions où l'on observe le **développement d'un précurseur radiatif** qui émet en amont du choc. Cela se traduit sur la **figure 6.19** par une élévation significative du nombre de coups en amont du choc.

Nous remarquons de plus que le nombre maximal de coups comptés dans le choc suit une hiérarchie inattendue. En effet, il est plus important pour 100 mbar que pour 150 mbar, qui est lui-même plus important que pour 200 mbar, alors que normalement, la température du choc augmente avec la pression, et par conséquent, son rayonnement également. Il y a en fait là, une compétition entre l'émission, la température du choc et l'absorption du milieu. Lorsque la pression augmente, l'absorption de l'émission propre du choc par le xénon augmente, bien que la température du choc augmente aussi de par la diminution du caractère radiatif du choc avec l'augmentation de la pression. Les 5 mm de xénon qui séparent le centre de la cellule de la fenêtre latérale, d'où provient l'émission propre ensuite recueillie par notre GOI, absorbent et diffusent les photons d'autant que la pression de xénon s'élève.

Effectivement, si l'on s'intéresse à la transmission de 5 mm de xénon pour ces trois pressions : 100, 150 et 200 mbar, pour une énergie autour de 200 eV, ce qui correspond à peu près au pic d'émission du choc pour ces pressions, voir **table 6.3**, nous obtenons une transmission de respectivement 28, 15 et 7 pour cent. Cela contribue donc à expliquer la diminution du nombre maximal de coups dans le choc observé dans la **figure 6.19**. La tendance naturelle, à savoir une augmentation du nombre de photons émis avec la température du choc, s'inverse visiblement pour une pression située entre **66 et 100 mbar**. A ce stade, l'absorption par le milieu devient plus importante que l'augmentation du rayonnement avec la pression. Le pic du choc compte donc de moins en moins de coups.

En somme, cette figure, appuyée par les données de la **table 6.3**, met en évidence les interactions qui ont lieu lors de nos chocs entre la température maximale du choc, qui elle augmente avec la pression, les effets radiatifs qui eux s'amointrissent et l'opacité du milieu. Par exemple, pour 16 mbar, même si le choc



Figure 6.20 : Image en fausses couleurs des piliers de la création prise par le télescope spatial James Webb, une pouponnière d'étoiles sculptée par les puissants souffles radiatifs d'étoiles environnantes. Cette structure fait partie d'un nuage bien plus grand : la nébuleuse de l'Aigle, objet numéro 16 dans le catalogue de Messier. Crédits : NASA, ESA, CSA, STScI; Joseph DePasquale (STScI), Anton M. Koekemoer (STScI), Alyssa Pagan (STScI, James Webb Telescope).

est caractérisé comme très radiatif et qu'un fort rayonnement s'en émanera bien, la faible profondeur optique et opacité du milieu ne permettront pas l'émergence d'un précurseur radiatif. A l'inverse, une opacité élevée créera les conditions favorisant l'émergence d'un précurseur radiatif (100, 150 et 200 mbar), dont l'observation sera d'ailleurs amoindrie si la pression augmente trop, c'est le cas à partir de 100 mbar. Une compétition se joue donc entre la température du choc, le rayonnement, l'absorption du milieu et par conséquent, sa pression.

- **Détente de l'obstacle**

Nous allons maintenant étudier l'interaction des chocs radiatifs ainsi que de leur précurseur avec un obstacle sphérique. Dans notre expérience, cet obstacle est une sphère de **1 mm de diamètre** de polystyrène dont la masse volumique est **60 mg.cm⁻³**. Nous nous affairerons principalement à mesurer et modéliser la détente de l'obstacle par le flux radiatif incident. Pour cela, nous aurons recours au modèle développé dans la thèse de T. Michel, également décrit dans [[MICHEL-2018](#)].

L'étude de cette interaction en laboratoire, de l'ablation d'un obstacle par un choc radiatif, est très intéressante d'un point de vue astrophysique. En effet, ce genre de situation se retrouve dans certains nuages moléculaires géants comme la nébuleuse de l'aigle (M16). Dans cette nébuleuse, des structures cylindriques très particulières se sont formées. Couramment appelées : « les piliers de la création », par les astronomes, ces structures sont des pouponnières d'étoiles. En effet, de nombreux effondrements locaux et successifs de la matière constituant ces piliers, majoritairement du dihydrogène, engendrent la formation de jeunes étoiles. La forte instabilité ainsi que la forme de ces structures sont suspectées d'être en partie les conséquences de l'interaction du nuage moléculaire avec l'intense rayonnement émis par les étoiles de type O situées à proximité du nuage (voir *figure 6.20*).

Une seconde situation astrophysique susceptible d'être similaire sur plusieurs aspects à notre expérience est l'interaction entre les restes d'une supernova et d'un nuage moléculaire ou atomique présent sur le passage de l'onde de choc. Déjà évoquée dans la section : « **Problématiques astrophysiques de cette thèse** » du premier chapitre, l'interaction entre ces deux acteurs donnera d'abord lieu à une ablation du

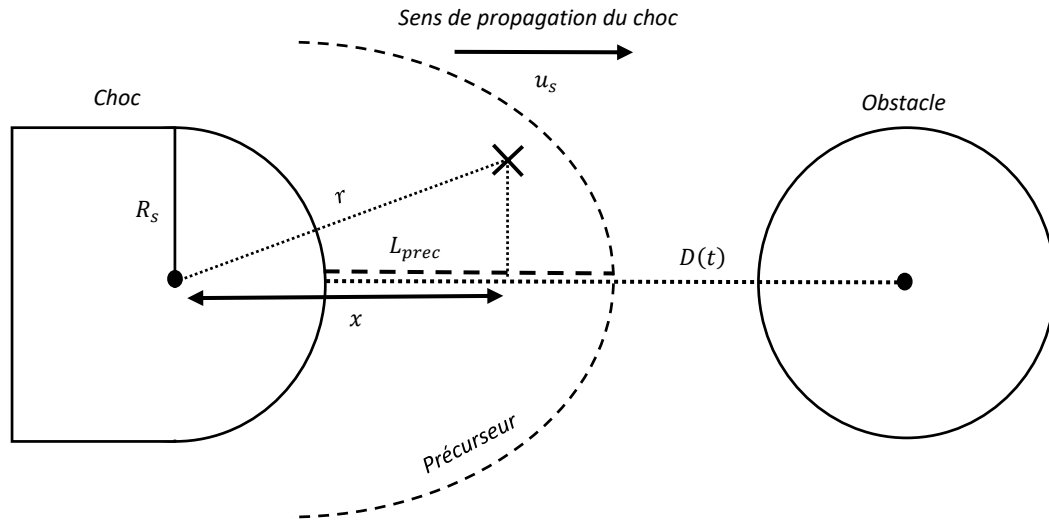


Figure 6.21 : Représentation schématique du système considéré pour le développement du modèle de détente de l'obstacle par l'ablation d'un choc radiatif.

nuage par le flux radiation de la RSN, et donc d'une détente, pour ensuite connaître une importante compression lors de leur rencontre.

Dans cette partie, nous allons mettre à l'épreuve un modèle développé pour décrire la détente d'un obstacle soumis à l'approche d'un choc radiatif. Ce modèle a d'ores et déjà été testé, mais uniquement pour une seule et même pression de xénon, à savoir 50 mbar. Ici, nous allons profiter des nombreuses pressions différentes de xénon utilisées dans nos tirs pour éprouver encore plus le modèle. Avant de confronter nos mesures au modèle, commençons par décrire ce modèle, ses hypothèses et sa construction théorique. Ces étapes sont originalement présentes dans la thèse de T. Michel, mais par souci d'auto-cohérence de cette thèse, nous allons à nouveau présenter ici les grandes lignes du modèle de détente de l'obstacle en symétrie sphérique en prenant en compte le précurseur radiatif.

- Le système :

Un choc radiatif dont la propagation sera considérée à symétrie sphérique se dirige vers un obstacle sphérique. La distance initiale séparant le choc et le bord le plus proche de l'obstacle, correspondant à la distance entre le pousseur et le bord de la bille dans nos expériences, est notée D_0 . Au cours de la propagation du choc, cette distance évoluera et sera notée $D(t)$, $t = 0$ désigne le premier instant où le choc débouche dans le xénon. Sachant que le choc se déplace à la vitesse u_s , on obtient $D(t) = D_0 - u_s t$. L'extrémité du choc la plus proche de l'obstacle est considérée hémisphérique de rayon R_s . Nous supposons de plus, que la zone choquée, située derrière le choc, est optiquement épaisse, soit totalement opaque au rayonnement qu'elle produit. La seule partie émettrice visible se situe en surface du choc, qui avec une température T_s , émet un rayonnement dont on suppose que le spectre est similaire à celui d'un corps noir. Notre choc possède donc une émission isotrope de puissance surfacique σT_s^4 , avec σ la constante de Stefan-Boltzmann. La **figure 6.21** résume la situation que nous venons de décrire.

- Le précurseur :

Ce modèle prend en compte le précurseur radiatif, par cela il faut comprendre que l'absorption et la réémission par le précurseur du flux radiatif incident du front de choc vont être considérés. Pour cela nous avons besoin de caractériser le précurseur radiatif avec à deux paramètres : L_{prec} et $f(\tau)$.

L_{prec} caractérise la taille du précurseur radiatif. Entre le front de choc et l'extrémité du précurseur, nous supposons que la température électronique décroît exponentiellement. De plus, nous supposons que la longueur mesurée L_{prec} correspond à la distance caractéristique d'absorption du précurseur. Nous introduisons donc $\kappa = \frac{1}{L_{prec}}$, le coefficient d'absorption du précurseur, qui permet de qualifier l'absorption du précurseur. Pour décrire l'émission propre du précurseur radiatif, nous utilisons $f(\tau)$, où τ est l'épaisseur optique. $f(\tau)$, nommée émissivité du corps gris, est comprise entre 0 et 1, $f(\tau) = 1$ correspond à un corps noir et $f(\tau) = 0$ signifie que le précurseur n'émet rien. Ainsi, nous considérons que le précurseur émet en partie, mais pas totalement, comme un corps noir. Il est donc transparent à certaines longueurs d'onde qu'il n'absorbe pas. Son rayonnement surfacique instantané est décrit par $f(\tau)\sigma T_s^4$ et s'ajoute à celui du front de choc qui n'est pas absorbé. L'intensité surfacique d'un rayon se propageant dans le précurseur entre deux abscisses x_1 et x_2 possède donc deux termes : l'un décrivant l'absorption par le précurseur, et l'autre décrivant la réémission par le précurseur. Cette intensité I s'écrit [MICHEL-THESE] :

$$I(x_1, x_2) = \underbrace{I(x_1)e^{-(x_2-x_1)\kappa}}_{\text{terme d'absorption}} + \kappa \underbrace{\int_{x_1}^{x_2} f(\tau)\sigma T_e^4(x) e^{-(x-x_1)\kappa} dx}_{\text{terme de reemission}} \quad (VI.3)$$

avec T_e qui comme nous l'avons dit suit une décroissance exponentielle qui en symétrie sphérique s'exprime ainsi :

$$T_e(r) = T_s e^{-(r-R_s)} \quad (VI.4)$$

avec r la distance entre le point considéré et le centre de symétrie du front de choc sphérique. Parmi ces grandeurs, D_0 , u_s , R_s et même $f(\tau)$ seront calculées et mesurées à partir des données expérimentales, T_s sera quant à elle déduite du modèle développé par T. Michel [MICHEL-2018]. Notons que pour $f(\tau)$, une comparaison entre notre estimation expérimentale et la valeur permettant de modéliser au mieux la détente sera faite, permettant ainsi de nourrir une discussion sur l'émission et l'épaisseur optique du choc.

- L'obstacle :

Pour correctement décrire l'obstacle nous avons besoin de connaître sa longueur d'absorption caractéristique L_{abs} pour un rayonnement correspondant au pic d'émission du choc. Cette longueur d'absorption est obtenue en utilisant les tables d'opacité de Rosseland à froid disponibles dans des banques de données en ligne. Le fait que cette longueur ne dépende pas de la température et n'évolue pas pendant l'ablation de l'obstacle est une approximation que nous devons faire, autrement, des développements longs et fastidieux devraient être entrepris. Entreprise que nous n'avons pas eu la possibilité de faire en étendant les travaux de T. Michel. Une autre hypothèse forte et parfois discutable est posée à propos de l'obstacle. Afin de faciliter la modélisation de sa détente, l'obstacle est pensé comme un gaz parfait. Son élévation en température suit donc la loi suivante :

$$\Delta E = C_p \Delta T = \frac{3\gamma R}{2M} \Delta T \quad (VI.5)$$

avec C_p la capacité thermique massique de l'obstacle, ΔE une quantité d'énergie absorbée par l'obstacle et ΔT une élévation de la température de l'obstacle.

Nous venons de faire le tour des principales hypothèses et approximations faites pour ce modèle. Ce sont autant de points de discussion et d'amélioration possibles pour de futurs travaux sur les chocs radiatifs et leur interaction avec un obstacle. Nous allons maintenant donner l'expression de la **vitesse de détente de**

l'obstacle obtenue grâce à au modèle décrit ici, et décrit pour la première fois dans [MICHEL-THESE], que nous reprenons dans ces travaux afin de le soumettre à un nouveau jeu de données expérimentales.

La vitesse de détente $v_{détente}^2$ s'écrit

$$v_{détente}^2(t) = \frac{2\sigma T_s^4}{3\mu} \int_0^t \int_0^{\text{Arcsin}(R_s/(R_s+D(t')))} \left(e^{-\kappa L} + \kappa f(\tau) \int_0^{L(\alpha)} e^{-4\kappa(r-R_s)} e^{-x\kappa} dx \right) \frac{\sin(\alpha)\cos(\alpha)}{\sqrt{1 - \frac{L(\alpha)^2}{R_s^2} \sin^2(\alpha)}} d\alpha dt' \quad (VI.6)$$

avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} L(\alpha) = (R_s + D(t))\cos(\alpha) + \sqrt{(R_s + D(t))^2 \cos^2(\alpha) - D(t)(2R_s + D(t))} \\ r = \sqrt{(R_s + D(t) - L(\alpha) + x)^2} \\ D(t') = D_0 - u_s t' \end{array} \right. \quad (VI.7)$$

Pour obtenir la position en fonction du temps du bord de l'obstacle et non la vitesse, il suffit de prendre la racine carré de l'expression (VI.6) et de l'intégrer. Nous allons maintenant donner les valeurs typiques des principales variables du modèle que nous venons de présenter.

Les valeurs de D_0 et u_s seront ajustées tir à tir à partir des mesures expérimentales. D_0 aura cependant une valeur moyenne de **2500 microns** et u_s sera situé entre **176 et 230 km.s⁻¹**. R_s , qui lui aussi est expérimentalement mesuré, aura la même valeur quel que soit le tir, en effet, sa mesure donne un résultat toujours similaire de quelque **500 microns**. L'obstacle sphérique composé de polystyrène de densité **60 mg/cm⁻³** possède une longueur caractéristique d'absorption du pic de rayons x issus du front de choc L_{abs} de **1000 nm**. La température du choc que nous obtenons grâce à notre modèle [MICHEL-2018] varie de **24 eV pour 16 mbar à 41.6 eV pour 150 mbar**. En considérant que le maximum d'intensité dans l'émission du précurseur est similaire à celui d'un corps noir, bien que son spectre soit celui d'un corps gris, alors l'énergie E_{max} des photons dont la fréquence correspond au maximum d'intensité dans l'émission spectrale d'un corps noir est selon la loi de déplacement de Wien :

$$E_{max\ intensite}(eV) = 4.98 \times T_s(eV) \quad (VI.8)$$

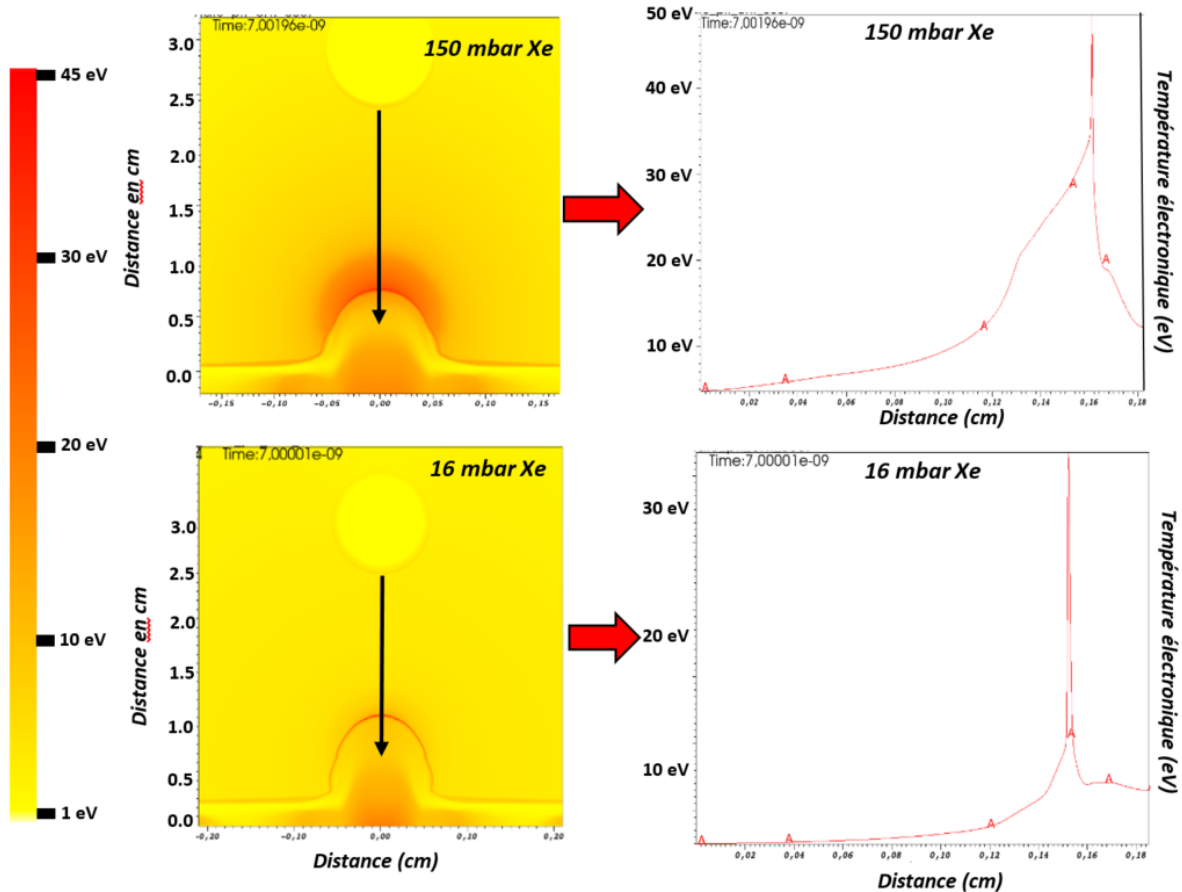
Ainsi, par exemple, pour une température mesurée de 10 eV dans le précurseur, l'énergie des photons dont la fréquence correspond au maximum d'intensité de l'émission du précurseur est de 50 eV. En utilisant les tables d'opacité à froid de Rosseland, nous obtenons alors pour chacune des pressions une longueur d'absorption caractéristique de ces photons, autrement dit, un libre parcours moyen des photons ayant une énergie de 50 eV.

Ensuite, pour calculer l'émissivité de chacun des précurseurs, nous utilisons la formule proposée par R.P. Drake [DRAKE-2006] que nous rappelons ici :

$$f(\tau) = 1 + e^{-\tau}(\tau - 1) - \tau^2 \int_{\tau}^{\infty} \frac{e^{-t}}{t} dt \quad (VI.9)$$

Quant à l'analyse de l'influence de chacun des paramètres du modèle, ayant déjà été explicitement réalisée dans [MICHEL-THESE], nous n'allons ici que nous contenter de résumer les points clefs.

- Plus la pression du milieu augmente et plus l'émission du précurseur se rapproche de celle d'un corps noir. En effet, le milieu tend à s'épaissir optiquement à mesure que la pression augmente comme nous avons pu le constater précédemment, notamment sur les données du GOI en émission propre.

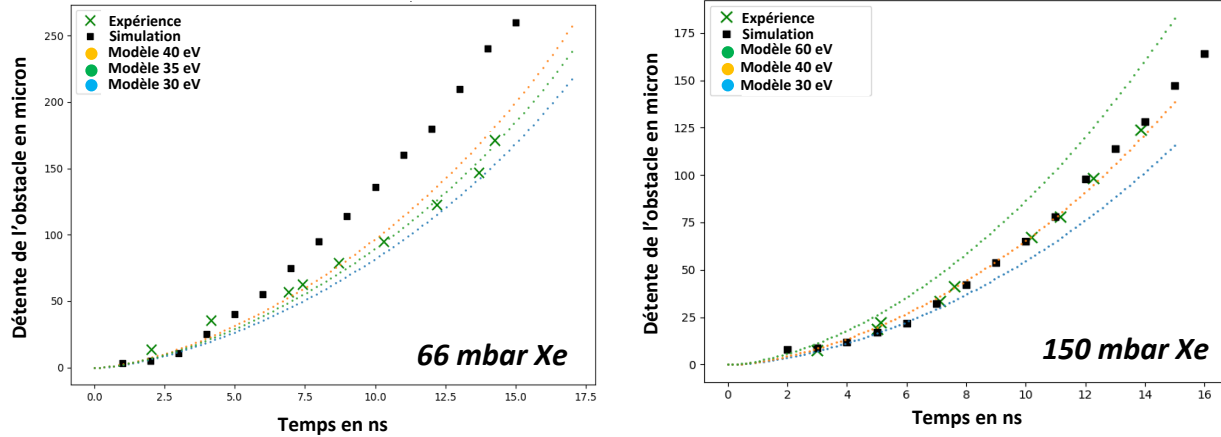


Figures 6.22 : La colonne de gauche montre des cartes 2D de la température électronique issues de nos simulations FLASH 2D après 7 ns d'évolution. La colonne de droite correspond à une coupe spatiale de cette température électronique réalisée le long du trajet de la flèche noire présente sur les cartes de température. La pression de la ligne du haut est de 150 mbar contre 16 mbar pour la ligne du bas. Nous observons que le profil en température du précurseur est clairement spatialement complexe.

- La taille du précurseur est également un paramètre très influençant. Pour une même pression, plus le précurseur est étendu et plus l'obstacle subira une élévation de température tôt. Cependant, plus le précurseur est faible et plus le milieu sera optiquement mince. L'obstacle sera donc plus exposé au rayonnement direct du choc.

- **Application du modèle :**

Dans la première exploitation de ce modèle, ainsi que dans sa formulation semi-analytique initiale [MICHEL-THESE], la vitesse du choc ainsi que l'émissivité sont considérées constantes pour un même tir. Or comme nous l'avons vu sur les mesures des vitesses, le choc décélère significativement entre 2 et 14 ns. De même, les opacités du xénon, et par conséquent l'émissivité supposée du précurseur radiatif, ne sont pas les mêmes selon la température du milieu. Or, les profils spatiaux de la température électronique de nos précurseurs radiatifs sont complexes et simplement exponentiels comme nous l'avons jusqu'ici supposé, en témoignent les profils spatiaux représentés dans la **figure 6.22**. Cette variation de la température implique la remise en cause de plusieurs de nos hypothèses, notamment celle de la constance de ces deux paramètres au cours du temps ainsi que la décroissance exponentielle de la température du précurseur. Bien que valables proche du choc ou dans des situations moins radiatives comme celles de mon prédécesseur en 2015, 2016 et 2018, ces hypothèses ne sont, dans notre cas,



Figures 6.23 et 6.24 : Représentation de la défente de l'obstacle en fonction du temps. A gauche la pression du milieu est de 66 mbar alors qu'à droite elle est de 150 mbar. Ici les vitesses du choc et les valeurs de l'émissivité ont été tabulées.

visiblement plus tout à fait valides. Nous avons donc entrepris de tabuler au cours du temps la vitesse du choc, et de tabuler suivant la distance au choc la température du précurseur, tabulant également l'émissivité par voie de conséquences.

Grâce à la tabulation de ces deux paramètres, le modèle de la défente de l'obstacle semble démontrer un bon accord avec nos mesures (voir **figures 6.23** et **6.24**). Accord qui avec la précédente formulation du problème, à savoir une vitesse de choc et une température de précurseur unique, n'existait pas.

En dépit des apparences, cela conforte la première validation du modèle présentée la thèse de T. Michel, à ceci près, que pour des chocs aussi radiatifs que les nôtres, il n'est plus possible de prendre une vitesse de choc et une émissivité moyenne et constante. En effet, les fortes variations temporelles et spatiales de ces deux paramètres nécessitent de tabuler ces deux quantités faute de pouvoir les décrire continument. Un développement futur intéressant en ce sens qui pourrait d'ailleurs être implémenté au modèle existant est l'intégration temporelle et/ou spatiale de ces deux paramètres dans le modèle.

• Caractérisation des chocs engendrés

Nous allons maintenant résumer les caractéristiques des chocs que nous avons créés lors de notre campagne 2022 sur GEKKO XII. Cela comprend leur vitesse, décélération, taille du précurseur ainsi qu'une évaluation de leur caractère radiatif grâce aux nombres sans dimension B_0 et R .

Commençons par les énergies des tirs laser. Nos tirs laser avaient tout au long de cette campagne une énergie très constante, en effet, mis à part le premier tir avec ses 838 J, les 12 autres tirs ont une énergie moyenne de **1028 J** avec un écart-type de 52 J. Avec une tache focale de **450 microns de diamètre** en moyenne et **une durée d'impulsion de 0.5 ns**, l'intensité surfacique moyenne de nos tirs est donc de **$1.29 \times 10^{15} \text{ W.cm}^{-2}$** , intensité similaire à celles de la campagne de 2016.

Nos cibles qui sont, nous le rappelons, composées de **23 microns de CH** et de **6 microns de Sn** ont ainsi engendrées des chocs ayant une vitesse initiale allant de 230 km.s⁻¹ pour 16 mbar à 176 km.s⁻¹ pour 150 mbar. Ces vitesses sont supérieures à la campagne 2016 car nos cibles sont plus légères (absence d'or dans celles de 2022). De plus, une décélération des chocs dans le xénon est à chaque fois observée comme pour les tirs les plus radiatifs de 2016 et de 2018. Décélération que l'on attribue au fort rayonnement de nos chocs.

En effet, nos chocs ont engendré de multiples effets radiatifs, nous notons principalement l'existence d'un précurseur radiatif de longueur variable selon la pression ainsi qu'une défente de l'obstacle, provoquée

Caractéristiques du choc	33 mbar (Xe)	100 mbar (Xe)	150 mbar (Xe)
Vitesse maximale mesurée	207 $km.s^{-1}$	186 $km.s^{-1}$	176 $km.s^{-1}$
R maximal	6.3	10.7	13.6
B_o maximal	0.029	0.044	0.053
Vitesse moyenne	165 $km.s^{-1}$	150 $km.s^{-1}$	130 $km.s^{-1}$
R moyen	9.8	16.5	24.9
B_o moyen	0.036	0.055	0.072
Longueur du précurseur	230 μm	860 μm	970 μm
Température du choc	28.6 eV	37.6 eV	41.6 eV
Vitesse finale de Détente de l'obstacle	25 $km.s^{-1}$	20 $km.s^{-1}$	15 $km.s^{-1}$

Table 6.5 : Récapitulatif des principales caractéristiques des chocs créés lors de notre expérience pour trois pressions différentes de xénon : 33 mbar, 100 mbar et 150 mbar.

par le flux radiatif du choc et du précurseur. Pour nous aider à observer les tendances suivant la pression, nous récapitulons les principales caractéristiques pour trois pressions de xénon dans la **table 6.6**. En plus de la diminution du caractère radiatif avec l'augmentation de la pression que nous avons déjà évoquée, nous notons la forte décélération initiale du choc.

Récapitulatif

- Une expérience visant à étudier les chocs radiatifs sur l'installation laser Japonaise GEKKO XII a été menée avec succès. La mise en place de divers diagnostics nous a permis d'obtenir des informations sur divers aspects des chocs engendrés tels que :
 - o La taille du précurseur radiatif en fonction de la pression du gaz, autrement dit, en fonction de l'opacité du milieu en amont. Le précurseur a pu être mesurée grâce aux données d'émission propre recueillies par le GOI.
 - o La vitesse du choc grâce aux données de l'ombroscopie et de l'émission propre streakée.
 - o La détente de l'obstacle engendrée par le flux radiatif du choc incident.
- Une décélération radiative a été observée dans nos mesures de vitesse du choc. Cette observation corrobore celle réalisée lors de la campagne précédente et présentée dans [MICHEL-THESE].
- La détente de l'obstacle a été comparée avec succès aux prédictions du modèle de Thibault Michel, à ceci près que la tabulation de la vitesse du choc ainsi que son émissivité ont été nécessaires afin de retrouver les bons résultats.

- 3 - LMJ : atteindre un régime hautement radiatif

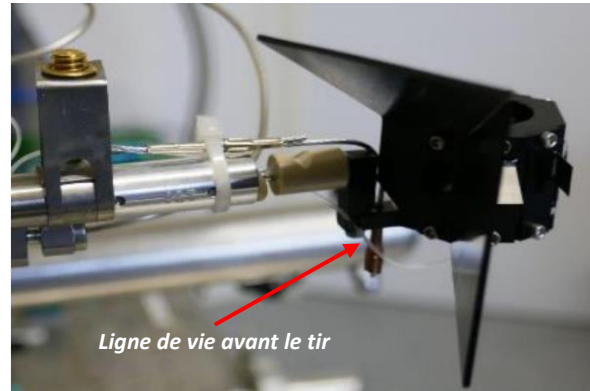
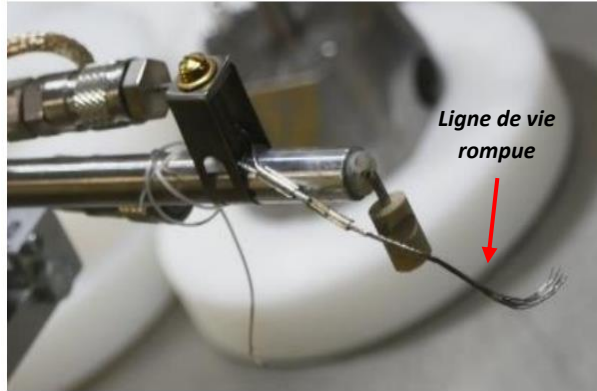
Dans une volonté d'obtenir des chocs toujours plus radiatifs, une expérience a été dimensionnée, proposée, acceptée et, enfin, réalisée sur l'installation laser du LMJ. Le dimensionnement de cette expérience a été effectué par Thibault Michel. Dans le sixième chapitre de sa thèse il expose les tenants et aboutissants de cette proposition d'expérience visant à obtenir un régime hautement radiatif. Les échéances relatives à cette installation laser doublées des circonstances sanitaires ont repoussé les tirs qui n'ont été réalisés que 6 ans après l'acceptation du projet, soit en 2021. Nous allons dans cette partie du chapitre présenter les principales circonstances de l'expérience : les objectifs du projet, la composition de la cible, les paramètres laser réellement obtenus sur le LMJ et les diagnostics mis en place. Finalement nous verrons les résultats des tirs ainsi que leur analyse. Notons que seuls trois tirs ont été réalisés. Les autres ont été annulés à la suite d'un souci technique pour l'instant insoluble. En effet, lors des seuls tirs réalisés, le support métallique et la ligne de vie se sont à chaque fois rompus sous la pression des faisceaux laser (voir **figures 6.25** et **6.26**), laissant tomber la cellule dans la chambre expérimentale et menaçant ainsi d'endommager les optiques ainsi que les parois de la chambre.

- **Objectifs**

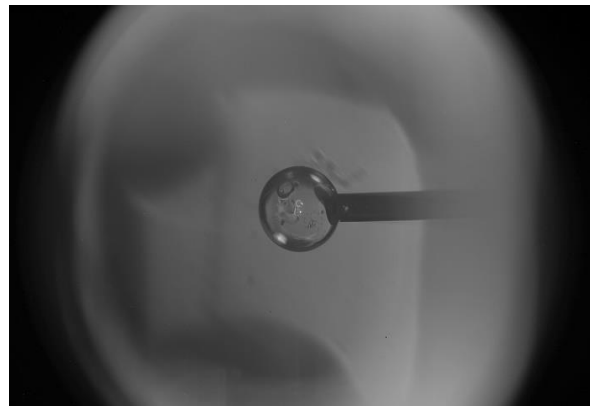
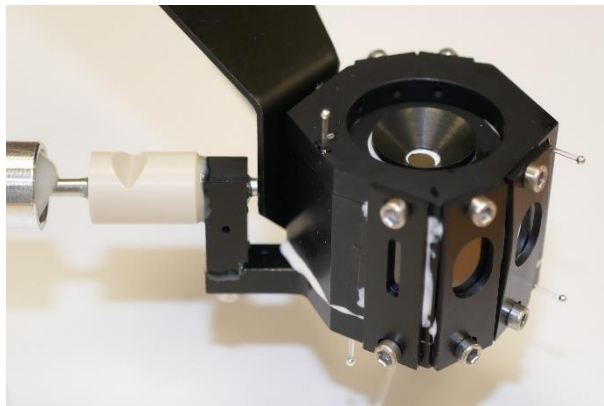
Les objectifs principaux de cette expérience, du moins telle que pensée à sa création, est d'engendrer des chocs atteignant un régime hautement radiatif en utilisant des cibles similaires, dans leur disposition, à celles utilisées lors de notre campagne sur GEKKO XII. Par hautement radiatif, il faut ici comprendre un régime dont l'énergie radiative se rapproche sérieusement, en proportion, de l'énergie thermique du système. Cela se traduit donc par une volonté d'obtenir un nombre de Mihalas R proche de 1 et une vitesse de choc supérieure à 200 km.s^{-1} . En atteignant ce genre de régime, le choc créé devrait donner naissance à un précurseur radiatif aux dimensions supérieures à celles observées dans les résultats de notre expérience sur GEKKO XII. Nous pourrions également atteindre des vitesses similaires voire supérieures à celles obtenues sur GEKKO XII tout en utilisant un bouclier en or, nous permettant ainsi de nous affranchir du préchauffage contrairement à notre campagne japonaise de 2021. Les diagnostics et détecteurs disponibles sur l'installation LMJ-PETAL nous offrent l'opportunité d'atteindre certains objectifs jusqu'ici inaccessibles : utiliser la radiographie X afin de caractériser le profil en densité du choc ainsi que l'onde transmise dans l'obstacle, ou encore de mesurer la température du choc grâce à une ligne d'imagerie étalonnée.

- **La cible**

La cible utilisée lors de cette campagne sur le LMJ est dans sa géométrie conceptuellement la même que celle utilisée sur GEKKO XII : un obstacle sphérique est placé sur la trajectoire du choc au sein d'une cellule hermétique remplie de gaz. Seules changent la composition de la cible d'interaction : autrement dit la nature des couches superposées de l'ablateur, bouclier et poussoir, les dimensions de la cellule, la position des hublots et la nature de l'obstacle, qui n'est plus du polystyrène comme sur GEKKO mais une sphère creuse de plastique (voir **figure 6.28**), sauf pour le tir 2 qui était une sphère en mousse. La cellule utilisée pour cette expérience est faite d'aluminium anodisé, afin de limiter les réflexions parasites sur les diagnostics visibles (voir **figure 6.27**). Les dimensions de la cellule sont conçues pour limiter les effets de bords. En effet, un choc rebondissant sur les parois ainsi qu'une détente suite à un chauffage de la cellule pourraient venir perturber l'évolution du choc et corrompre les données récoltées par les détecteurs. La cellule fait donc 3 cm de large afin de laisser le choc évoluer sans aucune interaction parasite ainsi que



Figures 6.25 et 6.26 : La photographie de droite a été prise avant le tir 1 et celle de gauche, après le tir 1. Nous voyons que la ligne de vie (fil métallique tressé) a rompu suite à la pression exercée par l'énergie laser sur la cible. Le support métallique n'a également pas tenu. La cible a, à chaque fois, été récupérée en morceaux dans la chambre expérimentale.



Figures 6.27 et 6.28 : A gauche, photographie de la cellule cible disposée quasiment sous le même angle de vue que la **figure 6.32**. A droite, photographie de l'obstacle en CH placé au centre de la cellule, vu à travers de l'un des hublots.

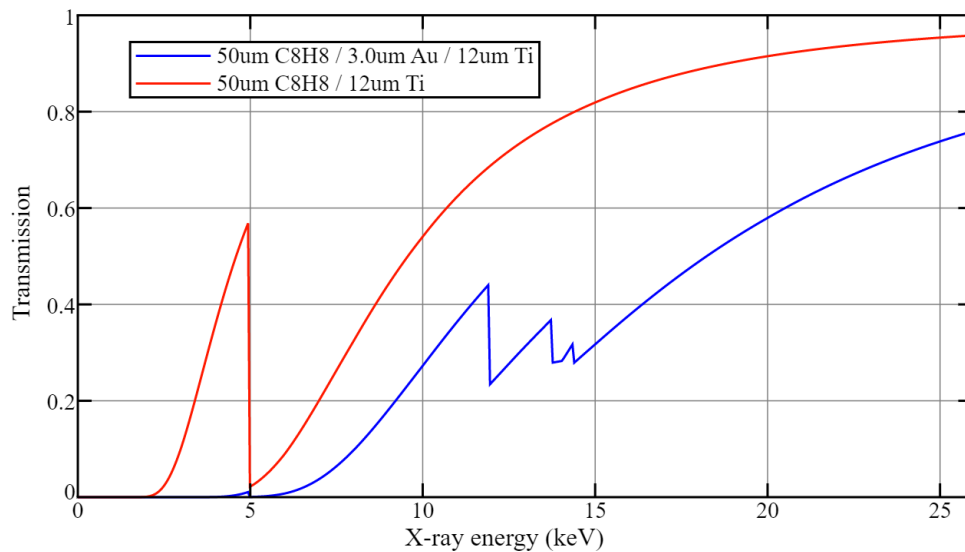


Figure 6.29 : Transmission des rayons X selon leur énergie d'une superposition de couches : 50 microns de CH + 3 microns d'or + 12 microns de titane pour la courbe en bleue, et 50 microns de CH + 12 microns de titane pour la courbe en rouge. On note clairement l'impact de la couche d'or qui permet d'absorber la quasi-totalité des rayons X entre 1 et 7 keV, bande d'énergie qui correspond au maximum d'émission provenant du plasma de couronne.

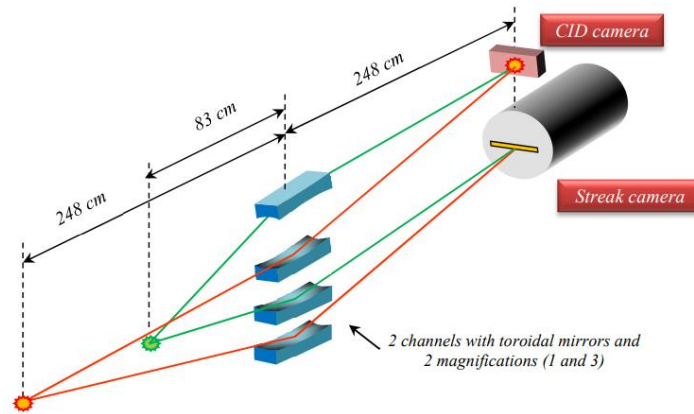


Figure 6.30 : Schéma du fonctionnement de la ligne d'imagerie DP2 au bout de laquelle se trouve le détecteur streak x. Les points verts et oranges correspondent aux deux positions possibles pour l'objet à radiographier. A chaque chemin optique correspond un grossissement, de 1 pour la position repérée par le point vert et de 3 pour la position repérée par le point orange. Dans notre cas, nous avons utilisé le chemin optique menant à la camera streak x. Les rayons X sont guidés vers les détecteurs grâce à des miroirs toroïdaux disposés selon une configuration de Kirkpatrick-Baez. Crédit : [LMJ-2020]

pour permettre à nos deux diagnostic x d'avoir suffisamment de champ de vue. La cible est ici composée de trois couches : un **ablateur de 50 microns de CH**, un **bouclier de 3 microns d'or** et un **pousseur de 12 microns de titane**, contrairement aux cibles utilisées pendant notre expérience sur GEKKO qui n'en comprenaient que deux.

Cette superposition de couche est le résultat de l'optimisation qui minimise le préchauffage (inférieur à 1 eV) et qui maximise la vitesse obtenue en simulation (185 km/s comme nous le verrons). La superposition de couche choisie, permet, notamment grâce à l'or qui absorbe la plus grande partie du rayonnement du plasma de couronne (voir **figure 6.29**), de limiter le préchauffage en le contenant en dessous de 1 eV.

• Paramètres laser et diagnostics

Lors de cette campagne, nous avons réalisé trois tirs. A chaque fois, sept quads ont été utilisés pour directement déposer de l'énergie sur la cible, apportant chacun 10 kJ en 3 ns, soit environ 70 kJ au total. Cela donne donc une puissance maximale à 3ω de 3.3 TW par quad. Au LMJ, la tache focale est elliptique, de petit axe 1.2 mm et de grand axe 1.7 mm une fois projetée sur une surface plane. Ainsi, une intensité surfacique maximale de $1.45 \times 10^{15} \text{ W.cm}^{-2}$ a été atteinte, et ce, pendant 3 ns, lors des tirs réalisés sur le LMJ.

Intéressons-nous maintenant aux diagnostics mis en place lors de cette expérience. Les diagnostics sont repartis selon des lignes d'imagerie, dont l'appellation propre au CEA est DP pour Diagnostic Plasma. Nous avons eu recours à 5 lignes d'imagerie : DP1, DP2, DP5 et DP4. Les deux premières, DP1 et DP2, sont consacrées à la radiographie x. La ligne DP2 image la dynamique du choc, permettant ainsi de suivre l'évolution de sa vitesse ainsi que potentiellement celle de son profil de densité, chose inaccessible avec des faisceaux sonde dans le visible car la densité électronique du choc se situe au-delà de la densité critique relative à ces faisceaux.

Pour cela, une source de rayons x sera créée grâce à deux quads de 10 kJ chacun avec une impulsion longue, 10 ns, pointés sur du titane. A l'extrémité de cette ligne d'imagerie une camera *streak* sensible aux rayons x est utilisée comme détecteur. A l'instar du couple pyrométrie optique – camera *streak*, cette *streak* sera, en principe, en mesure d'intégrer temporellement des coupes de 50 microns de résolution et de 1 mm de champ de vue sur 25 ns. Ce détecteur, dont le fonctionnement est rapporté dans la **figure 6.30**, permet d'obtenir une image spatiale 1D résolue en temps, renseignant ainsi sur la vitesse du choc

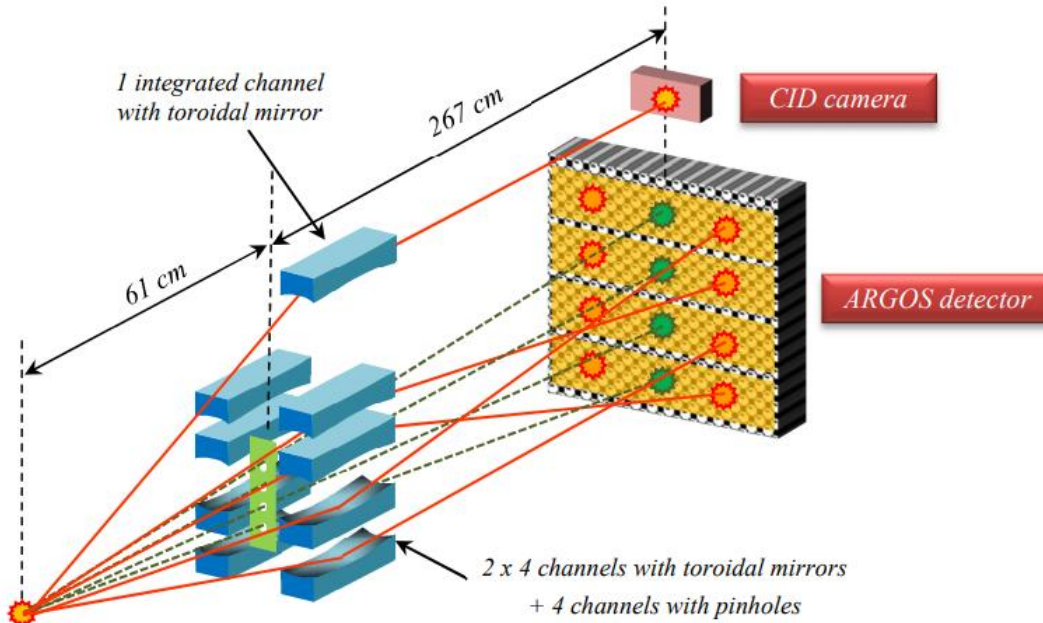


Figure 6.31 : Schéma du fonctionnement de la ligne d'imagerie DP1 au bout de laquelle se trouve la framing X camera. Les miroirs toroïdaux disposés selon une configuration de Kirkpatrick-Baez permettent de guider les rayons X grâce à des réflexions utilisant des angles rasants. Des pinholes sont positionnées le long des trajectoires. La camera s'ouvre et se ferme créant des dynamiques en 4 images et ce, pour chacune des trois pistes. Crédit : [LMJ-2020]

et le profil de densité du choc. Les quads engendrant la source x illumine le *backlighter* 5 ns après le début de l'impulsion laser principale. La camera *streak* commence quant à elle l'acquisition 2.5 ns avant l'irradiation de la cible par le faisceau laser principal.

La seconde ligne d'imagerie, DP1, réservée à la radiographie x 2D permet d'obtenir une dynamique du choc ici transmis dans l'obstacle, son fonctionnement est schématisé dans la **figure 6.31**. Le détecteur est ici une *framing camera* sensible aux rayons x. Ce détecteur se comporte comme l'ULTRANEO utilisé dans notre expérience sur GEKKO XII à ceci près qu'il est sensible aux longueurs d'onde x. La source x créée pour l'occasion est située à la verticale de l'obstacle, et, est engendrée grâce à l'illumination de scandium par deux quads de 12 kJ chacun et de 3 ns d'impulsion. Ainsi, pendant 3 ns, grâce à un temps d'obturation de 250 ps, ce détecteur fournit 3 radiographies x sur 4 pistes temporelles. Comme visible sur la **figure 6.31**, deux pistes de radiographies sont obtenues avec des miroirs en configuration de Kirkpatrick-Baez, la dernière est obtenue en incidence directe. L'obturation est réalisée directement sur le détecteur et l'imagerie est obtenue grâce à une matrice de pinholes s'ouvrant et se fermant à la commande. L'intervalle entre deux pistes est à chaque fois de 0.7 ns. La source x de ce diagnostic débute 14 ns après le faisceau principal. Quant à l'acquisition de la *framing camera*, elle débute 1 ns après l'illumination de la source x, soit 15 ns après $t=0$.

La ligne d'imagerie DP5 est, elle, consacrée aux diagnostics d'imagerie visible. Sur cette seule et même ligne, plusieurs diagnostics de pyrométrie optique sont implémentés, en deux dimensions spatiales grâce à deux GOI, et en 1D résolu en temps grâce à deux caméras *streak*. Le temps d'intégration est à chaque fois de 250 ps pour les GOI, et, la fenêtre temporelle des *streak* est de 25 ns pour. Additionnellement, un diagnostic actif est aussi mis en place sur la ligne DP5. En effet, un faisceau sonde, à 1 ou 2ω , de temps d'impulsion de 5 ns est également disponible le long de cette ligne d'imagerie. Lors de cette expérience, ce faisceau sonde est utilisé pour créer un diagnostic d'ombroscopie. Précisons que le faisceau sonde fait, dans notre configuration expérimentale, un aller, puis un retour dans la cellule grâce à un dépôt d'aluminium externe sur un des hublots. Couplé à une camera *streak*, l'ombroscopie doublera les

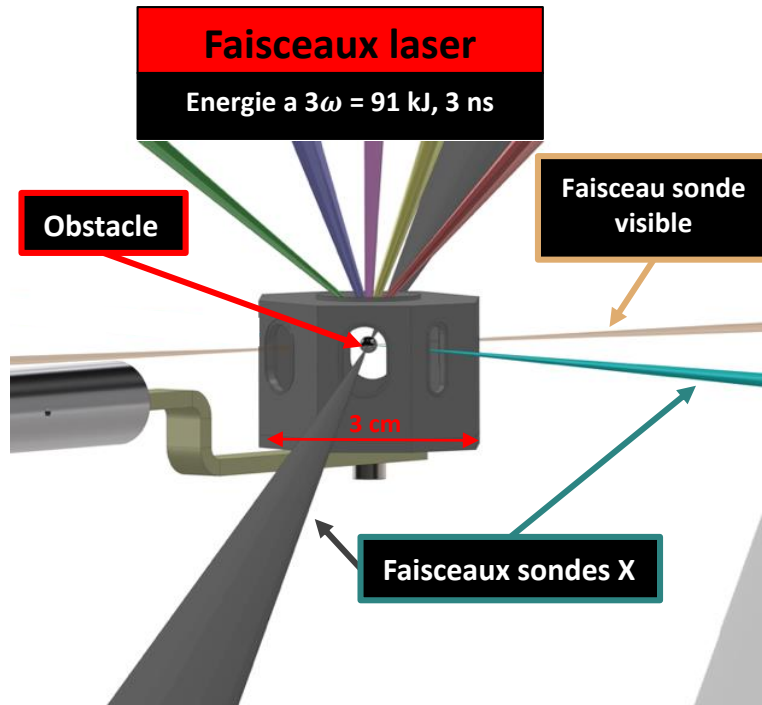


Figure 6.32 : Représentation schématique de la disposition des faisceaux sondes traversant la cible. Les faisceaux pour la radiographie x sont représentés en noir et bleu et le faisceau sonde dans le visible pour l'ombroscopie est représenté en orange.

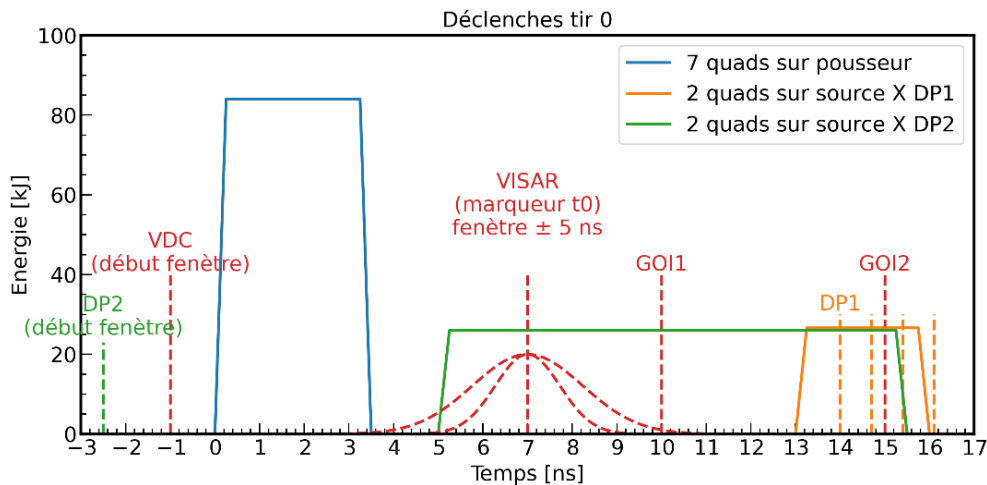


Figure 6.33 : Récapitulatif des déclenches des diagnostics (en pointillé) et des quads (ligne continue) du tir d'essai (tir 0). $t=0$ correspond au début du dépôt de l'énergie sur la cible par les faisceaux laser. L'impulsion des quads correspondant correspond à la ligne bleue. L'impulsion des quads engendrant la source X de DP1 et de DP2 correspondent respectivement à la ligne orange et à la ligne verte.

informations sur l'évolution du front de choc issues des deux cameras *streak* utilisées en émission propre. Que ce soit pour les *streak* en émission propre ou en ombroscopie, chaque couple est sensible à deux longueurs d'onde. A chaque fois, un filtre est placé sur la trajectoire de la ligne d'imagerie pour que l'une des caméras n'observe que le rayonnement à 1064 nm tandis que l'autre ne reçoit que le rayonnement à 532 nm. Les **figures 6.32** et **6.33** résument et schématisent respectivement la disposition ainsi que le nombre de faisceaux sonde et les différentes déclenches des diagnostics.

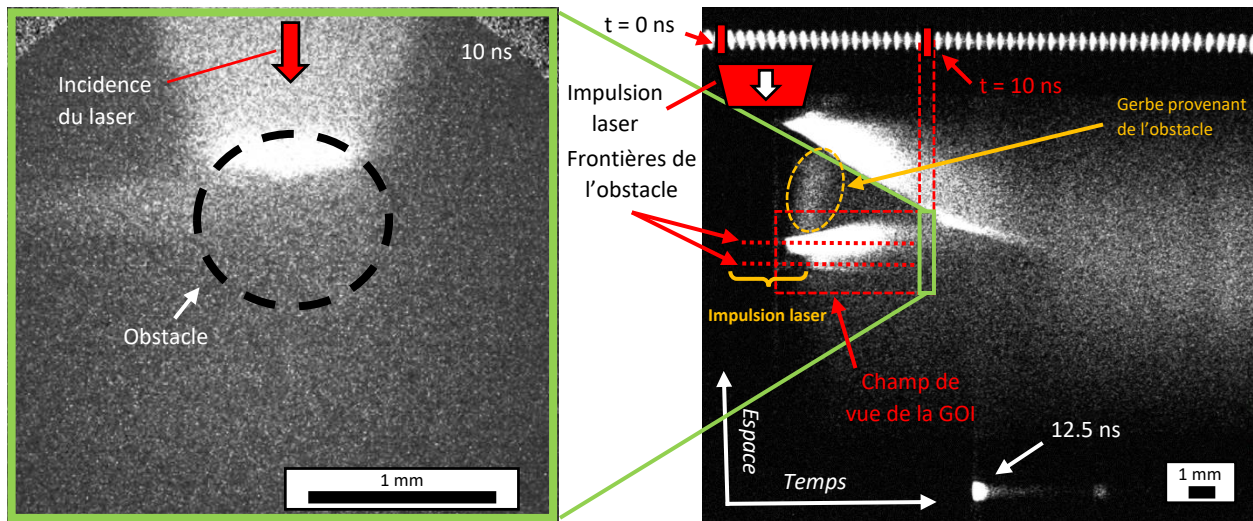


Figure 6.34 : Données issues du tir 0 de la campagne LMJ 2021. A gauche, l'image 2D obtenue en émission propre grâce à la GOI basse dont la déclenche a eu lieu 10 ns après l'impulsion laser principale. A droite, image 1D résolue en temps de l'émission propre obtenue grâce à une camera streak sur la ligne DP5. Le cadre vert marque la correspondance entre l'image de la GOI et de la streak.

Une dernière ligne d'imagerie, DP4, est utilisée pour imager et caractériser la tache focale du recouvrement des faisceaux principaux sur le pousseur. Un sténopé permet d'enregistrer l'image bidimensionnelle de la tache focale sur un détecteur.

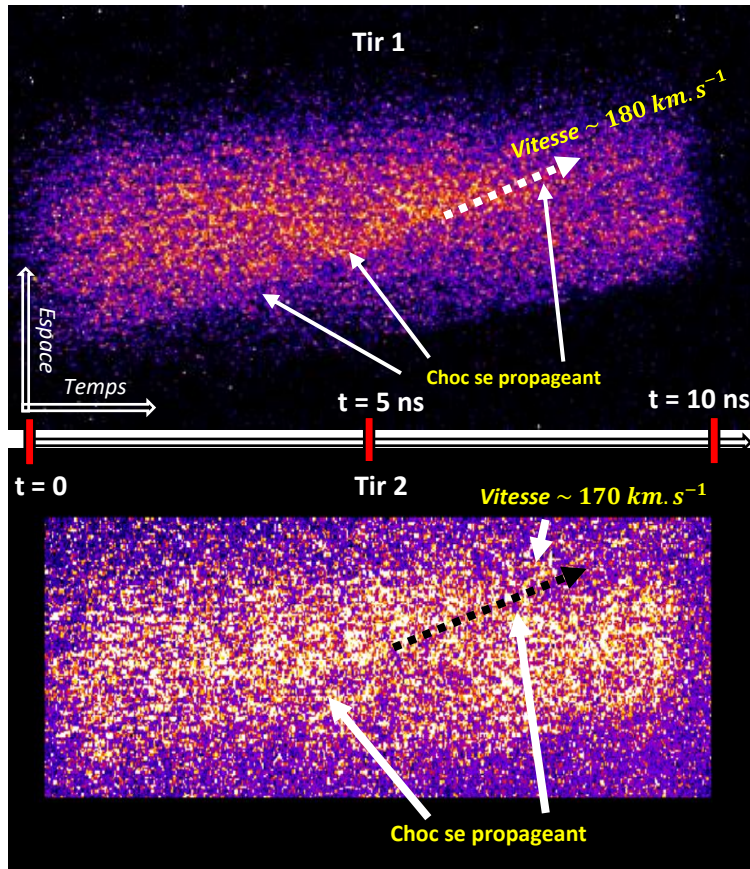
• Résultats des tirs

Dans cette section, nous allons présenter et analyser les données issues des diagnostics présentés ci-dessus pour les trois tirs réalisés. Le premier, qui est un tir d'essai, a été réalisé sur une cellule vide contenant tout de même une coquille de 1 mm de diamètre et aux parois sphériques de 20 microns d'épaisseur en CH comme obstacle.

- Tir 0 :

L'émission propre relevée par les camera *streak* permettent d'observer à la fois la détente du plasma et la détente du ballon dont les vitesses moyennes respectives sont : 460 km/s et 170 km/s (voir **figure 6.34**). Les résultats issus de ce tir sont très étranges. Bien que la collision du choc avec l'obstacle se fait autour de 14 ns, l'obstacle se met à émettre très tôt (dès 3.5 ns). L'intérieur de l'obstacle, qui nous le rappelons est creux, ne semble émettre que depuis une moitié, celle la plus proche du pousseur. Il nous est très difficile de comprendre ce qu'il se passe avec un seul tir. Par exemple, l'illumination de l'intérieur de l'obstacle se fait en deux étapes. Une explication impliquant la tige qui supporte l'obstacle (voir **figure 6.28**) existe. Celle-ci pourrait avoir obstruée l'émission propre de l'obstacle résultant ainsi à cette curieuse observation sur les détecteurs. Néanmoins, cette hypothèse semble être invalidée par deux faits. Le premier est que cette observation est également faite sur les données issues de la seconde camera *streak* dans le visible. La seconde preuve invalidant cette explication est l'absence d'obstruction de la tige sur les images de référence réalisées juste avant le tir.

Une alternative pouvant peut-être expliquer les faits relatés est la suivante : imaginons que pour une raison ou pour une autre, par exemple une rupture mécanique du pousseur et de l'ablateur ou encore mauvaise facture de la cible, une certaine partie des faisceaux laser principaux ont directement atteint



Figures 6.35 et 6.36 : Données issues de la camera streak x recueillant le signal de l'ombroscopie x du tir 1 en haut, et du tir 2 en bas.

l'obstacle. L'observation faite de la demie-illumination de l'obstacle correspondrait alors à une ablation directe de la coquille de la sphère. Ce plasma d'ablation, à l'instar du plasma de couronne, se détend alors devant l'obstacle, chose que l'on observe et qui expliquerait la gerbe lumineuse à haute vitesse issue de l'obstacle. Le plasma d'ablation se détendrait également partiellement au-dessus et en-dessous de l'obstacle, ce qui expliquerait l'observation de demie-illumination réalisée sur les détecteurs. Ce ne serait donc pas l'intérieur de la sphère qui s'illumine à moitié, mais un plasma rayonnant. Cependant, cela reste de l'ordre de la spéculation. Nous n'avons *a posteriori* aucun outil pour vérifier un tel scénario doublé du fait qu'une telle erreur d'usinage, permettant aux faisceaux de traverser la cible solide, n'a jamais été observée jusqu'ici. Le mystère demeure donc entier.

- Tir 1 :

Concernant le deuxième tir, le même obstacle, soit un microballon de CH de 1 mm de diamètre, a encore une fois été placé à 3.4 mm du poussoir. La cellule est cette fois-ci emplie de 300 mbar de xénon et l'énergie totale directement déposée sur la cible est un peu plus faible que lors du premier tir, 63 kJ contre 73 kJ. Pour une raison qui nous échappe totalement, aucun signal, du moins exploitable, n'a été obtenu sur l'ensemble des diagnostics visibles (certainement un problème de déclenche de la ligne d'imagerie). Seuls les diagnostics x nous ont donné matière à analyse. Ceux-ci nous informent que le choc se propage à une vitesse de 180 km/s (voir **figure 6.35**). Information corroborée par les données du second

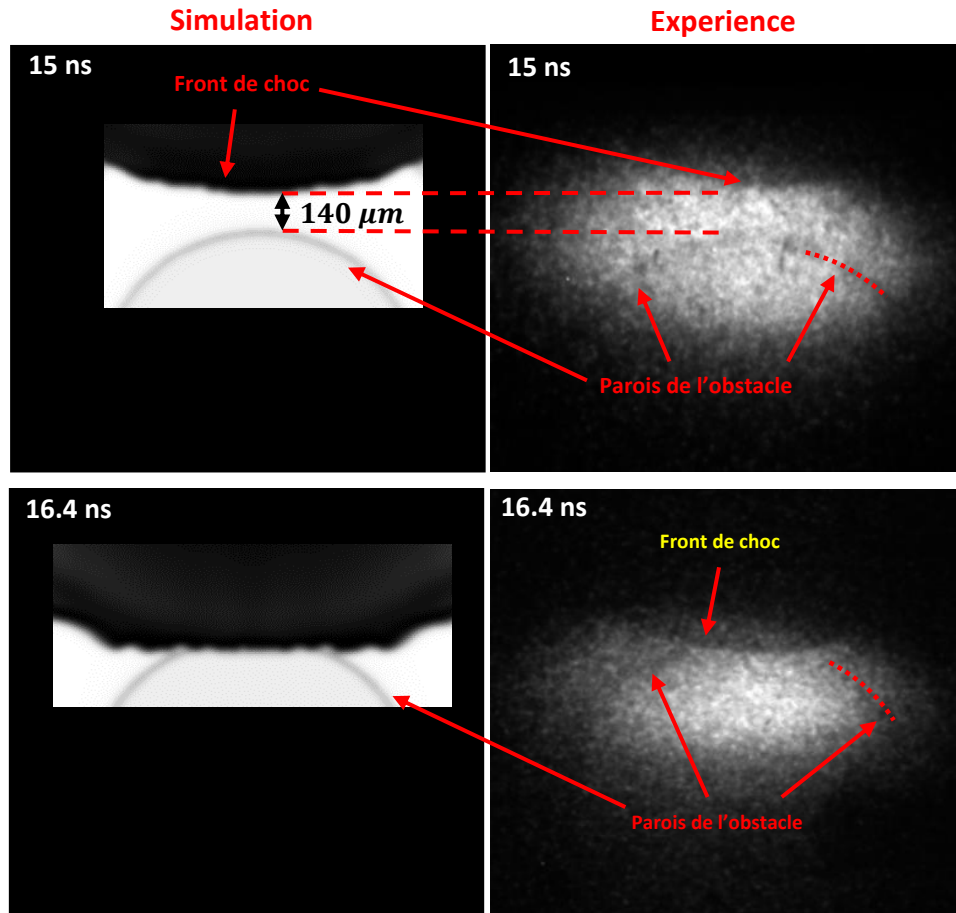


Figure 6.37 : Comparaison aux mêmes temps entre, à gauche, des radiographies x synthétiques réalisées grâce à nos simulations FLASH 2D, dont l'intensité a été abattue de près de 30 pour cent, et, à droite, les radiographies x obtenues avec la framing camera x de la ligne DP2. Les radiographies x sont celles du tir 2.

diagnostic x où nous observons le contact du choc et de la coquille de l'obstacle sur la troisième piste, soit 16.4 ns après le début de l'impulsion laser principale. Sachant que 3.4 mm sépare initialement les deux, cela donne une vitesse moyenne de **178 km.s⁻¹**. Cette vitesse et ce temps de rencontre sont également vérifiés sur nos simulations.

- Tir 2 :

Le troisième et dernier tir est similaire au précédent dans ses paramètres initiaux à ceci près que l'obstacle est une sphère pleine de mousse de polystyrène de densité 60 mg.cm^{-3} avec un diamètre de 1.13 mm et placée à 3.3 mm du pousseur. Similairement au tir précédent, les diagnostics optiques n'ont rien donné d'exploitable. Cependant, cette fois-ci des signaux sont bien détectés. Les 300 mbar de xénon ont probablement absorbé le rayonnement issu du choc, ce qui l'a fortement chauffé et donc conduit à émettre de manière homogène, rendant ainsi impossible de distinguer l'émission propre du choc. Chose que nous avons déjà observé avec le tir sur une cible remplie de 200 mbar de xénon réalisé sur GEKKO XII en juin 2021. En ce qui concerne les diagnostics x, nous apprenons que le choc se propage à une vitesse d'environ **168 km/s** (voir **figure 6.36**), donc plus lentement que dans le tir 1 bien que l'énergie totale déposée lors du tir 2 soit plus importante, 74 kJ contre 63 kJ. Plusieurs éléments participent à expliquer cela :

- l'intensité surfacique qui n'est pas la même dans les deux cas. La tache focale est effectivement différente dans les deux tirs : une tache elliptique de 1525 microns x 1400 microns pour le tir 2 et une tache quasi-circulaire de 1450 microns de diamètre en ce qui concerne le tir 1. Ce qui résulte donc, pour les tirs 1 et 2, à des intensités surfaciques respectives de $1.49 \times 10^{15} \text{ W.cm}^{-2}$ et $1.25 \times 10^{15} \text{ W.cm}^{-2}$. Cette légère différence d'intensité participe à expliquer la différence dans la vitesse mesurée.

- l'incertitude sur la position du choc issue des données de *streak* x contribue également, et sans doute majoritairement, à expliquer cette légère différence de vitesse.

Le second diagnostic dont le signal est capté par la *framing camera* x renseigne, comme pour le tir précédent, le moment auquel le choc atteint l'obstacle. Tout comme pour le tir 1, ce contact s'observe 16.4 ns après le début de l'impulsion laser principale. Malgré une vitesse de choc inférieure, cette observation fait sens car cette fois-ci, l'obstacle est initialement placé à 3.3 mm du poussoir et est un peu plus large, 1.13 mm de diamètre contre 961 microns pour l'obstacle du tir 1. La distance parcourue par le choc avant sa rencontre avec l'obstacle est donc plus courte que dans les cas précédents. D'ailleurs, un bref calcul de la vitesse moyenne utilisant le temps relevé sur la *framing camera* x nous redonne la vitesse mesurée sur la camera *streak* x : $(3300-1130/2)$ microns / 16.4 ns donne une vitesse moyenne de 167 km.s⁻¹. Ces observations sont reproduites avec succès par nos simulations comme le montre la **figure 6.37**.

Concernant les paramètres de simulations, nous utilisons une géométrie cartésienne utilisant une grille au maillage adaptatif selon les forts gradients en température électronique, de pression ainsi qu'en densité massique. Le maillage du domaine de simulation qui, nous le rappelons, s'étend de **-2000 à +2000 microns** en abscisse et de **y = -250 à y = +3750 microns** en ordonnée permet, grâce aux **4 blocs** dans chacune des deux dimensions, d'obtenir une résolution maximale de **1 microns** lorsque le raffinement maximale d'ordre 6 est employé. La tache focale est décrite comme elliptique avec un petit axe de **1.2 mm** et un grand axe de **1.7 mm**, car bien qu'en 2D cartésien, FLASH utilise des cellules ayant une dimension arbitraire de 1 cm dans la troisième dimension, d'où la possibilité d'employer une tache focale elliptique en 2D. Quant à la résolution des équations lors du passage d'un pas de temps à un autre, un solveur de Riemann de type « **HLLC** » à l'ordre 2 est utilisé en combinaison avec un limiteur de pente de type « **mc** ». La condition CFL est, elle, fixée à **0.18**. Comme à leur habitude, les opacités sont tabulées en **40 groupes** allant de **0.1 à 20 000 eV** tandis que des tables **IONMIX4** sont utilisées pour les équations d'état. La résistivité électrique est dans nos simulations obtenue grâce au modèle de **Spitzer**. Enfin, la condition initiale de température de chacune des cellules du domaine est fixée à **300 K**.

En conclusion, sur les trois tirs réalisés seuls deux nous ont donné des résultats compréhensibles. Le 9^opremier tir, le tir 0, reste en partie incompris. Nous avons mesuré des informations provenant des tirs 1 et 2 uniquement grâce aux diagnostics X. Les diagnostics visibles n'ont, soit détecté aucun signal, c'est le cas du tir 1, soit mesuré un signal montrant une réémission et une opacification de l'émission propre par le centimètre de xénon gazeux à 300 mbar séparant l'obstacle et le plasma du hublot.

Récapitulatif

- Nous avons ici analysé les données issues d'une campagne LMJ dont le but était de produire et d'étudier un choc hautement radiatif. De nombreux soucis techniques sont apparues lors des trois seuls tirs réalisés.
- Les mesures et résultats obtenus sur les diagnostics de radiographie et d'ombroscopie x ont été reproduits avec succès sur nos simulations FLASH 2D.
- Les résultats d'émission propre n'ont cependant pas été compris

- 4 - Le LULI2000 : une plateforme pour les chocs radiatifs magnétisés

Dans cette dernière section de ce chapitre consacré aux chocs radiatifs, nous allons aborder les tirs réalisés lors d'une campagne menée en janvier 2023 au LULI2000. Cette séquence expérimentale a profité d'un peu de temps laser d'une expérience sur le LULI2000 initialement destiné à l'étude des ondes de souffle. Nous avons souhaité tester une plateforme pour étudier des chocs radiatifs soumis à des champs magnétiques suite à la proposition NIF traitée dans le chapitre suivant, ainsi que pour préparer l'expérience sur le même sujet qui aura lieu sur OMEGA en juin 2024. Ce sujet d'étude sera plus largement présenté dans le chapitre suivant, dans lequel nous présenterons et discuterons les études numériques réalisées autour des chocs radiatifs magnétisés. Nous allons ici nous attarder sur les quelques tirs réalisés au LULI2000 sans pour autant rentrer dans les détails des chocs radiatifs magnétisés car le dispositif expérimental déployé étant totalement nouveau, les tirs réalisés n'ont, comme nous le verrons, pas permis d'obtenir de choc radiatif dans un environnement magnétisé. A l'exception de quelques tirs, le champ magnétique a été absent de l'environnement du choc. C'est la raison pour laquelle l'analyse et la présentation de cette expérience est faite dans ce chapitre et non dans le chapitre suivant relatif aux chocs radiatifs magnétisés.

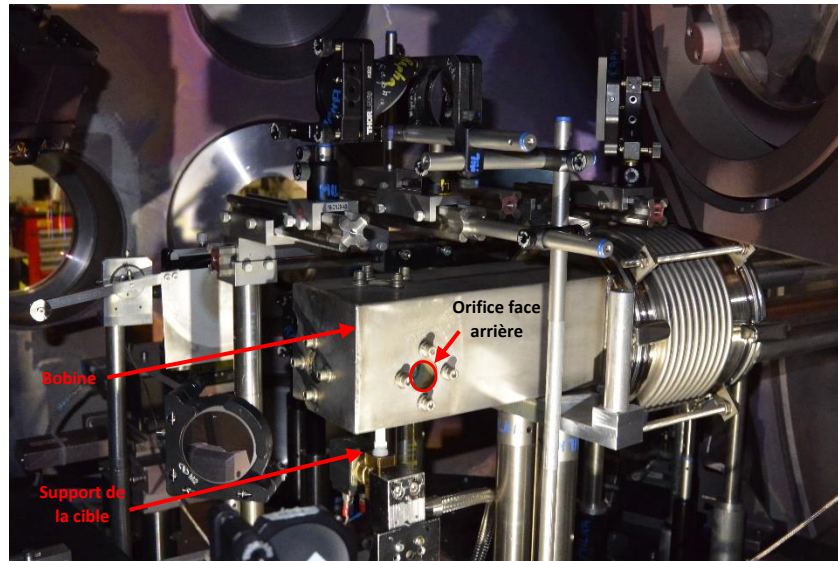
Nous verrons dans cette section les motivations scientifiques et expérimentales nous ayant poussés à développer une plateforme d'étude des chocs radiatifs magnétisés. Après une brève description de la cible et des diagnostics, nous aborderons les analyses des tirs, car, comme nous l'avons dit, cette campagne expérimentale a pour principal objectif de développer une plateforme (cible, protocole, cellule, diagnostics) permettant d'étudier des chocs radiatifs magnétisés. Nous allons pour cela voir les différentes informations utiles acquises grâce à ces tirs.

• Motivation de l'expérience

Nous allons ici brièvement introduire les motivations scientifiques de cette expérience menée sur le LULI2000. Tout d'abord, évoquons l'aspect purement astrophysique.

En astrophysique, de nombreux phénomènes impliquent des chocs radiatifs qui perturbent leur environnement en y injectant de l'énergie et de la matière. Par exemple, les supernovæ nourrissent le milieu interstellaire environnant d'éléments lourds lors de leur explosion tout en induisant des effondrements gravitationnels suite au passage de l'onde de choc de leur rémanent, engendrant ainsi la formation de nouvelles étoiles. L'ensemble des interactions entre les chocs radiatifs et d'autres corps sont, généralement, compris dans un environnement magnétisé. En effet, ce dernier est très présent au sein des galaxies, nuages moléculaires ou même à proximité des étoiles, ce qui donne tout son sens au projet d'étudier les chocs radiatifs dans des environnements magnétisés. Notamment, le champ magnétique réduit, voire stabilise totalement, les instabilités thermiques apparaissant dans le front de discontinuité des chocs radiatifs.

D'un point de vue expérimental, cette campagne trouve ses fondements dans la volonté de préparer des campagnes futures sur des installations plus énergétiques telles que OMEGA ou LMJ/NIF. Le dispositif expérimental est globalement similaire aux deux expériences précédemment analysées. Un choc censé être radiatif et être constitué d'un précurseur radiatif interagit avec un obstacle situé sur sa trajectoire. Grâce à nos connaissances en la matière, les diagnostics pourront comme pour les expériences sur le LMJ et GEKKO nous informer sur la vitesse du choc, la taille du précurseur radiatif, l'ablation de l'obstacle par le choc et le précurseur radiatif ainsi que la transmission de l'onde de choc dans l'obstacle lors de son interaction avec le choc. La pierre angulaire de cette expérience est, par rapport à nos autres expériences sur les chocs radiatifs, le champ magnétique. Sa mise en place expérimentale est depuis plusieurs années développée par notre équipe, B. Albertazzi en chef de file.



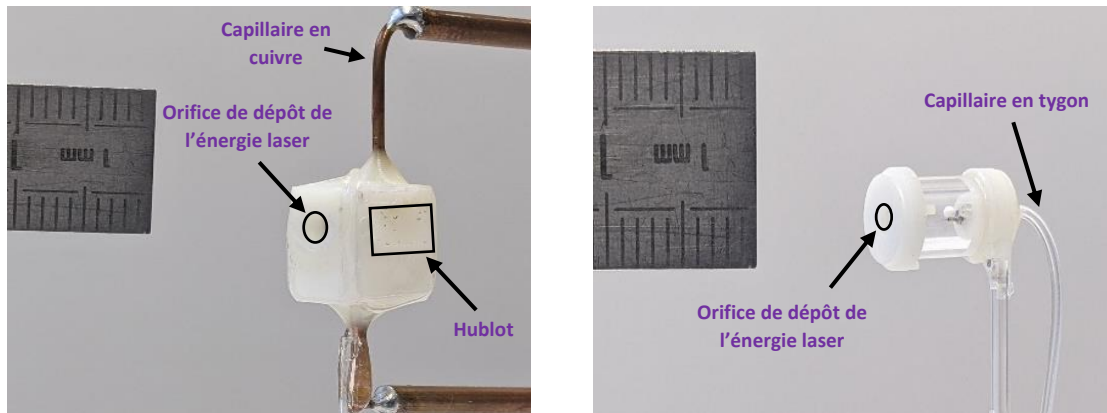
Figures 6.38 : A gauche, photographie de la bobine montée dans la chambre expérimentale du LULI2000 (le pavé métallique situé au centre de l'image). Nous pouvons y apercevoir des orifices cylindriques par lesquels les faisceaux sondes, l'impulsion laser principale ou encore la cible passent. Crédits : Angelos Triantafyllidis.

C'est dans ces circonstances que les tirs de cette expérience s'inscrivent. L'objectif global de cette séquence expérimentale sur le LULI2000 est de réussir à développer une plateforme permettant d'observer l'influence du champ magnétique (sa norme et son orientation) sur l'évolution d'un choc radiatif, la structure de son précurseur ainsi que lors de son interaction avec un obstacle. Pour cela, nous avons bénéficié d'un peu de temps de faisceau laser pris sur une autre campagne expérimentale au sujet différent. La visée des tirs ici présentes était donc plus de calibrer, étalonner et préparer cette nouvelle plateforme pour une première expérience déjà acceptée sur OMEGA en 2024 et possiblement une sur le NIF.

• Description de la cible

La cellule utilisée pour cette expérience est globalement conçue de la même manière que pour les expériences précédentes. Initialement un obstacle sphérique devait se situer à quelque 2.5 mm du pousseur afin d'observer son interaction avec un précurseur radiatif. Or, cette plateforme étant pionnière dans son genre, cette expérience a demandé une forte capacité d'adaptation. Notamment, nous avons dû supprimer l'obstacle des cibles afin d'accélérer la fabrication de celles-ci et d'ainsi, augmenter le nombre de tirs possibles et espérer réussir à engendrer un choc radiatif magnétisé. La cellule, en elle-même, est de plus petites dimensions que les cibles précédentes. En effet, cette fois-ci, la cellule toute entière doit être insérée au sein d'une bobine (voir **figure 6.38**) en passant par un orifice exigu de 1.4 cm de diamètre. C'est au milieu de cette bobine qu'un champ magnétique sera généré grâce à un fort courant électrique traversant la bobine. D'ailleurs, pour éviter toute interférence entre la cellule et le champ magnétique, la cible doit obligatoirement être composée de matière non conducteur, ici du plastique. De plus, les cellules doivent à nouveau être hermétiques car elles sont remplies de gaz (xénon ou hélium) juste avant le tir grâce à un capillaire reliant la cible à une bouteille de gaz située à l'extérieur de l'enceinte soumise au vide.

Deux types de cellules ont été testées lors de cette expérience : des cylindriques et des quadrangulaires. Les quadrangulaires ont plusieurs avantages que n'ont pas les cellules cylindriques, notamment, elles sont usinables à partir d'une simple imprimante 3D, ce qui réduit significativement le coup de production.



Figures 6.39 et 6.40 : A gauche, photographie d'une cellule quadrangulaire. Sur la face avant nous y distinguons l'orifice au centre duquel se situe la cible solide (superposition de couches) où sera directement déposé l'énergie laser. Sur les faces latérales, nous pouvons deviner les hublots en verre permettant de laisser passer le faisceau sonde et l'émission propre du plasma et de l'obstacle s'il y en a un. Nous voyons également les deux capillaires en cuivre ayant permis de remplir la cellule avec du xénon lors des tirs sans bobine. A droite, une photographie d'une cellule de type cylindrique. Ce type de cellule est rempli de gaz grâce à un capillaire en plastique souple que l'on peut apercevoir à l'arrière de la cellule. Crédits : Frédéric Lefèvre.

Quant à la cible solide, celle sur laquelle l'énergie laser est déposée, deux superpositions différentes de couches ont été testées : une cible faite de **13 microns** de **polyimide** et de **12 microns** de **titane**, et une seconde, faite de **23 microns** de **C₈H₈** et de **6 microns** d'**étain**. Voyons désormais les diagnostics mis en place lors de cette expérience.

- **Diagnostics**

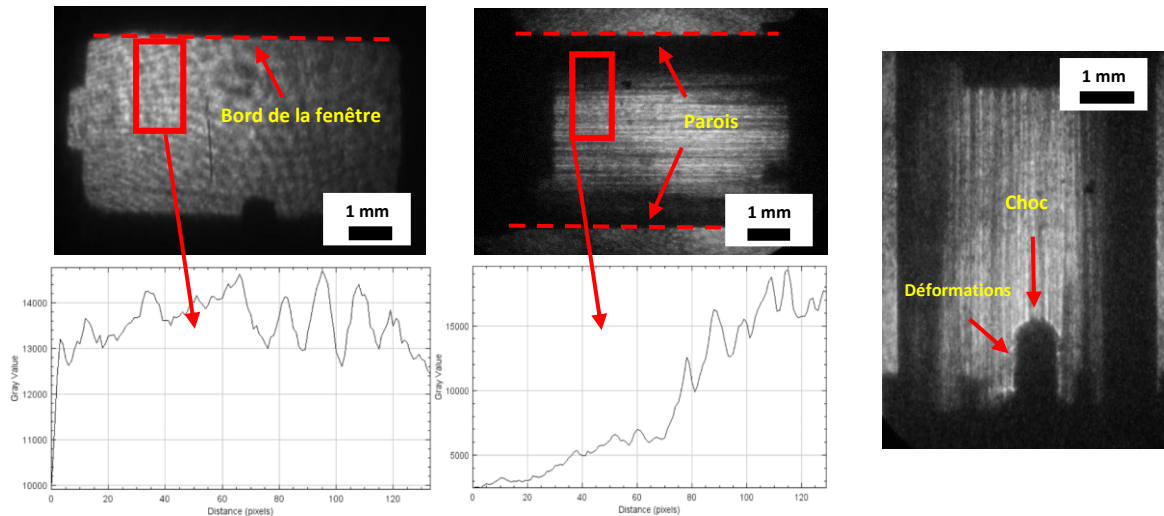
Ici, deux diagnostics en émission propre ont été utilisés. L'un, couplé à un *GOI*, enregistre l'émission propre du plasma. L'autre, mesure l'émission propre sur une camera *streak* ayant une fenêtre temporelle de 50 ns (*SOP*).

Un diagnostic d'interférométrie en configuration de Mach-Zehnder a également été installé. Utilisant le faisceau sonde à 532 nm d'une durée d'impulsion de 7 ns disponible au LULI2000, une *GOI* capture une image 2D instantanée de cette ligne optique.

Initialement, un diagnostic de radiographie x par projection de source ponctuelle devait être mise en place. Cependant, ce diagnostic n'a finalement pas pu être utilisé car accumulant les problèmes laser, d'alignement et de remplissage des cellules, nous avons préféré nous focaliser sur les autres diagnostics et surtout sur la création d'un choc radiatif magnétisé.

- **Comparaison des cibles cylindriques et quadrangulaires**

Comme précédemment précisé, deux types de cellules ont été utilisées : l'une cylindrique et l'autre quadrangulaire (voir **figures 6.39 et 6.40**). Nous allons ici qualitativement comparer les deux géométries. Parmi les cibles cylindriques, deux épaisseurs de parois du cylindre ont été testées : 500 microns et 100 microns. A chaque fois, le remplissage de la cellule est réalisé grâce à un capillaire souple en tygon s'insérant par l'arrière de la cellule comme visible sur la **figure 6.40**. Dans le cas des cellules en pavé, deux types ont été utilisés : l'un utilisant un capillaire en tygon pour le remplissage de la cellule, et l'autre utilisant des capillaires en cuivre classiques (voir **figure 6.39**), la géométrie de la cellule restant cependant à chaque fois la même.



Figures 6.41, 6.42 et 6.43 : Dans la ligne supérieure, à gauche, image de référence sur la GOI d'une cellule aux faces parallélépipédiques. A droite, également une image de référence obtenue sur la GOI d'une cellule cylindrique. Nous voyons que la courbure des cellules cylindriques dévie les rayons et les concentre dans l'axe central, ce qui déforme le signal obtenu en sortie de la cellule contrairement aux cellules quadrangulaires. Les faces parallèles de ces dernières ne dévient pas le signal émis dans la cellule. Dans la ligne inférieure, coupe respective réalisée verticalement dans le rectangle rouge de chaque image de référence. Cette coupe part à chaque fois de l'extrémité intérieure de la cellule jusqu'à son centre. Nous mesurons un éclairement constant pour la cellule quadrangulaire alors que pour la cellule cylindrique une forte diminution de nombre de photons reçus est observée au fur et à mesure que l'on s'approche du bord. L'image de droite, qui est une image d'ombroscopie d'un tir, illustre la déformation de l'image détectée induite par les parois de la cellule cylindrique

Les images de références, qui sont des captures, par la GOI, de l'ombre des cellules lorsqu'elles sont éclairées par un faisceau, démontrent l'impossibilité d'utiliser des cellules aux parois cylindriques pour des diagnostics visibles. Elles déforment le signal à cause de la trop grande courbure des parois. En effet, les petites dimensions de la cellule, 8 mm x 5 mm, implique une courbure importante des parois, et donc une déviation conséquente des rayons ne passant pas par l'axe central de symétrie. Cela, en plus de déformer le signal détecté, réduit le nombre de photons perçus par le détecteur, notamment sur les extrémités de la cible (voir **figure 6.42** et **figure 6.43**). Dans le cas des cellules aux parois parallèles, aucune déviation du signal n'est remarquée. L'éclairement, même aux extrémités de la cellule, n'est pas diminué. Pour toutes ces raisons et après avoir testé les cellules aux parois courbes, nous avons décidé de réaliser nos tirs suivants uniquement avec les cellules en pavé droit. Celles aux parois cylindriques pourront toutefois être utilisées simultanément avec un diagnostic de radiographie x, mais pas avec des diagnostics d'émission propre ou avec un faisceau sonde visible.

- **Problème de vitesse**

Au cours de cette expérience nous avons utilisé deux types de cibles solides : du **CH23Sn6** et du **Pi13Ti12** (Pi pour Polyimide). Les préchauffages prédits par le code MULTI sont équivalents pour ces deux cibles, de l'ordre de 0.8 eV pour 33 mbar de xénon. De même pour la vitesse de propagation du choc, MULTI donne une évolution pratiquement similaire pour les deux types de cible (la vitesse du choc pour la cible CH23Sn6 est toutefois légèrement plus rapide). Lorsque nous analysons les résultats de nos tirs, nous apprenons deux choses : les vitesses mesurées sont bien quasiment les mêmes pour les deux types de cibles, vitesse moyenne d'environ **60 km.s⁻¹** (voir **figure 6.44**) ainsi que pour toutes les pressions (voir **figures 6.45** et **6.46**) mais elles ne correspondent pas du tout aux vitesses données par nos simulations, situées entre **150 et 160 km.s⁻¹**. Il est possible de retrouver les bonnes vitesses si l'on ajuste l'intensité

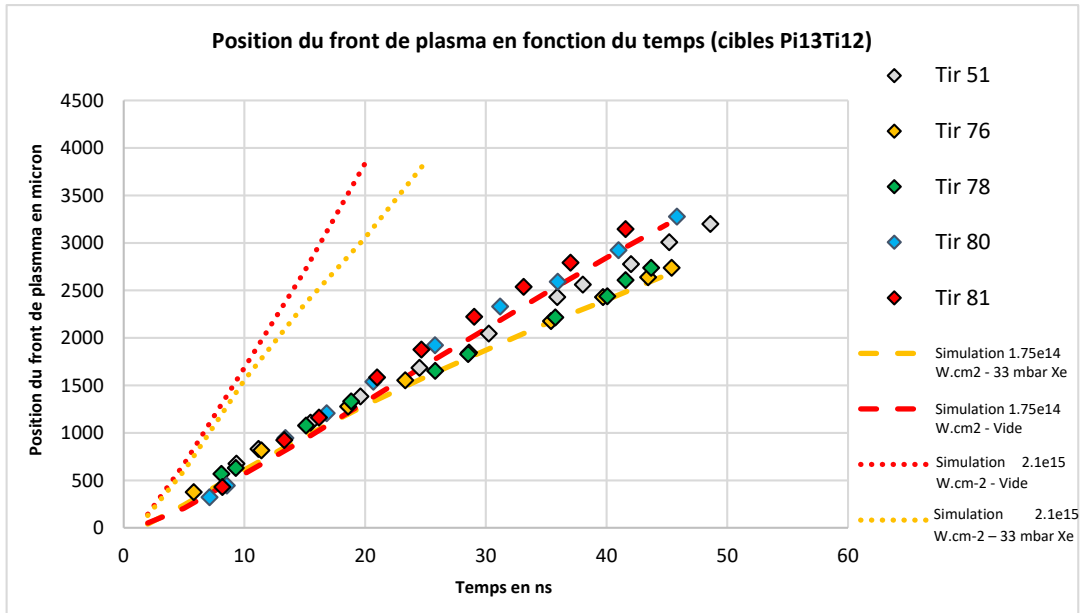
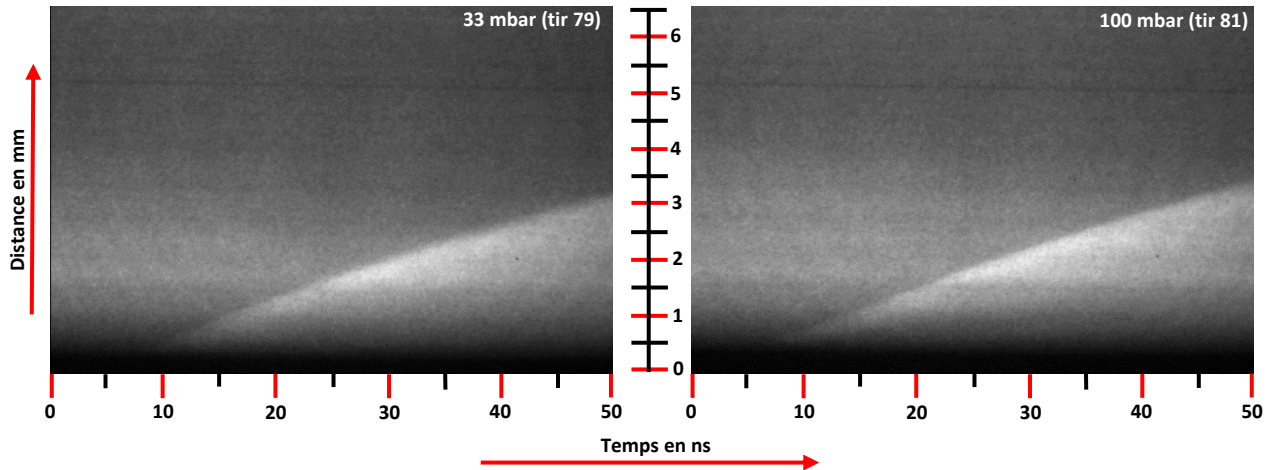


Figure 6.44 : Représentation de la position du front de choc en fonction du temps pour chacun des tirs dont la cible solide était du Pi13Ti12. Est représentés en fins pointillés les simulations FLASH 2D avec l'intensité nominale $2.15 \times 10^{15} \text{ W.cm}^{-2}$. Nous voyons que les positions ne correspondent pas du tout avec les données expérimentales. En revanche, les simulations FLASH 2D avec une intensité surfacique de $1.75 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$ semblent correctement reproduire les résultats expérimentaux. Cependant, l'incertitude sur le contenu de la cellule, gaz ou vide, persiste.



Figures 6.45 et 6.46 : Deux images de SOP. Celle de gauche a été obtenue lors d'un tir avec une cellule supposément remplie de 33 mbar de xénon alors que pour celle de droite, la cellule était normalement remplie de 100 mbar de xénon. Nous observons deux choses : les courbes sont exactement les mêmes bien que les pressions soient différentes, et le choc décélère dans les deux cas.

laser dans FLASH. Or, ce procédé qui habituellement nécessite une variation de l'intensité surfacique n'excédant pas 10 à 30 pour cent de l'intensité surfacique mesurée expérimentalement, requiert ici une diminution bien plus drastique. En effet, les paramètres lasers mesurés pour cette expérience sont une **tache focale de 200 microns de diamètre**, une **énergie d'environ 1000 joules** et une **durée d'impulsion de 1.5 ns**. Ce qui nous donne une intensité surfacique de quelque $2.1 \times 10^{15} \text{ W.cm}^{-2}$. L'intensité surfacique permettant de retrouver les mêmes vitesses dans FLASH est approximativement $1.75 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$ (voir **figure 6.44**), soit près de 10 fois moins que l'intensité expérimentale mesurée, ce qui pose donc un problème de cohérence. Car même si l'on tache de prendre en compte les différentes pertes d'énergies

dues par exemple aux lames de verre traversées par le faisceau, qui représentent habituellement 10 à 20 pour cent de l'énergie laser, cela n'explique toujours pas l'écart de près de 92 pour cent entre les deux intensités. Cet écart significatif témoigne d'un problème. Celui-ci peut avoir diverses origines :

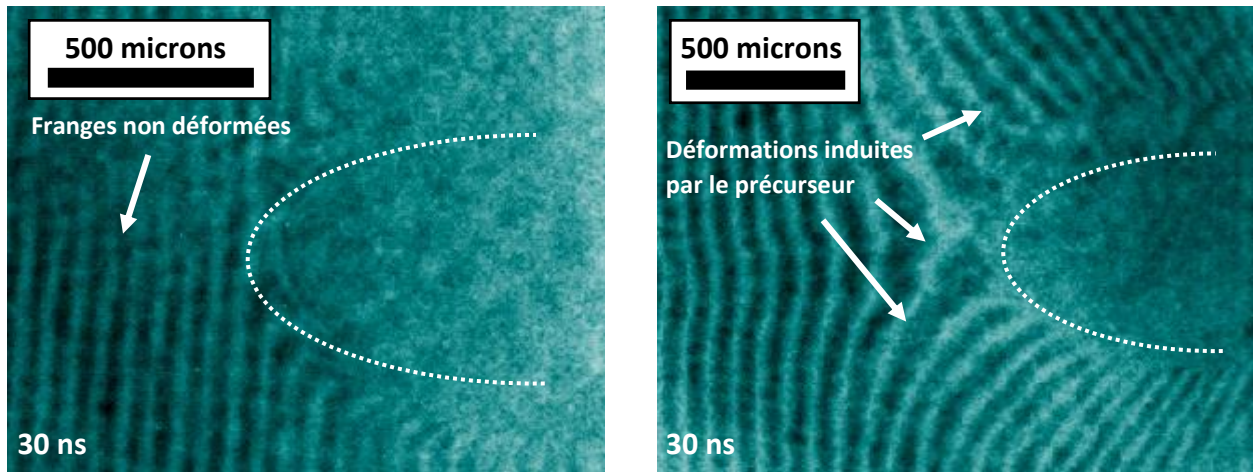
- **Un mauvais alignement de la cible** : cette hypothèse n'est cependant pas crédible à la vue de la systématisme du problème. De plus, nos tirs pour les chocs radiatifs ont été alternativement réalisés avec des tirs pour créer des ondes de souffle dont les cibles ont à chaque fois été correctement alignées, et ce, en utilisant le même protocole.
- **Un problème d'énergie laser** : supposons que l'énergie laser soit en réalité inférieure à celle mesurée. Cela est possible mais pas dans des proportions suffisantes. Pour retrouver 1.75×10^{14} W.cm⁻² il faudrait moins de 100 joules par tir au lieu des 1000 joules mesurés, ce qui n'est pas crédible, d'autant que des tirs d'étalonnage de l'énergie ont été réalisés à la fin de notre campagne. Ceux-ci ont démontré que l'énergie mesurée lors de nos tirs correspond bien à quelques pour cent près à l'énergie physique du laser.
- **Un problème dans la tache focale** : n'ayant pas de ligne optique pour simultanément observer les deux taches focales des deux chaînes laser constituant l'impulsion laser principale, celles-ci ont été alignées l'une après l'autre à chaque tir. Nous ne pouvons donc pas affirmer que les deux taches focales se superposaient parfaitement à chaque fois. Cependant, ce protocole a encore une fois été utilisé pour les cibles d'onde de souffle qui ont données des résultats cohérents avec nos attentes. De plus, même si l'on suppose une mauvaise superposition des deux taches focales, il faudrait qu'elles soient totalement décorréliées, ce qui est difficilement possible sachant que cela implique une erreur systématique de 200 microns.

Nous n'avons donc jusqu'ici pas d'explication sérieuse pour justifier les faibles vitesses de choc mesurées. De plus, comme précisé dans la légende de la **figure 6.44**, il n'est pas possible de déterminer avec certitude le contenu des cellules. En effet, l'intensité ayant visiblement un problème, en l'ajustant nous pouvons faire correspondre l'évolution de notre choc avec celle d'une détente dans le vide comme avec celle d'un choc dans 50 mbar de xénon. Nous allons donc maintenant discuter les éléments permettant de déterminer le contenu des cellules.

• **Problème de remplissage des cellules**

La lenteur de nos chocs n'est pas notre seul problème. Nous avons également rencontré des difficultés lors du remplissage des cellules avec le xénon. Bien que la sonde de la pompe déclarait une pression dans la cellule de 33 mbar, nous observons une absence totale de précurseur radiatif dans les premiers tirs comme en témoigne l'absence de déformation des franges interférométriques de la **figure 6.47**. Ces tirs étaient réalisés sur des cellules aux faces parallèles remplies par un tube de tygon. Après de multiples essais, nous avons isolé, sans le comprendre, le problème de remplissage de la cellule. Réalisé sous vide pour éviter l'implosion de la cellule à pression ambiante, le remplissage ne se fait pas correctement à cause du capillaire qui semble se boucher lors de l'opération.

Pour pallier ce problème semblant être lié au capillaire, nous avons donc décidé de remplir les cellules comme nous le faisons auparavant, soit grâce à deux capillaires en cuivre queusotés avant le tir, scellant ainsi la cellule. Cependant, ce changement de protocole n'a, semble-t-il, pas significativement changé la vitesse de propagation car en utilisant des cellules présumant remplies avec deux pressions différentes de xénon, à savoir 50 et 33 mbar, nous obtenant des dynamiques de choc très similaires comme le montre



Figures 6.47 et 6.48 : A gauche, image d'interférométrie d'un tir dont la cellule est censée avoir été remplie de 100 mbar de xénon. Nous observons la claire absence de précurseur radiatif devant le choc représenté par des pointillés blancs, ce qui tend à prouver que la cellule est en réalité vide. A droite, image d'interférométrie d'un tir dont la cellule a été remplie de 50 mbar de xénon grâce à deux capillaires en cuivre. Un léger précurseur radiatif est observable.

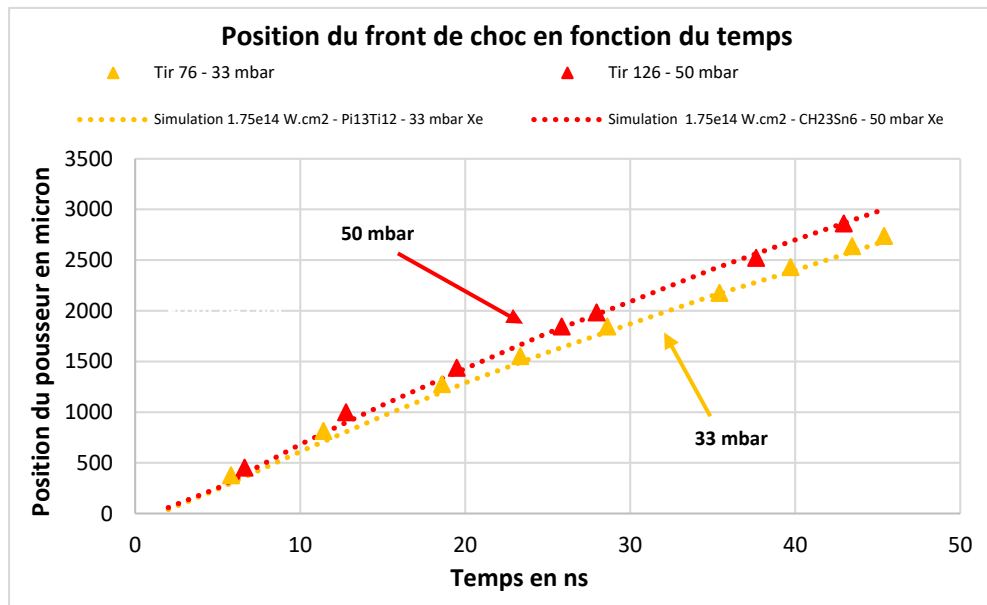
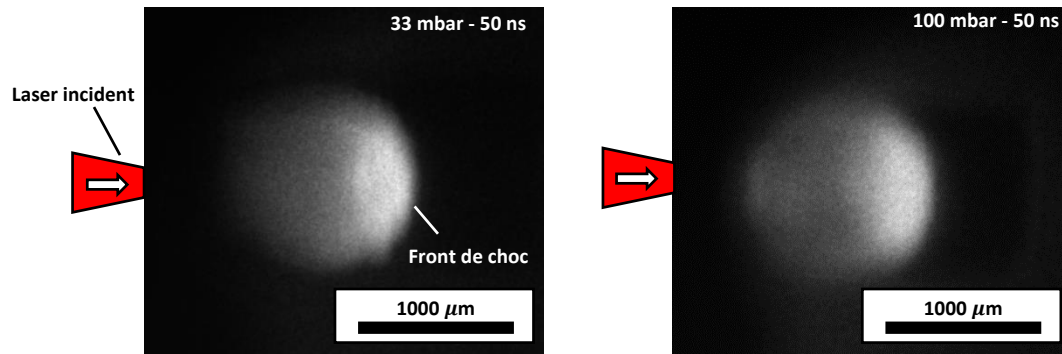


Figure 6.49 : Représentation de la position du choc en fonction du temps pour un tir avec supposément 50 mbar de xénon (tir 126, triangles rouges) et pour un tir avec 33 mbar de xénon (tir 76, triangles dorés). Les courbes en pointillés sont les positions respectives du front de plasma relevées sur les simulations FLASH 2D.

la **figure 6.49**. Un léger précurseur semble cependant maintenant se former en amont du choc, où une déformation des franges interférométriques est visible (voir **figure 6.48**). Nous pensons que pour les tirs dont la cellule a été remplie via un capillaire en plastique souple, le gaz injecté est sans doute de l'air, ou du moins un mélange de xénon et d'air, alors que pour celles remplies via les capillaires en cuivre, le gaz contenu est bien du xénon. Cela expliquerait la respective absence et présence de précurseurs radiatifs ainsi que l'évolution similaire des chocs. Il est aussi fortement probable que plusieurs cellules aient été tout simplement vides.

Dans tous les cas, il est certain qu'un problème de remplissage des cellules a été rencontré, et qu'en sus de la nature du gaz injecté, la pression dans la cellule a, elle également, été non maîtrisée. En témoigne les images recueillies par notre diagnostic d'émission propre où deux pressions pourtant bien différentes,



Figures 6.50 et 6.51 : Images issues du diagnostic d'émission propre 2D capturées par un GOI 50 ns après le début de l'impulsion laser. Les deux images correspondent à l'émission propre des chocs créés dans les **figures 6.45** et **6.46**, soit à gauche un tir réalisé avec une cellule normalement remplie de 33 mbar et à droite normalement remplie de 100 mbar. Malgré une pression différente, aucune différence n'est expérimentalement observée. Cela témoigne bien d'un problème de remplissage des cellules.

33 et 100 mbar, produisent exactement la même émission propre (voir les **figures 6.50** et **6.51**), chose contraire aux observations faites sur la campagne GEKKO XII de juin 2022. Nous pensons donc que dans les deux cas il y a bien un peu de gaz dans les cellules. Ce gaz est cependant de nature et de pression indéterminées.

- **Choc radiatif et champ magnétique**

L'un des objectifs majeurs de cette campagne, en sus du développement d'une plateforme permettant d'étudier les chocs radiatifs en milieu magnétisé, était de réussir à observer les effets de l'orientation du champ magnétique sur la forme du précurseur radiatif. En effet, comme nous le verrons dans le chapitre suivant, nous attendons du précurseur radiatif qu'il adopte une structure totalement différente en fonction du parallélisme ou de la perpendicularité du champ magnétique et de l'axe de propagation du choc. Notamment, nous attendons, dans la configuration perpendiculaire, l'apparition d'une surdensité dans le précurseur radiatif évoluant devant le front de choc. Cette surdensité, dont l'origine physique sera discutée dans le prochain chapitre n'a malheureusement pas pu être observée. Lorsque le champ magnétique était présent dans nos tirs, les cellules avaient le problème de remplissage que nous avons cités plus haut. Lorsque celui-ci a supposément été réglé, les capillaires en cuivre rendaient impossible l'emploi d'un champ magnétique.

Récapitulatif

- Nous avons profité de temps laser disponible sur l'installation du LULI2000 pour développer une plateforme d'étude des chocs radiatifs en milieu magnétisé.
- Nous avons testé différentes géométries pour la cellule : cylindrique et rectangulaire, et nous savons désormais qu'il ne faut pas utiliser les cellules cylindriques.
- Nous avons rencontré de multiples problèmes avec le remplissage en gaz de nos cellules. Cette problématique n'a d'ailleurs pas encore été totalement résolue et se traduit notamment par des vitesses de chocs faibles.
- Cette plateforme d'études des chocs radiatifs en milieu magnétisé requiert encore des développements afin d'être tout à fait au point, surtout en ce qui concerne le remplissage de la cellule et son insertion dans la bobine.

Références

[BOUQUET-2004] 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, vol. 92, (2004).

[DIZIERE-THESE] A. Dizièze, « Astrophysique de laboratoire avec les lasers de haute énergie et de haute puissance : des chocs radiatifs aux jets d'étoiles jeunes », Ecole Polytechnique, Spécialité : physique, (2012).

[DRAKE-2006] R.P. Drake, « High Energy Density Physics : fundamentals, inertial fusion and experimental astrophysics », Ed. Springer, (2006).

[HENKE] https://henke.lbl.gov/optical_constants

[KEITER-2002] P.A. Keiter, R.P. Drake, T.S. Perry, H.F. Robey, B.A. Remington, C.A. Iglesias, R.J. Wallace and J. Knauer, « Observation of a Hydrodynamically Driven, Radiative-Precursor Shock », Physical Review Letters, vol. 89, n. 16, (2002).

[KOENIG-2006] 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, D. Batani, « Radiative shocks: An opportunity to study laboratory astrophysics », Physics of Plasmas, vol. 13, (2006).

[LMJ-2020] <https://www-lmj.cea.fr/docs/2020/LMJ-PETAL-Users-guide-v2.0.pdf>

[MABEY-2020] P. Mabey, T. Michel, B. Albertazzi, E. Falize, N. Charpentier, M. Koenig, « Calculating the temperature of strongly radiative shocks », Physics of Plasmas, vol. 27, (2020).

[MICHEL-THESE] T. Michel, « Etude des chocs radiatifs dans le cadre de l'astrophysique de laboratoire », Ecole Polytechnique, Spécialité : physique des plasmas, (2019).

[MICHEL-2018] T. Michel, E. Falize, B. Albertazzi, G. Rigon, Y. Sakawa, T. Sano, H. Shimogawara, R. Kumar, T. Morita, C. Michaut, A. Casner, P. Barroso, P. Mabey, Y. Kuramitsu, S. Laffite, L. Van Box Som, G. Gregori, R. Kodama, N. Ozaki, P. Tzeferacos, D. Lamb and M. Koenig, « Analytical modelling of the expansion of a solid obstacle interacting with a radiative shock », High Power Laser Science and Engineering, vol. 6, (2018).

[MICHEL-2019] T. Michel, B. Albertazzi, P. Mabey, G. Rigon, F. Lefevre, L. Van Box Som, P. Barroso, S. Egashira, R. Kumar, C. Michaut, M. Ota, N. Ozaki, Y. Sakawa, T. Sano, E. Falize and M. Koenig, « Laboratory observation of radiative shock deceleration and application to SN 1987A », The Astrophysical Journal, vol. 888, n. 1, (2019).

[RAMIS-1988] R. Ramis, R. Schmalz and J. Meyer-ter-vehn, « MULTI- A computer code for one-dimensional multigroup radiation hydrodynamics », Computer Physics Communications, vol. 49, n. 3, p. 475-505, (1988).

VII Chocs radiatifs magnétisés : étude numérique

Ce chapitre est consacré à l'étude des chocs radiatifs magnétisés, chocs dont nous avons déjà pu évoquer quelques aspects au travers des tirs réalisés en janvier 2023 sur le LULI2000 et présentés dans le chapitre précédent. L'ajout du champ magnétique apporte un lot considérable d'interactions nouvelles avec le choc radiatif qui auront pour conséquence de profondément modifier la structure du choc ainsi que celle de son précurseur. Inversement, l'évolution du plasma va influencer les lignes de champ magnétiques qui, comme nous le verrons, seront déformées ce qui amplifiera localement la valeur du champ magnétique.

Pour l'instant restreints au numérique, les développements réalisés dans ce chapitre ont pour vocation de nourrir des propositions d'expériences sur les installations les plus énergétiques : NIF et LMJ. Toutefois, cela reste très intéressant d'étudier les chocs radiatifs magnétisés sur des installations plus modestes. C'est d'ailleurs pour cela que des expériences sur le LULI2000 ainsi que sur OMEGA ont été proposées et acceptées.

Dans ce chapitre nous allons explorer plus en détail la physique ainsi que les effets résultant de l'interaction d'un choc radiatif avec un champ magnétique. Pour cela, nous commencerons nos propos par une contextualisation astrophysique, contexte qui précisera les motivations de notre étude des chocs radiatifs magnétisés. Nous présenterons ensuite un dimensionnement numérique, réalisé grâce à FLASH, d'une expérience en attaque indirecte visant à étudier les chocs radiatifs en présence d'un champ magnétique externe. Cette étude nous permettra alors d'approfondir numériquement les observations majeures de cette interaction.

- 1 – Contexte

Ce chapitre propose une prolongation de l'étude des chocs radiatifs et de leur interaction avec un obstacle. Cette fois-ci, un champ magnétique externe est ajouté afin d'observer son influence sur la structure du choc et sur l'ablation de l'obstacle. Expérimentalement ce champ magnétique ne dépassera pas 30 T. Cependant, nous pourrions numériquement étudier l'effet de champs aux normes supérieures grâce à FLASH. Pour l'heure, évoquons le riche contexte astrophysique dans lequel s'inscrivent les chocs radiatifs magnétisés.

- **Contexte astrophysique**

Les chocs radiatifs, comme évoqués à plusieurs reprises, sont des types de chocs très fréquents dans l'univers : les rémanents de supernovæ [BLONDIN-1998], les jeunes objets stellaires [COMMERCON-2011 ; ORLANDO-2013], les variables cataclysmiques [BUSSCHAERT-2015 ; VANBOXSOM-2018] ou encore dans les disques d'accrétion des étoiles à neutrons [FUKUE-2019 ; SHAPIRO-1989]. Dans de nombreuses situations à l'instant citées, les chocs radiatifs impliqués perturbent le milieu interstellaire en y injectant de l'énergie et de la matière. Les effets rétroactifs qui en découlent sont très importants pour comprendre

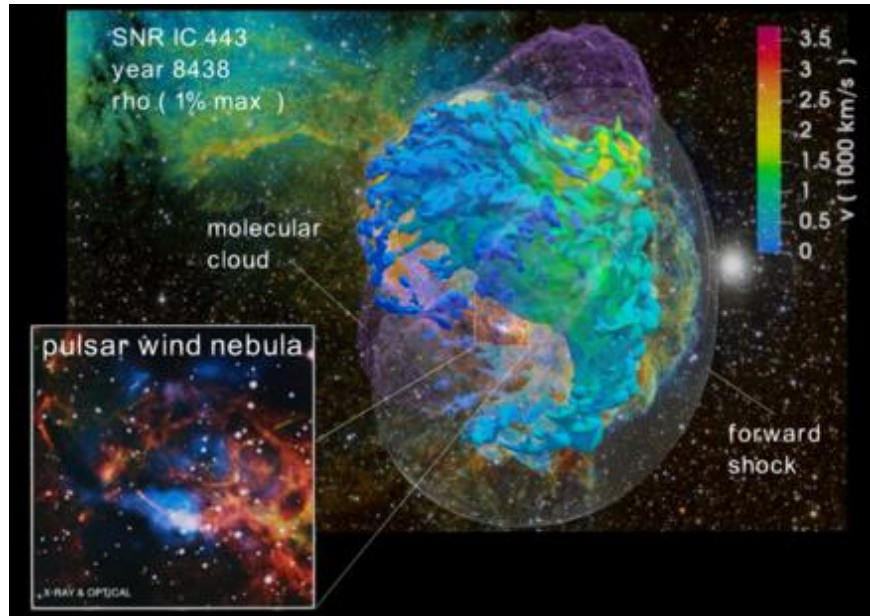


Figure 7.1 : Représentation de la morphologie du rémanent de supernova IC443 reproduit par une simulation hydrodynamique [USTAMUJIC-2021]. Les fausses couleurs représentent la distribution de la vitesse radiale d'une isosurface de densité du RSN approximativement 8400 après l'explosion de la SN. La surface extérieure transparente représente le front de choc de l'explosion initiale. La surface violette entourant l'isosurface dans un tore représente un nuage moléculaire du milieu interstellaire avec lequel interagit le rémanent. Le carré latéral est une vision agrandie des observations faites du centre du rémanent, où l'on peut voir la nébuleuse formée par le vent du pulsar. L'observation rouge et jaune est faite dans l'optique alors que la composante bleue est une observation dans la gamme des rayons x. Crédits : [USTAMUJIC-2021].

les évolutions galactiques car ils affectent le taux de formation des étoiles dans les galaxies [NAGAKURA-2009]. Par exemple, l'onde de choc issue de l'explosion d'une supernova produit un rémanent qui peut, lors de sa propagation, rencontrer des nuages moléculaires [ORLANDO-2005 ; ORLANDO-2006]. C'est d'ailleurs cette situation typique que nous tâchons de reproduire dans nos expériences du chapitre précédent, l'obstacle jouant le rôle du nuage moléculaire. Cette interaction des RSN avec le milieu interstellaire environnant fait d'ailleurs l'objet de nombreuses observations astronomiques. Citons notamment l'interaction entre l'onde de choc issue de la RSN IC443 et des nuages moléculaires et atomiques voisins. De récentes simulations hydrodynamiques [USTAMUJIC-2021] permettent de souligner l'importance et l'influence des interactions entre le rémanent et les nuages environnant dans la détermination des propriétés physiques, notamment ses diverses bandes d'émission, et morphologiques du rémanent (voir **figure 7.1**).

La transition d'une supernova vers un RSN radiatif exige une description précise de la situation [ORLANDO-2006 ; ORLANDO-2021], chose qui n'est souvent pas totalement possible avec les modèles numériques, notamment à cause des échelles différentes d'espace et de temps impliquées dans ces phénomènes [ORLANDO-2015]. Il est donc important de pouvoir avoir accès à des données expérimentales.

Le champ magnétique est quant à lui, lorsqu'il s'agit des faibles champs, encore difficilement mesuré et évalué dans l'univers. Cependant, il ne fait aucun doute qu'il y est omniprésent. De nombreuses situations sont susceptibles d'amplifier, de comprimer et de perturber les lignes de champ magnétiques existant. Citons par exemple la contraction de la matière depuis le milieu interstellaire jusqu'à la formation d'un nuage moléculaire, les jets de jeunes objets stellaires, les vents stellaires, les SN ou encore la turbulence [FEDERRATH-2016]. A l'instar de l'espace-temps et de la matière, les plasmas et champs magnétiques sont

entremêlés. L'un affectera la dynamique de l'autre qui modifiera en retour les lignes de champ de ce premier. Il est donc important d'envisager des modèles dynamiques incluant des influences réciproques entre matière et champ magnétique.

Dans notre cas, coupler un choc radiatif avec un champ magnétique est susceptible de significativement modifier la structure du choc et de son précurseur. Mais comme nous l'avons justement et précédemment souligné, des modifications des lignes de champ magnétiques sont également attendues. Le refroidissement thermique et l'amplification du champ dans la zone post-choc induisent une domination de la pression magnétique dans la zone en question. Cela a pour effets possibles une stabilisation des instabilités thermiques dans le front de choc [RAMACHANDRAN-2005]. La tension des lignes de champ magnétiques maintient le flot de matière en régime laminaire, supprimant ainsi même les instabilités hydrodynamiques [FRAGILE-2005] et impliquant une survie plus longue des nuages [ORLANDO-2008]. Cette réduction des instabilités affecte également fortement le taux de formation des étoiles [COMMERCON-2011].

- **Contexte expérimental et objectifs**

Pouvoir contrôler les paramètres et obtenir des données expérimentales afin de nourrir des modèles et des comparaisons avec des simulations est scientifiquement très pertinent. Nous allons dans cette section présenter le contexte expérimental dans lequel nos développements numériques ainsi que nos propositions d'expériences ont été pensés.

Tout comme les expériences autour des chocs radiatifs du chapitre précédent, la cible de notre expérience est une cellule hermétique qui sera alternativement remplie de xénon dans le cas radiatif et d'hélium dans le cas purement hydrodynamique. L'énergie laser sera déposée sur une cible solide multicouche située à l'avant de la cellule et dont la composition sera discutée ultérieurement. Un objet sphérique jouant le rôle d'un nuage moléculaire sera comme d'habitude placé sur la trajectoire du choc se propageant dans le gaz. Dans notre contexte, l'obstacle sera une sphère de mousse pleine dont la densité sera soit de **20 mg.cm⁻³**, soit de **200 mg.cm⁻³**. La cellule sera remplie de **33 mbar** de **xénon**. Nous avons choisi de remplir la cellule avec cette pression afin d'obtenir un rapport de densité de **100** et de **1000** avec l'obstacle. Pour magnétiser le milieu sur le LULI2000, une bobine entourant la cellule entière, la même que sur la **figure 6.38**, permettra de plonger l'entièreté de la cible dans un champ magnétique externe. Celui-ci, dont la norme varie entre **4 et 30 T**, aura deux orientations, soit parallèle à la propagation du choc, soit perpendiculaire. Sur le NIF, les caractéristiques accessibles du champ sont les mêmes, seul l'outil générateur du champ magnétique change.

Nos **principaux objectifs** sont les suivants : réussir, d'un point de vue numérique, la **caractérisation** précise **de la structure** et de **la morphologie** d'un **choc radiatif magnétisé**, ce qui implique la bonne mesure de sa vitesse, densité, température ainsi que la taille de son précurseur. Pour cela, des diagnostics visibles que nous avons déjà utilisés, et que nous repréciserons dans la suite, peuvent être mis en place. Le second objectif majeur est **l'évaluation de l'interaction du choc radiatif magnétisé avec l'obstacle**. Cette interaction, comme nous le verrons, aura de multiples impacts sur **l'amplification du champ magnétique**, mécanisme très important en astrophysique, sur le **taux de compression** de l'obstacle mimant le nuage moléculaire ainsi que sur la présence, ou non, d'**instabilités dans le front de choc**, aspects très importants pour évaluer et comprendre le taux de formation des étoiles. Nous visons donc à

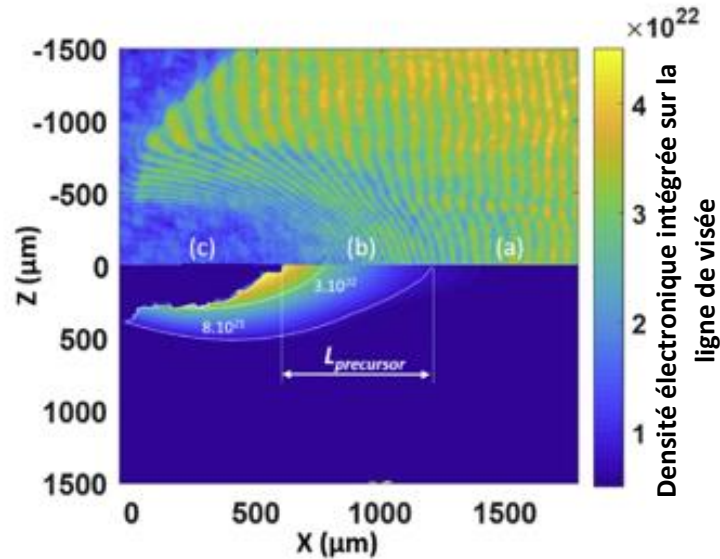


Figure 7.2 : Image d'interférométrie d'un choc radiatif se propageant dans 31 mbar de xénon. L'image est prise 8 ns après le début de l'impulsion laser principale. La moitié supérieure de l'image montre l'image brute issue du détecteur. Quant à la partie inférieure, elle montre une carte 2D de la densité électronique obtenue après analyse des données. La partie (a), (b) et (c) sont respectivement les zones du milieu de propagation non choqué, le précurseur radiatif et le plasma en propagation. Crédits : [MICHEL-2020].

produire le choc le plus radiatif possible, et donc de générer la vitesse de choc la plus élevée possible, afin que les nombres de Boltzmann et de Mihalas soient les plus petits possible.

Le premier dimensionnement réalisé sur ce sujet d'étude a été pensé pour être proposé sur l'installation NIF. Les paramètres laser retenus pour l'expérience sont donc une attaque indirecte réalisée grâce à un half-hohlraum en or et une impulsion laser carrée de **3 ns** apportant au total **350 kJ**, soit un pic à **120 TW**. Ainsi une pression d'ablation issue du rayonnement d'une source chauffée à quelque **250 eV** engendrera le choc radiatif de notre expérience. Décrivons maintenant les diagnostics utiles à cette expérience en rappelant le rôle de chacun d'entre eux.

- **Les diagnostics**

Débutons par décrire les diagnostics optiques qui nous seront nécessaires. Un diagnostic actif d'interférométrie en configuration Mach-Zehnder nous permettra d'accéder à une carte 2D de la densité électronique dans le xénon. Ce diagnostic n'est actuellement pas disponible sur le NIF, toutefois il est tout à fait opérationnel sur le LULI2000. Ainsi, nous pourrions accéder à la taille du précurseur ainsi qu'à son profil en densité électronique (voir **figure 7.2**). Un second diagnostic actif visible nous sera de grande utilité : l'ombroscopie. Celui-ci, couplé à une camera *streak*, nous apportera des informations sur la vitesse de propagation du précurseur et surtout, sur la détente de l'obstacle.

Un diagnostic en émission propre couplé avec une camera *streak* nous renseignera sur la vitesse du choc, nous permettant d'entrecouper nos mesures. La vitesse, est comme nous le verrons, un paramètre très important pour contraindre nos simulations.

Un autre diagnostic d'intérêt premier pour collecter des informations dans notre expérience est la radiographie x. Celle-ci nous permettra d'obtenir le taux de compression dans l'obstacle lors de son interaction avec le précurseur puis avec le front de choc. De même, radiographier la zone du choc et du précurseur nous apportera des données sur leur profil spatial de densité. Idéalement, la mise en place d'un diagnostic de défléctométrie des protons [WILLINGALE-2010] serait très pertinent afin de visualiser la compression des lignes de champ magnétique. Ce diagnostic peut toutefois être substitué par un diagnostic de polarimétrie utilisant la rotation d'un faisceau sonde dans le visible par effet Faraday [STAMPER-1991 ; BORGHESI-1998]. Ce diagnostic, couplé à une GOI et doublé d'une camera *streak* afin d'augmenter la précision des mesures, renseigne sur une possible compression du champ magnétique dans des régions où la densité du précurseur n'est pas trop élevée ($< 10^{20} \text{ cm}^{-2}$).

- 2 - Dimensionnement

Nous allons désormais aborder la phase de dimensionnement de cette expérience sur les chocs radiatifs magnétisés. Utilisant le même protocole que pour les autres dimensionnements de cette thèse, nous commencerons par l'approche monodimensionnelle avec le code MULTI, puis, une fois qu'une cible multicouche potentielle sera retenue nous bifurquerons sur des simulations bidimensionnelles avec le code FLASH. Nous expliquerons alors l'approche employée pour simuler une attaque indirecte avec FLASH. L'expérience ici conçue et dimensionnée est pensée pour être réalisée sur le NIF, nous utiliserons donc les caractéristiques relatives à cette installation.

• Dimensionnement 1D avec MULTI

Les contraintes de notre dimensionnement sont les suivantes :

- **Minimisation du préchauffage** produit par le rayonnement du plasma de couronne en face avant généré par la cavité. Nous devons sélectionner une cible multicouche permettant de limiter le préchauffage avant le débouché du choc dans le milieu extérieur à moins de 1 eV. Cette température arbitraire est suffisamment basse pour ne pas engendrer d'effets indésirables substantiels.
- **Maximisation de la vitesse du choc dans le milieu gazeux** en face arrière. Plus le choc se propagera vite et plus son caractère radiatif sera important pour une même pression de xénon. Il faut pour cela optimiser les épaisseurs de la cible multicouche pour que notamment, son inertie ne soit pas trop importante.

Comme nous l'avons déjà vu dans le **chapitre VI**, dimensionner une cible demande d'utiliser un protocole très empirique d'essai-erreur qui demande un certain nombre d'itération et donc de temps. C'est pour cela qu'il est toujours préférable de dégrossir le travail de dimensionnement en ayant recours aux simulations rapides de MULTI en 1D et ensuite d'affiner l'étude grâce à des simulations 2D FLASH. La source d'énergie est ici issue du rayonnement d'une cavité en or dont la température est connue et fixée. Son profil temporel est représenté **figure 7.3**.

Epaisseur CH	Epaisseur CHBr	Vitesse du choc	Température du préchauffage
100 μm	175 μm	208 km. s^{-1}	0.65 eV
200 μm	150 μm	225 km. s^{-1}	0.7 eV
200 μm	175 μm	235 km. s^{-1}	0.6 eV
200 μm	200 μm	214 km. s^{-1}	0.55 eV
250 μm	175 μm	230 km. s^{-1}	0.6 eV

Table 7.1 : Récapitulatif des vitesses et température de préchauffage dans le xénon obtenue pour différentes épaisseurs de CH et de CHBr. Ces résultats ont été obtenus grâce à une simulation MULTI avec 33 mbar de xénon et un profil temporel de la température pour la source de rayonnement tel que la **figure 7.3**.

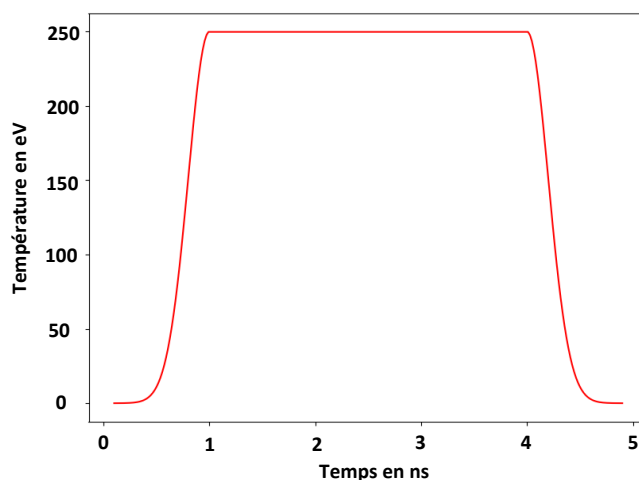


Figure 7.3 : Profil temporel de la température en eV du hohlraum en or utilisée dans MULTI. Son émission considérée similaire à celle d'un corps noir est directement calculée par le code de simulation. Les profils de montée et descente sont des demi-gaussiennes de 0.2 ns de durée. Le plateau à 250 eV dure 3 ns.

Nous avons choisi de constituer la cible multicouche de notre expérience d'un ablateur en polystyrène (noté CH) et d'un pousseur en $\text{C}_8\text{H}_8\text{Br}$ pour plusieurs raisons. Grâce à la relative faible densité de ces deux matériaux, respectivement 1.1 g.cm^{-3} et 1.35 g.cm^{-3} , il est possible d'avoir une épaisseur suffisamment importante pour utiliser une impulsion longue sans que l'ablateur ne soit totalement ablaté ni que la masse totale de la cible ne soit trop importante. De même pour le pousseur, son dopage en brome permet d'absorber les rayons x issu de l'émission de la cavité tout en gardant une masse faible malgré l'épaisseur, ce qui diminue son inertie et augmente la vitesse maximale du choc créé.

Notre *modus operandi* fonctionnant par tâtonnement nous a finalement permis d'isoler une cible préférentielle. En effet, dans la **table 7.1** nous avons résumé les résultats des simulations MULTI pour différentes cibles multicouches. La vitesse de l'interface pousseur-xénon et de la température de préchauffage y sont renseignées. La superposition de couches optimisant nos critères est constituée de **200 microns** de CH et de **175 microns** de CHBr. Avec cette première cible, il nous est désormais possible de passer à une étude du problème en deux dimensions avec FLASH.

- **Simulation en 2D avec FLASH**

Afin de simuler sur FLASH une attaque indirecte, il est nécessaire de modifier quelque peu le fonctionnement du code. En effet, sur le NIF l'approche expérimentale privilégiée est une approche indirecte, autrement dit le laser ne dépose pas directement son énergie sur la cible mais sur un hohlraum ou un half-hohlraum, qui ensuite, émet un rayonnement qui créera une pression à la surface de la cible solide. Or sur FLASH, l'énergie laser ne peut être que directement déposée sur la cible. Pour pallier ce problème, nous nous sommes inspirés du protocole utilisé dans [DHAWALIKAR-2022].

Ce protocole se déroule de la manière suivante : en utilisant un code hydrodynamique 1D avec lequel il est possible de simuler une attaque indirecte, MULTI dans notre cas, nous faisons une première simulation de notre expérience avec la cible retenue, **CH200CHBr175**. Pour cela, il suffit de renseigner dans MULTI l'évolution temporelle de la température du hohlraum dont l'émission est considérée similaire à celle d'un corps noir, comme celui représenté dans la **figure 7.3**. Suite à la simulation, nous récupérons dans MULTI les profils spatiaux de la vitesse, de la pression et de la température de la cible multicouche. Ces profils sont prélevés à l'instant exact où le choc traversant la cible solide débouche dans le xénon. Les conditions prélevées dans la cible multicouche sont ensuite utilisées comme conditions initiales dans FLASH. Lorsque FLASH initialisera pour la première fois les cellules de la simulation, nous l'obligerons à initialiser la vitesse, la pression et la température des cellules de l'ablateur et du pousseur avec les paramètres issus de MULTI que nous renseignerons dans un fichier texte. Ainsi, FLASH débutera la simulation avec des conditions dans le pousseur et l'ablateur correspondant à celles d'une attaque indirecte dont le profil temporel de la température du hohlraum est connu. Ce protocole est possible car le choc prend plus de temps pour traverser la cible solide et déboucher dans le xénon que le rayonnement de la cavité ne dure. Ainsi, au moment où les conditions initiales sont prises depuis MULTI, il n'y a plus d'énergie injectée par le rayonnement de la cavité. Cette méthode, bien qu'imparfaite à cause des conditions initiales qui sont issues d'une simulation 1D et non 2D, permet tout de même de simuler en 2D sur FLASH une expérience d'attaque indirecte de type LMJ-NIF.

En ce qui concerne les paramètres de simulations, nous utilisons une géométrie cartésienne utilisant une grille au maillage adaptatif selon les forts gradients en température et densité électronique ainsi qu'en densité massique. Le maillage du domaine de simulation qui, nous le rappelons, s'étend de -2650 à +2650 microns en abscisse et de $y = -300$ à $y = +5000$ microns en ordonnée permet, grâce aux 10 blocs dans chacune des deux dimensions, d'obtenir une résolution maximale de 1 micron lorsque le raffinement maximale d'ordre 6 est employé. Quant à la résolution des équations lors du passage d'un pas de temps à un autre, un solveur de Riemann de type « HLLC » à l'ordre 2 est utilisé en combinaison avec un limiteur de pente de type « mc ». Comme à leur habitude, les opacités sont tabulées en 40 groupes allant de 0.1 à 20 000 eV tandis que des tables SESAME sont utilisées pour les équations d'état. La résistivité électrique est dans nos simulations obtenue grâce au modèle de Spitzer, ce qui nous permet d'également simuler la viscosité magnétique. Enfin, nous rappelons que les conditions initiales de température, pression et vitesse de chacune des cellules composant la cible solide sont récupérées à partir d'une simulation MULTI 1D ayant un module permettant la simulation d'attaque laser indirecte.

Voyons maintenant les résultats que nous obtenons dans nos simulations. Celles-ci ont préalablement été étalonnées en termes d'intensité laser afin que la position et vitesse du choc et de l'interface coïncident avec celles de notre expérience. La discussion à leur propos ne se fera pas outre mesure car déjà réalisées dans les travaux de G. Rigon [RIGON-THESE], elles ne vont apporter ici qu'une quantité limitée d'informations nouvelles.

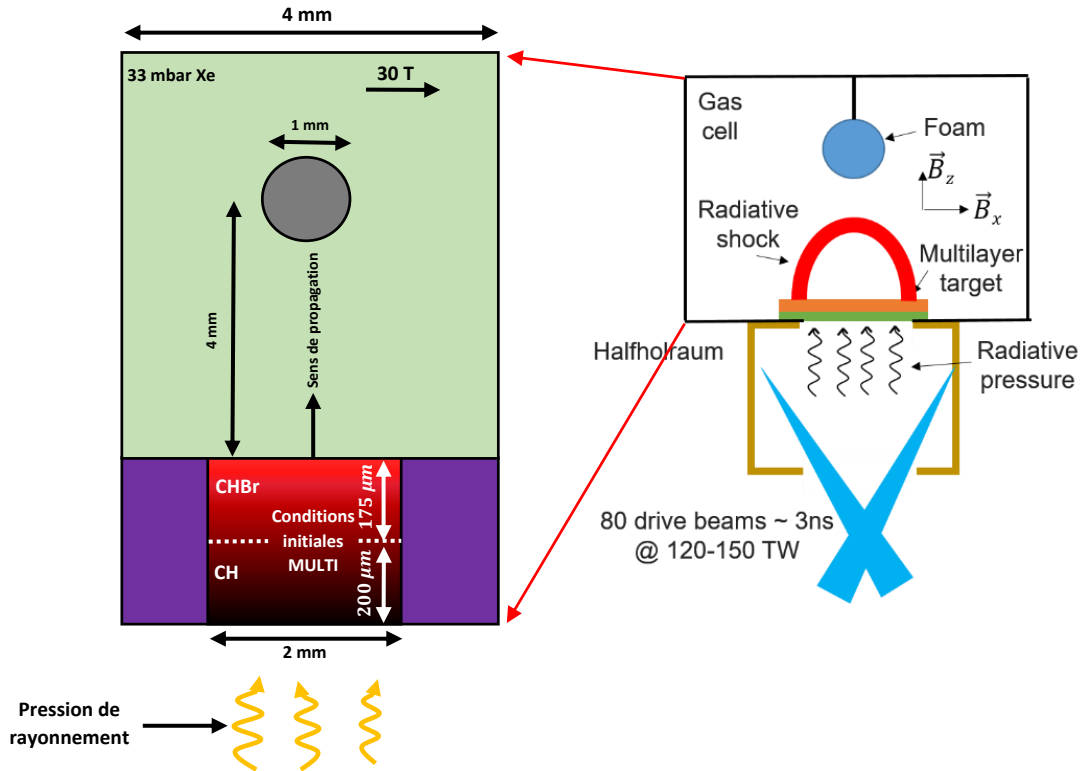


Figure 7.4 : Schéma résumant notre situation expérimentale. A gauche, la figure schématise la situation au premier instant de la simulation FLASH. Les conditions dans la cible solide mesurées dans MULTI au moment exact où le choc atteint l'extrémité du pousseur sont utilisées pour initialiser les cellules du pousseur et de l'ablateur dans FLASH. La cellule remplie de 33 mbar de xénon beigne dans un champ magnétique perpendiculaire à la propagation du plasma de 30 T. La figure de droite schématise l'expérience telle que pensée concrètement, c'est-à-dire avec une attaque laser indirecte et utilisant une halfraum en or.

3 - Caractéristiques du choc radiatif engendré

Nous avons jusqu'ici vu les paramètres laser, les diagnostics ainsi que l'optimisation de la cible qui permettent de générer et mesurer un choc le plus radiatif possible (informations résumées dans la **figure 7.4**). Nous allons désormais voir quelles sont les caractéristiques du choc que ces conditions réussissent à créer.

- **Vitesse et nombres sans dimensions**

Afin d'évaluer le caractère radiatif de nos tirs et de les situer par rapport aux autres expériences sur les chocs radiatifs de cette thèse, nous devons mesurer la vitesse du front de choc. Celle-ci s'élève à $u_s = 180 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ dans nos simulations. Ce qui nous donne, dans un milieu composé de xénon à 33 mbar :

$$\begin{cases} R = 8.34 \\ B_o = 0.033 \end{cases}$$

Le choc engendré sera donc hautement radiatif, au sens où $R < 10$, avec un flux radiatif élevé et une proportion en énergie également non-négligeable, car $R = 8.34$ signifie que près de 11 pour cent de l'énergie du système sera sous forme radiative. Les conditions sont donc réunies pour qu'un précurseur

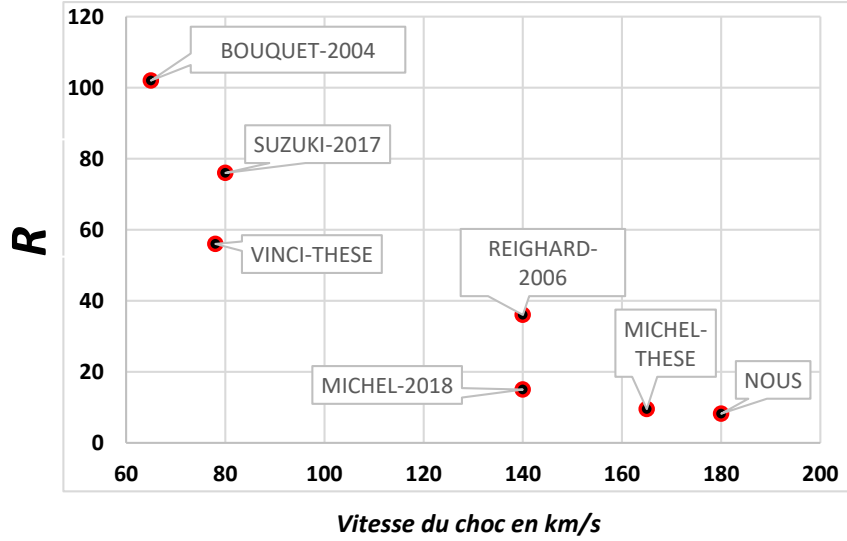


Figure 7.5 : Représentation de la valeur du nombre de Mihalas R ainsi que de la vitesse du choc créés lors d'expériences ces 15 dernières années.

radiatif voit le jour dans nos simulations. De plus, nous nous situons donc très proche des conditions moyennes GEKKO du chapitre précédent pour 33 mbar de xénon, où (voir **table 6.5**):

$$\begin{cases} R = 9.8 \\ B_o = 0.036 \end{cases}$$

Cependant, les avantages d'une telle expérience sur une installation de type NIF/LMJ est de pouvoir agrandir les dimensions de la cellule, et donc de s'affranchir des effets de bords, de bénéficier de diagnostics indisponibles sur GEKKO comme la radiographie x qui permet de sonder la structure du choc et de la compression de l'obstacle. Par-dessus tout, une installation de type LMJ ou NIF nous offre la possibilité d'appliquer un champ magnétique extérieur.

Grace à la mesure de la vitesse de choc, nous pouvons calculer la pression induite par l'inertie de la matière, notée P_{dyn} , la pression dynamique définie ainsi :

$$P_{dyn} = \rho u_s^2 \quad (VII.1)$$

avec ρ la masse volumique dans le choc. Cette pression, en sus de la pression thermique P_t définie comme habituellement par :

$$P_t = n_e k_b T_e \quad (VII.2)$$

avec k_b la constante de Boltzmann, T_e et n_e respectivement la température et la densité électronique, permettent une fois rapporté à la pression magnétique $P_m = B^2/2\mu_0$ de calculer les coefficients α et β :

$$\begin{cases} \alpha = \frac{P_{dyn}}{P_m} & (VII.3) \\ \beta = \frac{P_t}{P_m} & (VII.4) \end{cases}$$

Paramètre évalué	<i>Xenon (33 mbar)</i>		<i>Helium (1 bar)</i>
<i>Vitesse</i>	180 km.s ⁻¹		180 km.s ⁻¹
<i>Temperature simulee</i>	25 eV		90.5 eV
<i>Temperature theorique</i>	26.4 eV		105 eV
<i>Masse volumique</i>	1.7 × 10 ⁻⁴ g.cm ⁻³		1.7 × 10 ⁻⁴ g.cm ⁻³
<i>Longueur du precurseur</i>	~1600 μm		<i>Absence de precurseur</i>
<i>Zone evaluee</i>	<i>Choc</i>	<i>Precurseur</i>	<i>Choc</i>
P_t	5 GPa	0.05 GPa	4.3 GPa
P_{dyn}	19 GPa	/	22 GPa
P_m	0.36 GPa	0.36 GPa	0.36 GPa
$\alpha = \frac{P_{dyn}}{P_m}$	53	/	61
$\beta = \frac{P_t}{P_m}$	14	0.14	12
B_o	0.033	/	0.23
R	8.34	/	58

Table 7.2 : Récapitulatif des principaux paramètres et nombres sans dimension évalués dans le choc et dans le précurseur pour un choc radiatif, avec 33 mbar de xénon, et un choc purement hydrodynamique, avec l'équivalent en masse de 33 mbar en hélium (même masse volumique que 33 mbar de xénon), soit 1 bar d'hélium.

Ces deux nombres sans dimensions permettent de comparer l'influence du champ magnétique et de l'inertie sur l'écoulement de la matière. En effet, plus α et β sont petits et plus le champ magnétique dictera la marche de l'écoulement des fluides. Dans nos conditions, ceux-ci sont respectivement égaux à 53 et 14 dans le choc, ce qui signifie que le champ magnétique n'aura qu'une faible influence sur l'écoulement des fluides dans la zone du choc. En revanche, dans le précurseur, seul le paramètre β peut être évalué, car la vitesse du fluide y est nulle donc $P_{dyn} = 0$, et celui-ci vaut 0.14. Dans ce cas, le champ magnétique aura une influence sérieuse sur la matière. Cette expérience s'inscrit à la fois dans la catégorie des expériences de chocs les plus radiatifs jamais créés (voir **figure 7.5**) ainsi que dans une physique nouvellement explorée en astrophysique de laboratoire : les **chocs radiatifs magnétisés**. Le caractère radiatif dans le xénon est avéré grâce à un $B_o \ll 1$ et un R proche de 1. Le champ magnétique aura quant à lui une importance certaine dans le précurseur en amont du choc, comme nous allons le voir par la suite. En revanche, dans le cas de l'hélium, le choc reste purement hydrodynamique et le champ magnétique n'aura qu'un faible rôle dans l'écoulement des fluides. Nous résumons les principaux paramètres et nombres sans dimensions dans la **table 7.2**.

- **Longueur du précurseur**

Intéressons-nous désormais au précurseur radiatif qui apparaît en amont du choc dans le cas du xénon. En effet, l'existence de ce précurseur est vérifiée. Pour s'en assurer, nous comparons la carte spatiale de la température électronique (voir **figure 7.6**) dans le cas purement hydrodynamique (hélium) et radiatif (xénon) obtenue avec des simulations FLASH.

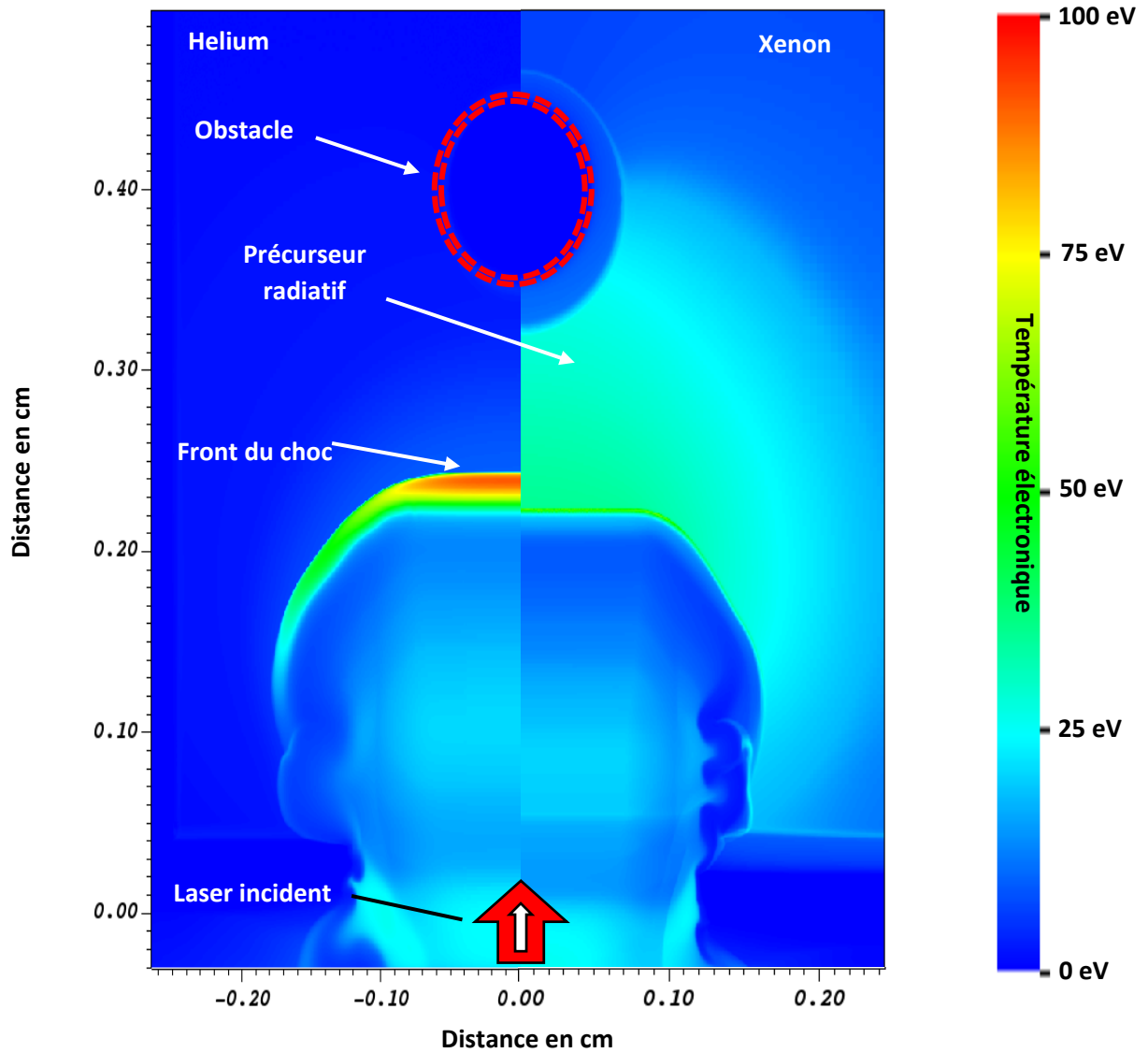


Figure 7.6 : Carte 2D de la température électronique en eV de simulation FLASH où $t = 10$ ns. La moitié de gauche est une simulation FLASH avec de l'hélium, et celle de droite correspond à une simulation FLASH avec du xénon à la même densité massique. Un précurseur radiatif se dégage clairement en amont du choc dans le cas du xénon contrairement au cas de l'hélium.

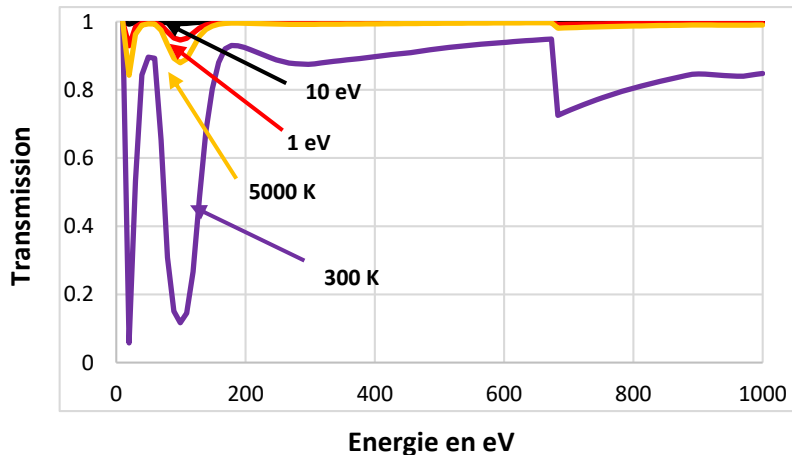


Figure 7.7 : La transmission d'une épaisseur de 1 mm de 33 mbar de xénon est représenté en fonction de l'énergie en eV du rayon incident en utilisant des opacités tabulées disponibles en ligne [HENKE]. Cette transmission est donnée pour quatre températures du xénon : 300 K, 5000 K, 1 eV soit 11604 K et 10 eV, soit 116040 K. Nous voyons que si le xénon est chauffé au-delà de 1 eV, ce qui est peu, son absorption devient quasiment nulle pour une large partie de la gamme d'énergie 200-1000 eV.

Pour ce paramètre physique, nous observons une modification claire de sa valeur dans le milieu au repos, en amont du choc, par rapport aux conditions initiales. Notamment, une carte 2D de la température électronique (voir **figure 7.6**) nous permet de distinctement visualiser le précurseur radiatif dans le cas du xénon contrairement au cas de l'hélium. Ce précurseur dont la température va de 1 à ~13 eV conduit à un rapport entre la température maximale du choc et la sienne égal à 0.51, ce qui témoigne d'un précurseur radiatif assez chaud. Cela indique également que le flux radiatif est conséquent car à 33 mbar, le xénon, une fois chauffé, devient rapidement optiquement mince pour quasiment toute la bande énergétique entre 10 et 1000 eV, comme nous l'avons déjà vu dans le chapitre précédent (voir **figure 7.9** du **chapitre VI**). Chose que nous voyons également dans la **figure 7.7** ci-présente dont les transmissions ont été obtenues grâce à des opacités tabulées disponibles en ligne [HENKE] et où il est également possible de modifier la température à laquelle sont tabulées ces opacités.

Dans la **figure 7.7** nous représentons la transmission d'une épaisseur de 1 mm de 33 mbar de xénon pour des rayons x dont les énergies vont de 10 à 1000 eV et ce, pour quatre températures initiales de xénon. Absorbant à froid, le xénon à 33 mbar devient quasi optiquement mince pour cette gamme d'énergie lorsqu'il est chauffé, ce qui explique la grande taille du précurseur radiatif. Notamment, la bande d'absorption autour de 100 eV, proche du pic d'émission du choc (~125 eV) est rapidement atténuée avec l'augmentation de la température. Le xénon chaud laisse alors passer le rayonnement issu du choc qui va alors chauffer des régions plus lointaines du xénon non encore perturbé. La température élevée du précurseur, relativement au choc, peut quant à elle s'expliquer grâce aux faibles valeurs de B_o et R . Ces faibles valeurs indiquent qu'une proportion conséquente de l'énergie du système est effectivement sous forme radiative. Il y a à la fois plus de photons et plus d'énergie que dans tous les chocs radiatifs rencontrés jusqu'ici. Ainsi, même si le xénon une fois chauffé absorbe beaucoup moins le rayonnement issu du choc, le flux important provenant de ce-dernier et la légère sensibilité résiduelle du xénon pour cette gamme d'énergie permettent tout de même de faire augmenter la température du xénon proche du choc.

Nous venons de voir que le choc créé dans notre expérience est bien hautement radiatif. Nous allons maintenant ajouter le champ magnétique externe et voir ses effets sur la structure et la morphologie du choc, du précurseur ainsi que sur l'ablation et compression de l'obstacle.

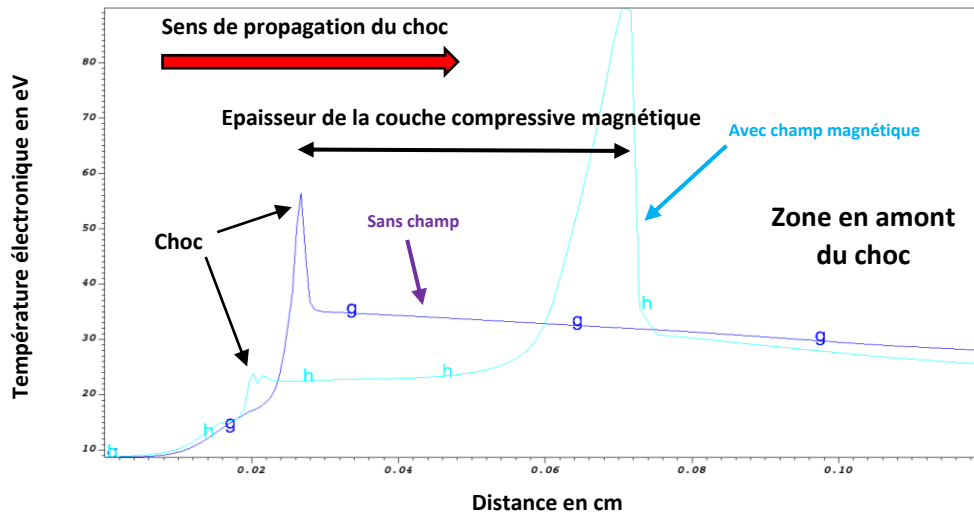


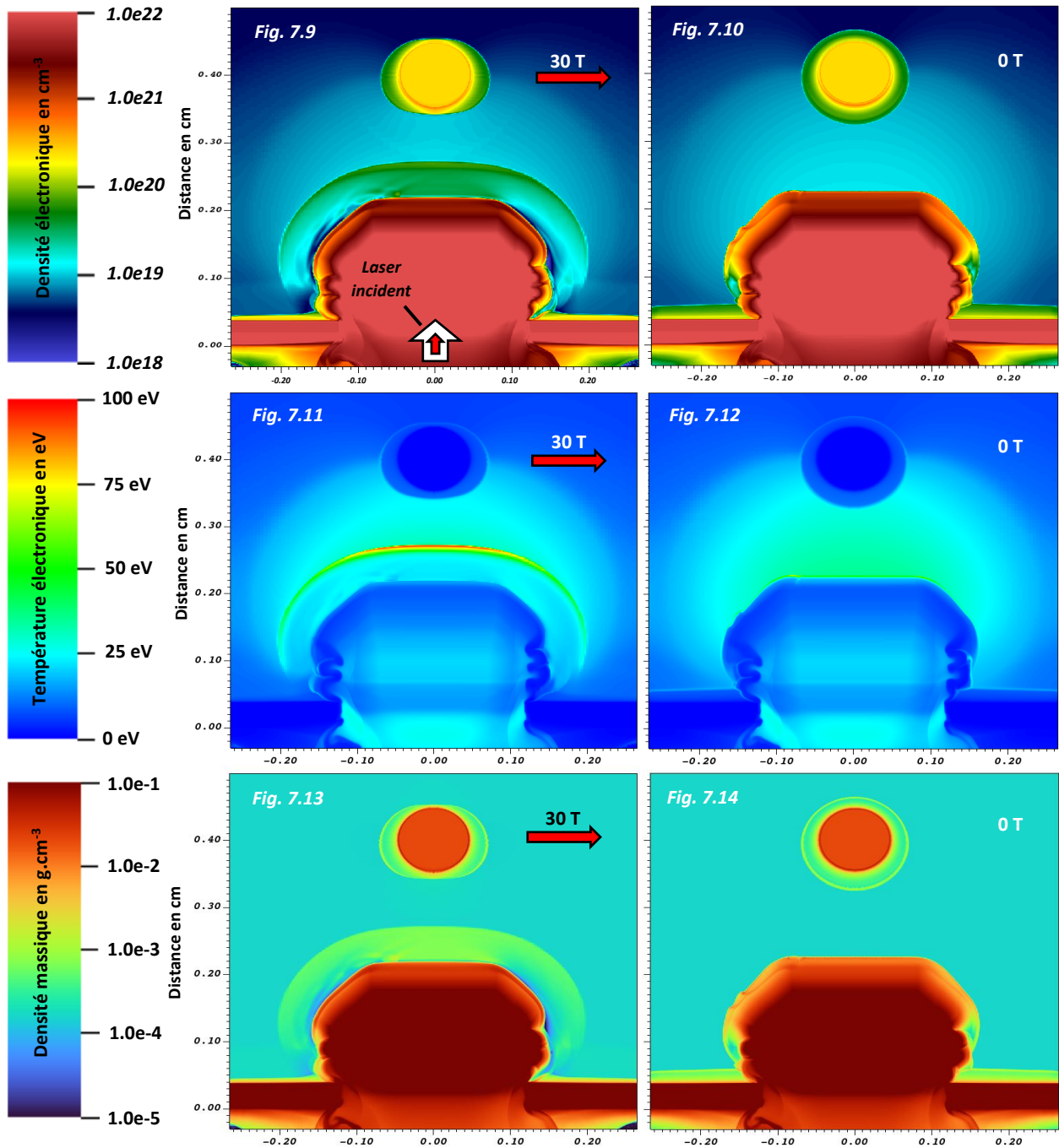
Figure 7.8 : Coupe 1D dans l'axe de la propagation du choc réalisée sur une carte en température de nos simulations FLASH. La courbe (g) violette correspond à la simulation sans champ magnétique alors que la courbe (h) bleue claire correspond au cas avec champ magnétique perpendiculaire.

- 4 - Magnétisation du choc

Dans cette partie, nous allons étudier les principales caractéristiques d'un choc radiatif lorsqu'il est magnétisé. Dans un premier temps, nous traiterons le cas avec le champ magnétique perpendiculaire en le comparant avec le cas non magnétisé. Ensuite, nous comparerons le cas parallèle au cas perpendiculaire.

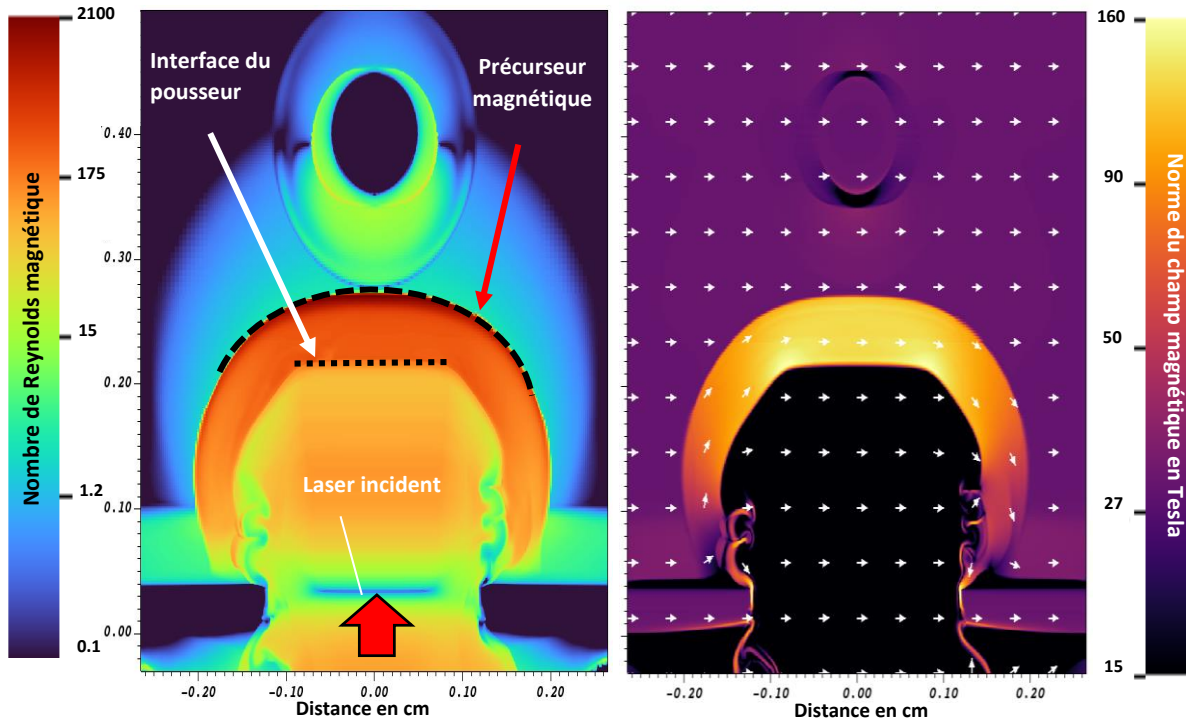
- **La morphologie du choc et du précurseur**

La présence d'un champ magnétique externe modifie en profondeur la morphologie du choc et de son précurseur. Dans les **figures 7.9** à **7.14**, nous avons appliqué un champ magnétique de 30 T perpendiculaire à l'axe de propagation du choc et comparé au cas sans champ. Une surdensité se forme très clairement en amont du choc dans le cas du xénon magnétisé. La compression au passage de cette interface est égale à 4 en densité massique (voir **figure 7.13**), ce qui correspond à la compression maximale d'un choc fort dans un gaz parfait monoatomique comme le xénon. Notons également que cette surdensité est totalement absente dans le cas non-magnétisé. Cette couche surdense en amont de l'interface pousseur/xénon s'accompagne d'une élévation de la température électronique, dont le pic atteint 100 eV, aux frontières du nouveau choc (voir **figure 7.11**). En comparant la coupe spatiale 1D de la température du choc dans le cas magnétisé ou non, nous pouvons distinctement observer l'épaisseur de la couche compressive apparaissant dans le cas magnétique (voir **figure 7.8**). La taille de celle-ci croît linéairement avec une vitesse constante qui, dans le référentiel du choc, est égale à 50 km.s^{-1} . La présence d'un champ magnétique perpendiculaire à la propagation semble créer une nouvelle onde de choc se déplaçant en amont de celle correspondant au cas non magnétisé. Cette onde est compressive et n'est donc pas purement électromagnétique. Ce précurseur magnétique s'ajoute au précurseur radiatif existant dans le cas non magnétisé. Le précurseur magnétique se déplace, dans le référentiel du laboratoire, à une vitesse de 230 km.s^{-1} . L'interface pousseur/xénon se déplace quant à elle toujours à la même vitesse, à savoir 180 km.s^{-1} , et ce, que le choc soit magnétisé ou non.



Figures 7.9, 7.10, 7.11, 7.12, 7.13 et 7.14 : Cartes 2D de la densité électronique, température électronique et de la densité massique de nos simulations FLASH réalisée à $t = 10$ ns. La cellule est à chaque fois remplie de 33 mbar de xénon. Dans les simulations de gauche un champ magnétique de 30 T perpendiculaire à l'axe de propagation du choc est appliqué. Celles à droite, correspondent aux cas sans champ.

Nous allons maintenant nous affairer à expliquer ces observations ainsi que l'apparition de ce précurseur radiatif et magnétique grâce à la magnétohydrodynamique radiative.



Figures 7.15 et 7.16 : A gauche, carte 2D de la valeur du nombre de Reynolds magnétique dans la simulation FLASH avec 33 mbar de xénon et une champ magnétique perpendiculaire. Le temps de la simulation correspond à $t= 10$ ns. A droite, une carte 2D de la norme du champ magnétique ainsi que son orientation locale, représentée par des flèches, de la même simulation et au même temps que dans la figure de droite.

- **Explications magnétohydrodynamiques**

Nous devons, afin d'utiliser les bonnes équations, déterminer dans quel régime magnétohydrodynamique (MHD) notre expérience se situe, MHD idéale ou MHD résistive. Pour cela, nous devons évaluer la valeur que prend le nombre de Reynolds magnétique R_m dans la simulation. La **figure 7.15** est une carte 2D en fausses couleurs de la valeur de R_m d'une simulation FLASH avec le champ magnétique perpendiculaire. Nous y remarquons que le nombre de Reynolds magnétique est très supérieur à 1 dans le précurseur magnétique. De plus, au-delà de la surdensité, dans le précurseur radiatif, R_m tend à croître, passant d'une valeur inférieure à 1 loin du choc à une valeur supérieure à 10 à mesure que l'on se rapproche du choc. La zone du choc et son environnement proche dans le précurseur radiatif, tendent vers une MHD idéale.

Or, dans le paragraphe « **Les ondes MHD** » de la partie **II.1**, nous avons vu que dans le régime de la MHD idéale, autrement dit lorsque le nombre de Reynolds magnétique $R_m \gg 1$, des ondes peuvent se propager dans le milieu ambiant. S'agissant ici d'une onde de compression et électromagnétique, celle-ci est certainement une onde magnéto-sonore rapide. En effet, l'onde magnéto-sonore se propage de manière privilégiée dans la direction perpendiculaire aux lignes de champ magnétique, soit dans l'axe de propagation du choc. Cela est vérifié dans notre simulation dans l'axe central de propagation mais aussi sur les côtés car avec $R_m \gg 1$, les lignes de champ sont gelées dans l'écoulement de la matière. Aux abords du choc, les lignes de champ magnétiques sont donc déformées, comme nous pouvons le voir dans la **figure 7.16**, de manière à toujours être perpendiculaires à la propagation de l'onde magnéto-sonore. La vitesse d'une onde magnéto-sonore rapide $v_{magneto-sonore}$ est égale à :

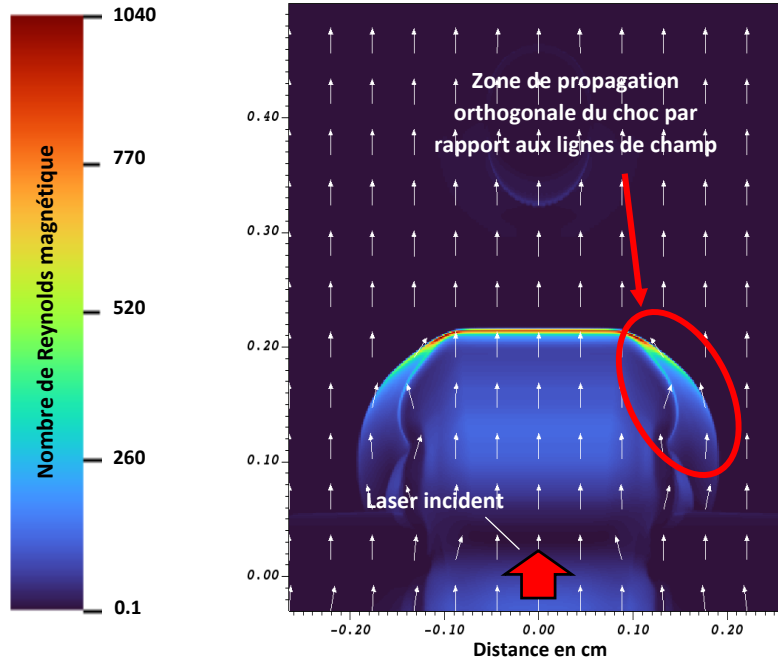


Figure 7.17 : Cette figure est similaire à la **figure 7.15** à ceci près que la simulation FLASH est, comme le montre les flèches représentant des vecteurs du champ magnétique, ici réalisée avec un champ magnétique parallèle à l'axe de propagation du choc de 30 T.

$$\left\{ \begin{array}{l} v_{\text{magneto-sonore}} = \sqrt{v_{\text{Alfven}}^2 + v_{\text{son}}^2} \quad (\text{VII.5}) \\ v_{\text{Alfven}} = \frac{B}{\sqrt{\mu_0 \rho}} \quad (\text{VII.6}) \\ v_{\text{son}} = \sqrt{\gamma \frac{P}{\rho}} \quad (\text{VII.7}) \end{array} \right.$$

avec $\rho = 1.7 \times 10^{-4} \text{ g. cm}^{-3}$ la densité initiale du fluide, $P = 33 \text{ mbar}$ sa pression initiale, $B = 108 \text{ T}$ la norme du champ magnétique comprimé dans le front du précurseur magnétique et $\gamma = 5/3$ l'indice polytropique du xénon. Dans ces conditions nous obtenons $v_{\text{Alfven}} = 233 \text{ km. s}^{-1}$ et $v_{\text{son}} = 180 \text{ m. s}^{-1}$. Comme $v_{\text{Alfven}} \gg v_{\text{son}}$, alors nous considérons que $v_{\text{magneto-sonore}} \approx v_{\text{Alfven}}$.

Cette explication du précurseur magnétique est, comme nous allons maintenant le voir, renforcée par la comparaison entre le cas parallèle et le cas perpendiculaire.

- **Comparaison champ perpendiculaire et champ parallèle**

Dans le cas d'un champ magnétique appliqué parallèlement à l'axe de propagation du choc, la pré-compression du milieu disparaît. En effet, l'onde privilégiée avec cette orientation du champ magnétique est l'onde magnéto-sonique lente, qui se comporte comme une onde transversale purement électromagnétique circulant le long des lignes de champ.

Cependant, quelques compressions latérales existent. Elles correspondent en fait aux zones où les lignes de champ et l'expansion du choc sont orthogonaux (voir **figure 7.17**). Dans ces régions latérales, les ondes

magnéto-sonores peuvent se propager perpendiculairement aux lignes de champ. Ces ondes magnéto-sonores rapides apparaissent latéralement et tendent alors à faire augmenter le nombre de Reynolds magnétique dans les régions avoisinantes ($R_m > 10$ assez rapidement), où le champ est initialement perpendiculaire au choc. Ainsi, les lignes de champs sont petit à petit latéralement contraintes à se positionner orthogonalement à la normale locale de l'interface du choc, car une fois dans un régime de MHD idéale, les lignes de champs sont gelées dans les flots de matière. L'origine de ces ondes latérales est, de plus, confirmée par la présence d'une compression en densité massique de 2.8, soit légèrement plus faible que qu'avec les ondes décrites pour expliquer le précurseur magnétique du cas perpendiculaire. Ceci est dû au fait que le choc est ici latéral et non plus frontal comme dans le cas perpendiculaire. La vitesse de l'onde de choc est par conséquent plus faible, d'où le taux de compression diminué dans le cas parallèle.

Néanmoins, dans l'axe de propagation du choc le champ est totalement parallèle, donc même si le nombre de Reynolds augmente dans une fine couche dans le front de choc, comme nous le voyons dans la **figure 7.17** où R_m atteint des valeurs proches du millier, l'influence du champ magnétique reste restreinte car sa norme n'est pas suffisante pour dévier l'écoulement du fluide qui a beaucoup trop d'inertie. En effet, rappelons que dans le choc, α et β sont respectivement évalués à 1080 et 22, ce qui signifie que l'inertie du fluide l'emporte largement sur le champ magnétique. Nous observons également qu'en amont du choc, le nombre de Reynolds magnétique est très inférieur à 1, ce qui démontre le caractère résistif du régime MHD de cette zone empêchant ainsi toute onde MHD de se propager.

Nous venons de voir l'origine MHD des modifications induites par le champ sur l'écoulement de la matière dans le choc ainsi que dans le précurseur. Intéressons-nous désormais aux effets de l'écoulement de la matière sur le champ magnétique, car dans les zones dont le régime est en MHD idéale, $R_m \gg 1$, les lignes de champ magnétiques sont gelées dans la matière. C'est donc cette-dernière qui va dicter l'évolution, le resserrement ou l'éloignement, des lignes de champ magnétiques ce qui se traduit en MHD idéale par une amplification ou diminution de la norme locale du champ magnétique.

- **Amplification du champ magnétique**

Comme nous l'avons évoqué quelques lignes plus haut, nous allons ici étudier l'amplification du champ magnétique lors de son interaction avec le choc radiatif. Ce processus d'amplification est intéressant d'un point de vue astrophysique où le passage d'un ordre de grandeur du champ à un autre reste encore souvent incompris. L'amplification du champ magnétique lors de son interaction avec un choc radiatif pourrait donc constituer un maillon important dans le processus d'augmentation du champ magnétique.

Dans notre expérience, des zones dont le régime est en MHD idéale se dégagent, particulièrement dans le cas où le champ magnétique est perpendiculaire. Dans ces régions, la matière est comprimée, et comme $R_m \approx 500 \gg 1$, les lignes de champs connaissent alors le même sort, elles se resserrent. N'ayant pas de diffusion magnétique dans ce précurseur magnétique dont le régime est clairement idéal d'un point de vue MHD, le champ magnétique connaît alors une amplification importante de sa norme. En effet, selon le premier théorème du gel présenté dans le paragraphe « **Les ondes MHD** » de la partie **II.1**, le flux magnétique à travers une surface régulière définie par un contour fermé et constant, et ce, quelles que soient les déformations subies par ce contour au cours du temps, se conserve.

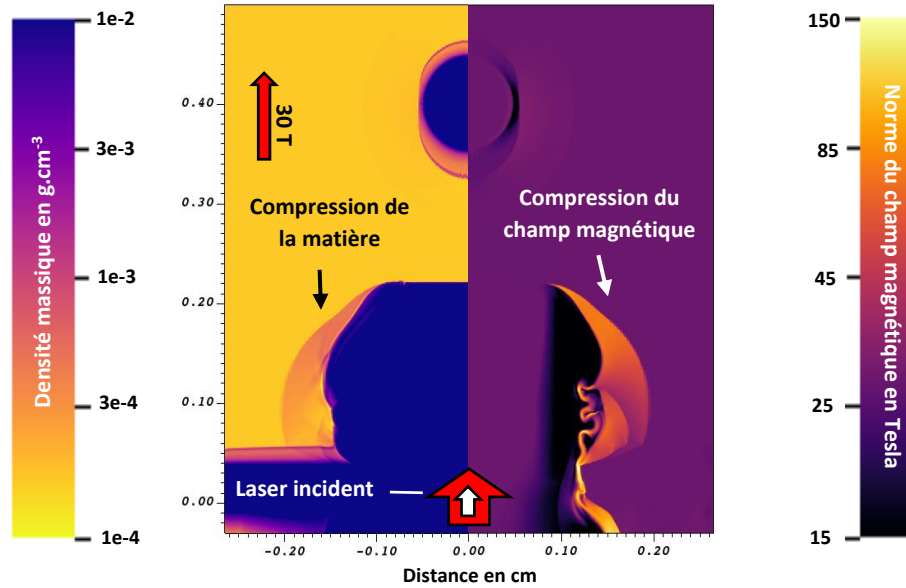


Figure 7.18 : Une carte 2D qui montre dans sa moitié gauche la répartition de la densité massique pour une simulation FLASH avec 33 mbar de xénon et un champ magnétique de 30 T parallèle à la propagation du choc. Dans sa moitié droite, c'est la norme du champ qui est représentée. Nous voyons que les régions de compression de la matière correspondent exactement aux régions d'amplification du champ magnétique.

Ce gel des lignes de champ dans la matière et l'absence de diffusion magnétique explique l'amplification de la norme du champ magnétique observée dans nos simulations. L'augmentation de la norme n'apparaît que dans les zones de compression de la densité massique comme nous pouvons le voir sur la **figure 7.18**. Notons de plus que les taux de compression sont à chaque fois quasiment identiques pour la densité massique et la norme du champ magnétique.

Dans le cas parallèle, nous mesurons une compression de 2.6 de la norme du champ magnétique. Cette différence peut s'expliquer par l'obliquité du choc. Dans le cas parallèle, les chocs latéraux sont effectivement obliques aux lignes de champ magnétiques. La compression du champ ne se fait donc pas aussi efficacement que dans l'axe du laser.

Dans le cas perpendiculaire, où le choc est plus fort et directement orthogonal aux lignes de champ, les compressions de la densité massique et du champ magnétique sont les mêmes, elles sont de 4. Dans cette situation, le champ est fortement corrélé à la matière, $R_m \approx 500 \gg 1$. Le resserrement des lignes de champ se fait efficacement car l'écoulement du fluide ainsi que la propagation de l'onde se font perpendiculairement au champ.

Nous allons maintenant étudier les différences induites par la présence du champ magnétique sur l'ablation et la compression de l'obstacle.

- **Ablation et compression de l'obstacle**

La présence du précurseur magnétique engendre, en plus d'une amplification du champ magnétique, une compression accrue de l'obstacle lorsque le front de choc l'atteint. L'ablation de l'obstacle par le flux radiatif pendant la propagation du choc est lui aussi altéré par la présence du champ magnétique. Nous

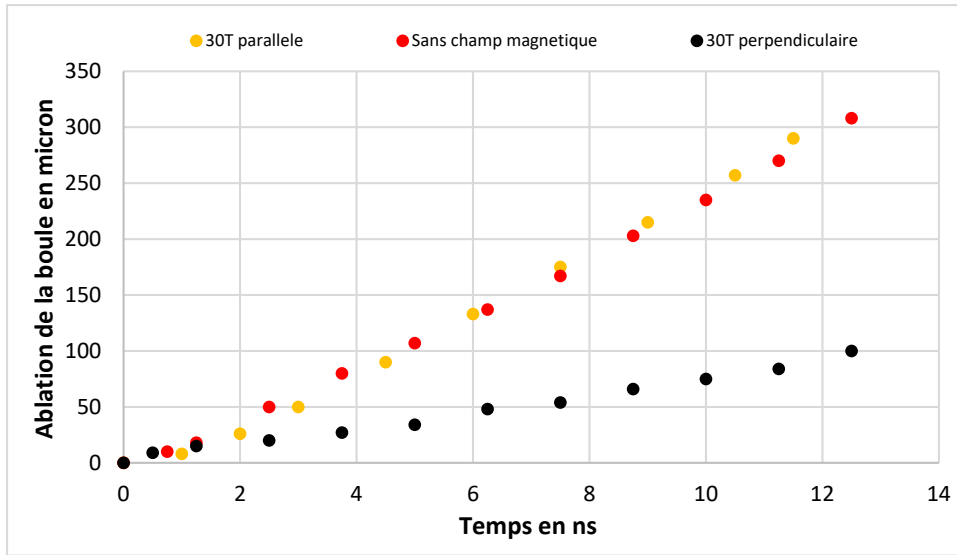


Figure 7.19 : La détente de l'obstacle de 20 mg.cm^{-3} est représentée en fonction du temps et ce, pour les trois configurations du champ magnétique : en noir celle avec le champ perpendiculaire, en rouge celle sans champ et en orange celle avec le champ parallèle. Nous observons une parfaite superposition des courbes dans le cas sans champ et avec champ parallèle. Dans le cas perpendiculaire, la détente est fortement est inhibée par la présence et l'orientation du champ magnétique.

allons dans cette partie voir comment ces deux actions, l'ablation et la compression de l'obstacle, sont modifiés par le champ magnétique et son orientation. Commençons par l'ablation de l'obstacle.

- **L'ablation de l'obstacle :**

Ici nous évaluons l'ablation frontale de l'obstacle, ce qui désigne la détente de l'obstacle dans la direction du choc radiatif incident. Comme nous pouvons le voir dans la **figure 7.19**, aucune différence n'existe entre le cas avec le champ parallèle et le cas sans champ. En revanche, dans le cas du champ magnétique perpendiculaire, l'ablation de l'obstacle est fortement inhibée. Elle semble confinée par le champ magnétique, chose que nous observons clairement sur les obstacles visibles sur les **figures 7.13** et **7.14** dans lesquelles la densité massique est représentée dans les cas champ perpendiculaire et sans aucun champ.

Ces observations peuvent être expliquées en considérant la force électromagnétique de Lorentz $\vec{F}_{Lorentz}$. Cette force, dont nous rappelons l'expression :

$$\vec{F}_{Lorentz} = q(\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B}) \tag{VII.8}$$

où q est la charge de la particule considérée, \vec{u} sa vitesse, \vec{E} et \vec{B} respectivement les champs électriques et magnétique auxquels est soumise la particule, est subie par toutes les particules chargées du système. Notamment, la matière de l'obstacle qui est ablatée par le flux du choc radiatif est également ionisée, donc chargée. Le flot de matière de l'obstacle en détente est donc soumis à la force de Lorentz. Or, dans le cas parallèle, la force s'annule car le vecteur vitesse de la matière issue de la détente de l'obstacle et les lignes de champ magnétiques sont colinéaires. Dans le cas perpendiculaire, la force est en revanche maximale. L'écoulement de la matière est dévié dans l'axe orthogonal à sa propagation, et donc, la détente est inhibée.

Densité de l'obstacle	Champ \perp	Champ nul	Champ \parallel
20 mg. cm^{-3}	Compression: 12.5	Compression: 9.6	Compression: 9.8
200 mg. cm^{-3}	Compression: 9.1	Compression: 7.1	Compression: 7.8

Table 7.3 : Tableau récapitulatif le taux de compression de l'obstacle mesurée dans nos simulations suivant la densité de l'obstacle, 200 ou 20 mg/cm³, et suivant le champ magnétique, perpendiculaire, parallèle ou nul.

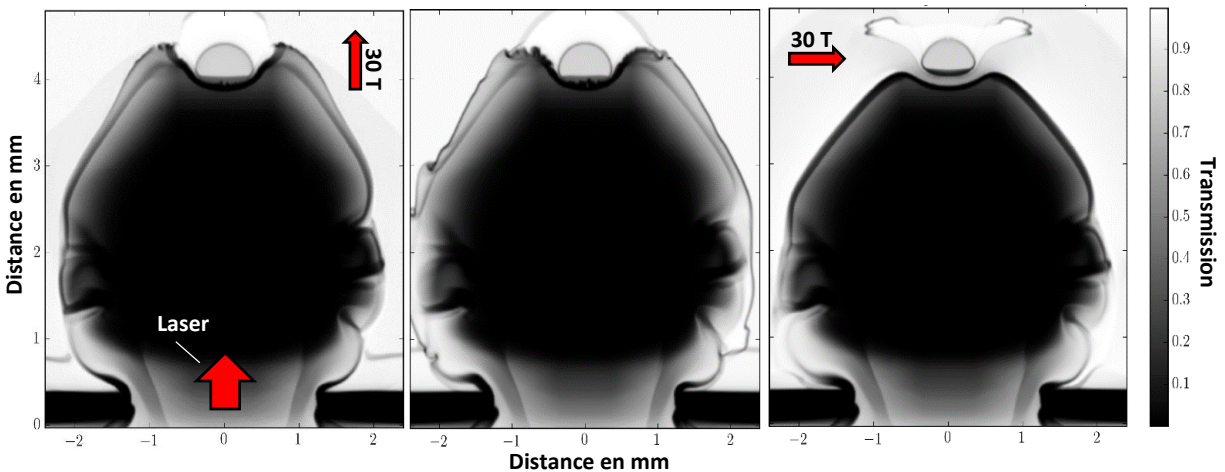


Figure 7.20 : Trois radiographies synthétiques réalisées à partir de données de simulations FLASH. Elles sont réalisées en simulant l'émission d'un backlighter en nickel (7.5 keV). Le temps des trois simulations est le même à chaque fois, $t = 22.5 \text{ ns}$. De gauche à droite, la simulation est avec un champ magnétique parallèle à l'axe de propagation, sans champ magnétique et avec un champ magnétique perpendiculaire à l'axe de propagation du choc. L'obstacle est ici une sphère de mousse de 20 mg/cc.

Cette explication est confortée par l'observation suivante. Dans le cas parallèle, la détente n'est donc pas perturbée par la force de Lorentz dans la direction de propagation du choc car cet axe est parallèle aux lignes du champ. Cependant, la détente latérale de l'obstacle, dans l'axe perpendiculaire à la propagation du choc et aux lignes de champ, nous retrouvons ce même phénomène d'inhibition de la détente décrit dans le cas avec le champ perpendiculaire. Nous pouvons notamment constater cela sur la **figure 7.19**.

- La compression de l'obstacle :

En plus de son ablation par le flux radiatif du choc, l'obstacle est comprimé lorsque le front de choc atteint sa périphérie. Selon la présence ou non de champ magnétique, ainsi que selon son orientation, nous allons voir que la compression mesurée dans l'obstacle n'est pas la même.

Dans le cas du champ magnétique perpendiculaire, nous observons pour un obstacle de 20 mg/cc, une compression de **12.5**, soit un **taux 30 pour cent plus élevé** que les taux de compression des deux autres cas. Cette importante surcompression dans le cas perpendiculaire trouve sans doute son origine dans la pression magnétique, qui dans ce cas, est très importante. En effet, l'amplification de la norme du champ magnétique connaît un pic d'intensité lorsque le front de choc rencontre l'obstacle. Une norme maximale de près de **800 T** est même mesurée dans nos simulations avec un champ magnétique perpendiculaire

dans la région située entre l'obstacle et le front du choc lorsque celui-ci atteint l'obstacle. Cette valeur de la norme du champ donne ainsi une valeur approximative de la pression magnétique : **255 GPa**. La pression magnétique devient, dans le cas perpendiculaire, bien supérieure à la pression inertielle initiale qui, nous le rappelons, est initialement estimée à **19 GPa** (voir **table 7.2**). Cela pourrait donc expliquer l'augmentation du taux de compression de l'obstacle dans la configuration perpendiculaire. Notons que ces observations peuvent, comme nous le voyons dans la **figure 7.20**, être faites grâce à un diagnostic de radiographie x. Abordons désormais le dernier point de comparaison de cette étude numérique : **le développement des instabilités dans le front de choc**.

- **Développement d'instabilités dans le front de choc**

Les instabilités dont nous allons parler dans cette partie sont celles qui se développent dans le fin front de choc, région contenue dans à peine une centaine de microns. Dans cette zone, des instabilités de type Rayleigh-Taylor peuvent apparaître. Elles sont, dans les conditions de notre expérience, ensemencées grâce aux instabilités thermiques éponymes décrites pour la première fois par E. Vishniac [[VISHNIAC-1983](#)] : les **instabilités de Vishniac**.

Décrites plus en précision dans le papier d'origine ainsi que dans des travaux de thèse tels que [[CAVET-2010](#)]. Il nous faut seulement retenir que ces instabilités sont issues de la compétition entre la pression thermique d'un côté du choc, côté aval, et la pression inertielle de la matière s'accumulant de l'autre côté du choc, en amont de ce-dernier. La présence d'inhomogénéités dans le milieu en amont provoque un déséquilibre des forces s'appliquant sur la fine couche du front de choc, déformant par conséquent son interface. En effet, contrairement à la pression thermique qui elle, est isotrope et comporte donc des composantes non nulles tangentes à l'interface du front de choc, la pression inertielle de la matière en amont n'agit qu'orthogonalement sur l'interface. Il suffit donc d'une inhomogénéité en amont, de la densité massique par exemple, pour que l'équilibre des forces s'appliquant sur le front de choc ne se brise, entraînant ainsi la déformation de son interface. Cette déformation forme ensuite un terreau fertile au développement d'instabilités de type Rayleigh-Taylor par exemple.

Nous observons qualitativement, voir les radiographies x de la **figure 7.20**, qu'en présence de champ magnétique les instabilités visibles dans le cas sans champ (radiographie du milieu) sont légèrement inhibées et lissées dans le cas avec le champ parallèle (radiographie de gauche), soit totalement supprimées dans le cas du champ perpendiculaire (radiographie de droite). Ces observations corroborent des études sur l'effet d'inhibition du développement d'instabilités par le champ magnétique lors d'interaction entre un choc et un nuage moléculaire [[FRAGILE-2005](#) ; [ORLANDO-2012](#)]. Nos observations rejoignent également l'avis émis dans la discussion tenue dans [[VISHNIAC-1983](#)] sur l'impact du champ magnétique sur la « sur-stabilité » (« **overstability** » en anglais) du front du choc. En effet, en incluant le champ magnétique dans les équations régissant son système, E. Vishniac démontre que sa présence réduit la gamme des longueurs d'onde susceptibles de nourrir le phénomène de sur-stabilité et donc d'instabilités thermiques. Il laisse également entendre que le champ magnétique, sans nécessairement supprimer ces instabilités, retarde fortement leur apparition.

Cette observation, bien que qualitative, est intéressante d'un point de vue astrophysique car elle implique une survie plus longue du nuage moléculaire lors de son effondrement, son morcellement arrive

beaucoup plus tardivement en l'absence d'instabilités thermiques et hydrodynamiques [ORLANDO-2008 ; ORLANDO-2012].

- 5 - Discussion astrophysique

Nous allons ici discuter de l'impact des observations faites dans ce chapitre d'un point de vue astrophysique. Par exemple, la contraction de notre objet par le choc peut tout à fait s'assimiler à l'interaction d'un nuage moléculaire avec l'onde de choc d'une supernova. D'ailleurs, comme nous l'avons déjà évoqué en début de chapitre, les deux densités d'obstacles, 20 et 200 mg.cm^{-3} , ont judicieusement été choisies afin d'obtenir un rapport d'environ 100 et 1000 entre le milieu environnant et l'obstacle.

Ce premier point de discussion, la compression de l'obstacle par le choc incident, est marqué par deux observations majeures : la présence d'un champ magnétique perpendiculaire à l'axe de propagation du choc engendre une compression de l'obstacle supérieure aux deux autres cas, champ parallèle et sans champ. L'autre observation est la quasi équivalence du taux de compression dans les cas sans champ et avec champ parallèle. Astrophysiquement, un taux de compression plus élevé se traduit par une déstabilisation gravitationnelle du système plus forte. En effet, la masse critique de Jeans est inversement proportionnelle à $\rho^{1/2}$, donc, plus la compression du nuage par une onde de choc externe est grande et plus la masse de Jeans diminuera. Cette diminution de la masse de Jeans entraîne alors l'augmentation du risque d'effondrement gravitationnel de la région considérée, et par voie de conséquence, est susceptible d'augmenter le taux de formation des étoiles dans le nuage.

Un aspect important supplémentaire concerne l'amplification de la norme du champ magnétique. Nous avons, dans nos simulations, observé une forte augmentation de sa norme dans le précurseur radiatif, d'un facteur 4, et surtout à l'approche de l'obstacle dans le cas du champ perpendiculaire. L'augmentation de la norme du champ magnétique a une influence double sur la compression et le taux de formation des étoiles. En effet, d'un côté elle participe à augmenter la compression maximale à laquelle est soumise le nuage, l'obstacle dans notre cas, et d'un autre, elle modifie les conditions du modèle de Jeans en apportant une force supplémentaire contrant l'effondrement gravitationnel [CHANDRASEKHAR-1953]. Si la norme du champ magnétique augmente également dans le nuage suite à l'incidence du choc, la pression magnétique est alors à prendre en compte pour évaluer l'équilibre et la stabilité du nuage entier. Cette compétition entre ces deux contributions opposées du champ magnétique est un point intéressant qu'il serait donc bien d'investiguer plus en profondeur.

Dernier point de discussion : la stabilité du front de choc. Nous avons effectivement remarqué que la présence du champ magnétique semblait stabiliser le front du choc incident, particulièrement dans le cas d'un champ magnétique perpendiculaire à l'axe de propagation du choc. L'inhibition des instabilités est susceptible d'avoir deux conséquences. La première est la diminution de l'amplification du champ magnétique grâce à la turbulence des fluides [GIACALONE-2007], qui, si les instabilités sont inhibées, est également diminuée. La deuxième conséquence concerne directement le taux de formation des étoiles. Les instabilités permettent de créer des systèmes aux échelles inférieures à celle du nuage primordial en concentrant toute la matière nécessaire à la formation d'une étoile [WOODWARD-1976], phénomène qui affecte directement le taux de formation des étoiles. Dans notre cas, il faudrait maintenant déterminer si les instabilités que nous observons dans le cas sans champ et, dans une moindre mesure, dans le cas avec le champ parallèle, sont bien physiques et ne sont pas juste dues à du bruit numérique.

Récapitulatif

- Nous avons dimensionné une expérience visant à étudier les chocs radiatifs en milieu magnétisé en utilisant la configuration et les ressources d'une installation laser de type NIF.
- Des simulations 2D FLASH ont été réalisées en reproduisant les conditions d'une attaque laser indirecte. Ces simulations nous ont permis de mettre en lumière les phénomènes qui n'émergent que lorsqu'un choc est hautement radiatif et évolue dans un environnement magnétisé. Notamment, nous avons pu étudier en détails :
 - La formation d'un précurseur radiatif
 - La formation d'un précurseur magnétique dans lequel une compression du champ magnétique est observée
 - L'ablation et la compression d'un obstacle jouant le rôle d'un nuage moléculaire par un choc radiatif magnétisé ou non
 - La stabilisation des instabilités dans le front de choc par la présence du champ magnétique
- Une explication magnétohydrodynamique justifie l'existence du précurseur magnétique observé en simulation.
- L'expérience ici dimensionnée, appuyée par des diagnostics synthétiques, semble prometteuse. Afin de concrétiser l'étude numérique, il est important de parfaire la plateforme d'étude des chocs radiatifs en milieu magnétisé pour qu'une expérience sur le NIF ou le LMJ puisse voir le jour. A cet effet, des expériences sont d'ores et déjà acceptées et programmées sur le LULI2000 et OMEGA.

Références

[[BORGHESI-1998](#)] M. Borghesi, A. J. Mackinnon, A. R. Bell, R. Gaillard and O. Willi, « Megagauss magnetic field generation and plasma jet formation on solid targets irradiated by an ultraintense picosecond laser pulse », *Physical Review Letters*, vol. 81, n. 1, p. 112, (1998).

[[BLONDIN-1998](#)] J. M. Blondin, E. B. Wright, K. J. Borkowski and S. P. Reynolds, « Transition to the radiative phase in supernova remnants », *The Astrophysical Journal*, vol. 500, p. 342-354, (1998).

[[BUSSCHAERT-2014](#)] C. Busschaert, E. Falize, C. Michaut, J.-M. Bonnet-Bidaud and M. Mouchet, « Quasi-periodic oscillations in accreting magnetic white dwarfs. II. The asset of numerical modelling for interpreting observations », *Astronomy and Astrophysics*, vol. 579, (2015).

[[CAVET-2010](#)] C. Cavet, « Etude numérique de l'instabilité de Vishniac dans les restes de supernovæ », Ecole doctorale d'astronomie et d'astrophysique d'Ile-de-France, Université Paris-Diderot (VII), (2010).

[[CHANDRASEKHAR-1953](#)] S. Chandrasekhar and E. Fermi, « Problems of gravitational stability in the presence of a magnetic field », *The Astrophysical Journal*, p. 116-141, (1953).

[[COMMERCON-2011](#)] B. Commerçon, P. Hennebelle and T. Henning, « Collapse of massive magnetized dense cores using radiation magnetohydrodynamics : early fragmentation inhibition », *The Astrophysical Journal Letters*, vol. 742, n. 1, (2011).

[[DHAWALIKAR-2022](#)] S. Dhawalikar, C. Federrath, S. Davidovits, R. Teyssier, S. R. Nagel, B. A. Remington and D. C. Collins, « The driving mode of shock-driven turbulence », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 514, n. 2, p. 1782-1800, (2022).

[[FEDERRATH-2016](#)] C. Federrath, « Magnetic field amplification in turbulent astrophysical plasmas », *Journal of Plasma Physics*, vol. 82, n. 6, (2016).

[[FRAGILE-2005](#)] P. C. Fragile, P. Anninos, K. Gustafson and S. D. Murray, « Magnetohydrodynamic simulations of shock interactions with radiative clouds », *The Astrophysical Journal*, vol. 619, n. 1, p. 327, (2005).

[[FUKUE-2019](#)] J. Fukue, « Radiative shocks in disk accretion », *Publications of the Astronomical Society of Japan*, vol. 71, n. 2, p. 38, (2019).

[[GIACALONE-2007](#)] J. Giacalone and J.R. Jorjipii, « Magnetic field amplification by shocks in turbulent fluids », *The Astrophysical Journal*, vol. 663, p. 41-44, (2007).

[[HENKE](#)] https://henke.lbl.gov/optical_constants/gastrn2.html

[[MICHEL-2020](#)] T. Michel, B. Albertazzi, P. Mabey, G. Rigon, F. Lefevre, L. Van Box Som, P. Barroso, S. Egashira, R. Kumar, C. Michaut, M. Ota, N. Ozaki, Y. Sakawa, T. Sano, E. Falize and M. Koenig, « Laboratory observation of radiative shock deceleration and application to SN 1987A », *The Astrophysical Journal*, vol. 888, n. 25, (2020).

[NAGAKURA-2009] T. Nagakura, T. Hosokawa and K. Omukai, « Star formation triggered by supernova explosions in young galaxies », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 399, n. 4, p. 2183-2194, (2009).

[ORLANDO-2005] S. Orlando, G. Peres, F. Reale, F. Bocchino, R. Rosner, T. Plewa and A. Siegel, « Crushing of interstellar gas clouds in supernova remnants. I. The role of thermal conduction and radiative losses », *Astronomy and Astrophysics*, vol. 444, n. 2, p. 505-519, (2005).

[ORLANDO-2006] S. Orlando, F. Bocchino, G. Peres, F. Reale, T. Plewa and R. Rosner, « Crushing of interstellar gas clouds in supernova remnants. II. X-ray emission », *Astronomy and Astrophysics*, vol. 457, n. 2, p. 545-552, (2006).

[ORLANDO-2008] S. Orlando, F. Bocchino, F. Reale, G. Peres and P. Pagano, « The importance of magnetic-field-oriented thermal conduction in the interaction of SNR shocks with interstellar clouds », *The Astrophysical Journal*, vol. 678, n. 1, (2008).

[ORLANDO-2012] S. Orlando, F. Bocchino, M. Miceli, O. Petruk and M. L. Pumo, « Role of ejecta clumping and back-reaction of accelerated cosmic rays in the evolution of type Ia supernova remnants », *The Astrophysical Journal*, vol. 749, n. 156, (2012).

[ORLANDO-2013] S. Orlando, R. Bonito, C. Argiroffi, F. Reale, G. Peres, M. Miceli, T. Matsakos, C. Stehle, L. Ibgui, L. de Sa, J. P. Chieze and T. Lanz, « Radiative accretion shocks along nonuniform stellar magnetic fields in classical T Tauri stars », *Astronomy and Astrophysics*, vol. 559, (2013).

[ORLANDO-2015] S. Orlando, M. Miceli, M. L. Pumo and F. Bocchino, « Supernova 1987A : a template to link supernovae to their remnants », *The Astrophysical Journal*, vol. 810, n. 2, p. 168, (2015).

[ORLANDO-2021] S. Orlando, A. Wongwathanarat, H. T. Janka, M. Miceli, M. Ono, S. Nagataki, F. Bocchino and G. Peres, « The fully developed remnant of a neutrino-driven supernova evolution of ejecta structure and asymmetries in SNR Cassiopeia A », *Astronomy and Astrophysics*, vol. 645, (2021).

[RAMACHANDRAN-2005] B. Ramachandran and M. D. Smith, « A stability analysis of radiative shocks in the presence of a transverse magnetic field », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 362, n. 4, p. 1353-1362, (2005).

[RIGON-THESE] G. Rigon, « Instabilités hydrodynamiques : Application à l'astrophysique de laboratoire et diagnostics X à haute résolution », Institut Polytechnique de Paris, (2020).

[SHAPIRO-1989] S. L. Shapiro and E. E. Salpeter, « Accretion onto neutron stars under adiabatic shock conditions », *Accretion : A collection of influential papers*, vol. 5, p. 185, (1989).

[STAMPER-1991] J. A. Stamper, « Review on spontaneous magnetic fields in laser-produced plasmas : phenomena and measurements », *Laser and Particle Beams*, vol. 9, n. 4, p. 841-862, (1991).

[USTAMUJIC-2021] S. Ustamujic, S. Orlando, E. Greco, M. Miceli, F. Bocchino, A. Tutone and G. Peres, « Modeling the mixed-morphology supernova remnant IC 443 », *Astronomy and Astrophysics*, vol. 649, (2021).

[[VANBOXSOM-2018](#)] L. Van Box Som, E. Falize, J. M. Bonnet-Bidaud, M. Mouchet, C. Busschaert and A. Ciardi, « Numerical simulations of high-energy flows in accreting magnetic white dwarfs », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 473, n. 3, p. 3158-3168, (2018).

[[VISHNIAC-1983](#)] E. Vishniac, « The dynamic and gravitational instabilities of spherical shocks », *The Astrophysical Journal*, vol. 274, p. 152-167, (1983).

[[WILLINGALE-2010](#)] L. Willingale, P.M. Nilson, M.C. Kaluza, A.E. Dangor, R.G. Evans, P. Fernandes, M.G. Haines, C. Kamperidis, R.J. Kingham, C.P. Ridgers, M. Sherlock, A.G.R. Thomas, M.S. Wei, Z. Najmudin, K. Krushelnick, S. Bandyopadhyay, M. Notley, S. Minardi, M. Tatarakis and W. Rozmus, « Proton deflectometry of a magnetic reconnection geometry », *Physics of Plasma*, vol. 17, n. 4, (2010).

[[WOODWARD-1976](#)] P.R Woodward, « Shock-driven implosion of interstellar gas clouds and star formation », *The Astrophysical Journal*, vol. 207, p. 484-501, (1976).

VIII Caractérisation de sources x

Dans ce chapitre, nous allons parler d'un sujet quelque peu différent mais tout aussi important : les sources x ponctuelles. Ces sources x, issues de l'interaction entre un laser ultra-intense (quelques picosecondes) et une cible solide, sont utilisées dans les diagnostics de radiographie x par projection de source ponctuelle.

Au travers de trois campagnes menées, conjointement avec le CEA, sur le PICO2000, nous allons présenter les résultats et les analyses des données accumulées sur l'étude de sources x ponctuelles engendrées par interaction entre une cible solide et un faisceau laser ultra-intense. Les principaux objectifs de ces campagnes sont la caractérisation des sources x engendrées ainsi que l'évaluation de leur propension à réaliser des radiographies x par projection de qualité, ce qui revient à mesurer la résolution de la radiographie obtenue, en fonction d'un certain nombre de paramètres. Par exemple, nous ferons varier le type de cible : fil, languette ou feuille, nous changerons le diamètre du fil, ou encore, nous modifierons la durée d'impulsion du faisceau laser. Toutes ces études visent, en particulier, à développer des sources x pour une utilisation sur l'installation PETAL du LMJ. Dans la suite, nous présentons le dispositif expérimental employé lors de ces campagnes. Ensuite, nous introduisons et discutons la notion de résolution, élément clef de l'évaluation de la qualité d'une radiographie x et donc, d'une source x. Une fois nos outils de mesure présentés, nous évoquerons un à un l'influence de chaque paramètre sur la qualité des radiographies x engendrées.

- 1 - Dispositif expérimental

Ici, nous allons présenter les diagnostics et détecteurs utilisés dans nos expériences sur les sources x. Nous allons également décrire le dispositif expérimental afin de bien saisir les tenants et les aboutissants de cette étude.

- **Concept de l'expérience**

Lors de ces trois expériences, le concept est fondamentalement le même. Une cible solide est irradiée par une impulsion laser ultra-intense à ω . Les caractéristiques typiques de l'impulsion laser sont : une moyenne de 50 joules sur cible par tir, une durée d'impulsion allant de **1.2 à 12 ps**, et lorsque le faisceau est focalisé au maximum, car nous l'utiliserons aussi de manière défocalisé, une tache focale de 10 microns de diamètre. Ainsi, le faisceau créé possède une intensité surfacique allant de $5.3 \times 10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$ à $5.3 \times 10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$. Mesurée grâce à un calorimètre positionné derrière la cible, l'énergie réellement déposée sur la cible est à chaque fois de 65 pour cent. L'intensité surfacique réelle est donc finalement comprise entre $2.4 \times 10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$ et $2.4 \times 10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$.

L'irradiation de la cible solide engendre l'émission de rayons x qui permettent, en plaçant une boîte à **Image Plate** (IP) [MEADOWCROFT-2008 ; GALES-2004] perpendiculaire à l'axe de la cible (voir **figure 8.1**), de radiographier un objet placé sur le trajet entre la cible solide et l'IP. Dans notre cas, cet objet sera toujours le même, à savoir un assemblage de trois grilles en or de maillage **400, 600 et 1000** lignes par pouce (2.54 cm), ce qui correspond respectivement à une distance entre barreaux de : **37, 27.5 et 12.5** microns. La taille des barreaux est quant à elle directement indiquée sur la **figure 8.2**.

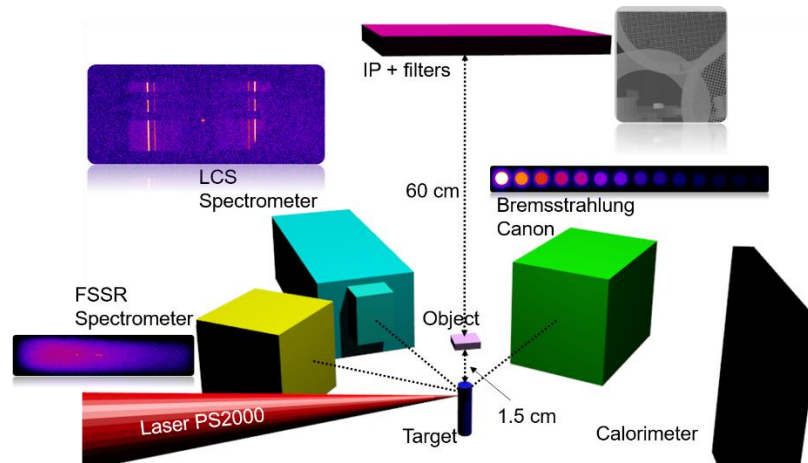


Figure 8.1 : Schéma du montage expérimental précisant la disposition des divers diagnostics employés. Le faisceau laser de la ligne PS2000, représenté par le cône rouge arrive depuis la gauche sur la cible solide située en centre chambre. Crédit : B. Albertazzi.

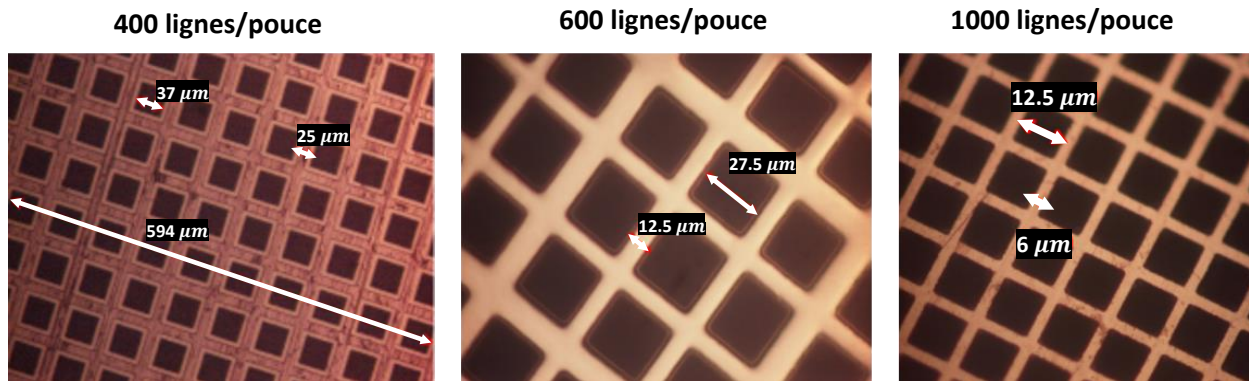


Figure 8.2 : Photographies des trois grilles en or utilisant comme objet à radiographier. De gauche à droite, grille de 400, 600 et 1000 lignes par pouce. Les mensurations des barreaux ainsi que la distance entre chacun d'entre eux sont précisées sur chacune des grilles.

A l'aide de diagnostics que nous présenterons dans le paragraphe suivant et visibles dans la **figure 8.1**, nous allons caractériser la source x générée par l'interaction laser-matière en évaluant son spectre et la résolution qu'elle est capable de fournir en radiographiant des objets. L'un des objectifs de cette série d'expérience est de mettre en évidence les paramètres améliorant, ou au contraire, dégradant les radiographies générées. Notamment, nous verrons l'influence des paramètres de la cible solide, nommée **backlighter** : type de cible (fil, languette, feuille), le diamètre et le matériau du fil. Les paramètres concernant l'interaction seront également étudiés comme : l'angle d'interaction entre le backlighter et le faisceau laser incident, la position de la tache focale sur le backlighter et la durée de l'impulsion laser. Tester ces paramètres s'inscrit dans une stratégie permettant d'analyser la résolution spatiale accessible en fonction d'une certaine géométrie et donc d'un certain jeu de paramètres. Cette démarche prend tout son sens lorsque l'on comprend que dans de grandes installations laser de type NIF ou LMJ, ce sont les expérimentateurs qui doivent s'adapter aux contraintes de l'installation.

• Diagnostics et détecteurs employés

Comme évoqué plus haut, un premier détecteur, un calorimètre, a été utilisé pour mesurer l'énergie réellement déposée sur la cible solide. Le reste des détecteurs et diagnostics sont uniquement dédiés à la caractérisation de la source x. Commençons par les diagnostics de spectrométrie.

En tout, trois types de spectromètres ont été utilisés. Ce qui les différencie est la gamme d'énergie à laquelle ils sont sensibles. Pour les photons dont l'énergie se situe en-deçà de 10 keV, un spectromètre à cristal sphérique et à résolution spatiale (FSSR, *cf. chapitre III*) est employé. Pour les photons aux énergies plus élevées, de 17 à 100 keV, un spectromètre utilisant en transmission un cristal à symétrie cylindrique (LCS, *cf. chapitre III*) est nécessaire. La caractérisation de cette gamme d'énergie, correspondant à des rayons x durs, est doublée par un canon à Bremsstrahlung dont la sensibilité recouvre une partie de celle du LCS et s'étend bien au-delà (de 20 keV à 3 MeV). Ainsi, le spectre de nos sources x peut être intégralement couvert et qualifié. Un autre diagnostic, consistant au principal objectif de nos expériences, est mis en place : la radiographie x par projection de source ponctuelle. Pour cela, comme déjà décrit plus haut, une IP est placée à la verticale du backlighter (60 cm) avec, sur le trajet, les grilles en or qui seront imagées sur l'IP. Celles-ci sont distantes de 1.5 cm de l'extrémité du backlighter, ainsi un grossissement d'un facteur approximativement égal à 41 sera constaté sur les images des grilles.

Dans tous le cas, les détecteurs utilisés dans chacun de nos diagnostics sont à chaque fois des IP. Celles-ci permettront notamment d'enregistrer l'image des grilles obtenues par radiographie. C'est d'ailleurs l'analyse de cette radiographie qui occupera le plus les discussions dans les parties suivantes. En effet, évaluer la résolution des radiographies grâce aux maillages des grilles sera le protocole principal de mesure de la qualité de l'image. Nous allons, avant d'évoquer les résultats de ces analyses, discuter la notion de résolution et présenter les méthodes permettant sa mesure.

- 2 - La résolution

Pour évaluer la résolution d'une image, il existe principalement deux méthodes. La première, la **méthode 90-10**, a déjà été utilisée dans le *chapitre VII* afin d'évaluer la taille du précurseur radiatif de nos chocs. La seconde méthode, plus sophistiquée, prend en compte le contraste en plus de la dimension spatiale de la résolution : la **méthode par fonction de transfert optique** [BUHR-2003]. Une dernière alternative sera présentée, la **méthode du rapport**, celle-ci sera utilisée lorsqu'aucun bord franc, nécessaire pour la méthode par fonction de transfert optique, n'est disponible sur la radiographie à analyser.

- **La méthode 90-10**

Celle-ci, nous le rappelons, consiste à mesurer la distance séparant l'abscisse correspondant à 10 pour cent de l'amplitude entre le minimum et le maximum et celle correspond à 90 pour cent de cette même amplitude lorsque l'on réalise une coupe spatiale aux abords d'une transition abrupte (voir *figure 8.3*).

Elle a l'avantage d'être facilement mise en place et exploitable. Cependant, elle présente plusieurs défauts de taille qui nous ferons préférer la seconde méthode à celle-ci. Pour mieux comprendre ses limites, nous allons l'appliquer sur quelques cas les mettant en lumière.

Par exemple, selon l'endroit où la coupe spatiale est réalisée, différents résultats peuvent être obtenus. En faisant la coupe spatiale sur un bord franc, nous pouvons, notamment, obtenir une « résolution » qui excède la taille entre les barreaux de la grille de 1000 lignes par pouce alors que ceux-ci sont bien discernables (voir *figure 8.4*).

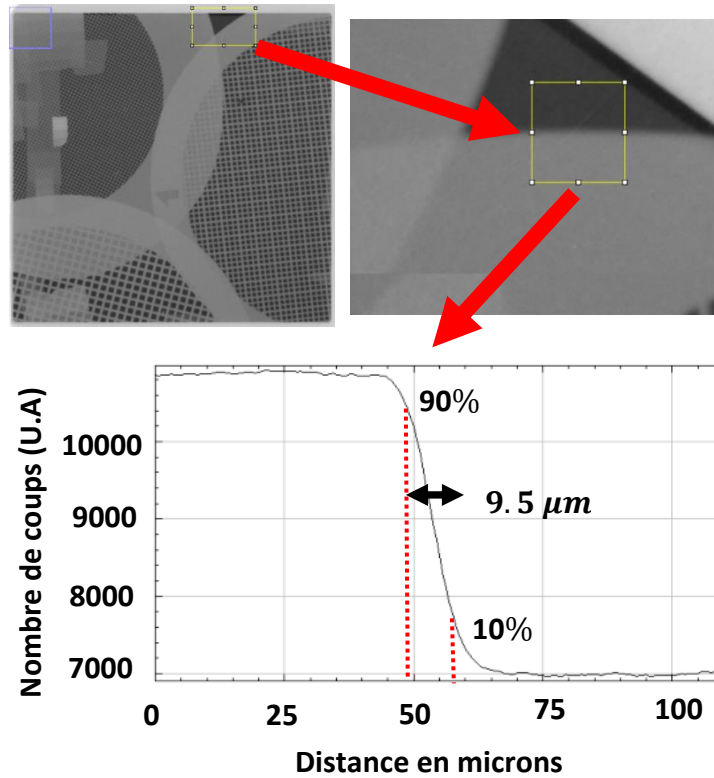


Figure 8.3 : Exemple typique de radiographie x obtenue lors de nos expériences. A gauche, nous voyons le maillage des trois grilles. A droite, nous illustrons une vue grossie de la zone où une coupe spatiale est réalisée (visible dans l'encadrée blanc). Cette figure illustre la méthode 90-10 de mesure de la résolution.

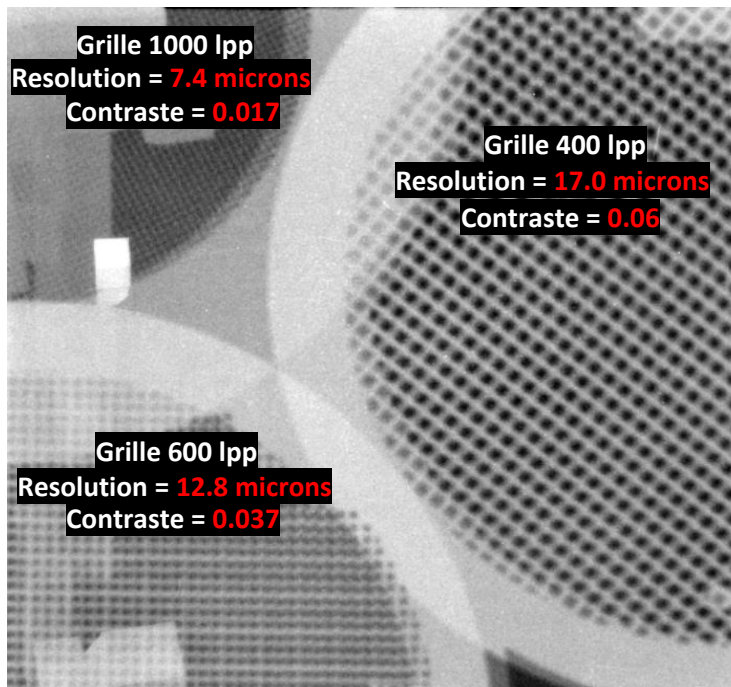


Figure 8.4 : Exemple typique de radiographie x obtenue lors de nos expériences. Nous avons appliqué, pour chacune des trois grilles la méthode 90-10 dont nous avons précisé le résultat à chaque fois sur la grille concernée. Nous y précisons également le contraste défini par (VIII.3).

En effet, en prenant par exemple la radiographie de la **figure 8.4**, nous mesurons différentes résolutions selon la grille, respectivement 17.0, 12.8 et 7.4 microns pour 400, 600 et 1000 lignes par pouce (**lpp**). Ces mesures sont un non-sens physique car la grille 400 lpp indique une résolution de 17 microns alors que nous discernons les détails de la grille 1000 lpp, dont la taille caractéristique est de 12.5 microns. Ces mesures n'ont donc, seules, pas d'interprétations possibles car, bien que peu contrastés, les barreaux de la grille 1000 lpp sont bien discernables. Sachant que la résolution désigne par définition la taille minimale séparant deux objets que l'on arrive à discerner, nous obtenons des contradictions entre les mesures.

Une autre problématique liée à cette méthode est, comme nous l'avons soulevé avec le premier exemple, la notion de contraste. En effet, pour des « résolutions » similaires voire égales, nous pouvons tout à fait obtenir deux qualités d'image bien distinctes comme par exemple dans les grilles 400 et 600 lpp de la **figure 8.4**. Nous comprenons alors qu'il est important de préciser le contraste en plus de la « résolution ». D'ailleurs, nous n'appellerons plus « résolution » la grandeur obtenue grâce à la méthode 90-10 mais plutôt « élargissement spatial », terme qui selon nous correspond bien mieux à ce que cette grandeur représente physiquement.

Nous allons maintenant voir la définition que, dans ces travaux, nous avons décidé d'adopter pour la résolution. Celle-ci comprend à la fois la notion d'élargissement spatial mais également de contraste. La méthode idéale permettant l'évaluation de cette résolution nouvellement définie est la méthode par fonction de transfert optique.

- **La méthode par fonction de transfert optique**

Nous allons ici procéder en deux temps. Premièrement, nous allons présenter le protocole de la méthode par fonction de transfert optique, puis, nous discuterons l'interprétation physique des résultats obtenus grâce à cette méthode.

Le protocole :

La fonction de transfert optique d'un système optique est une fonction complexe qui relie la luminance de l'espace objet à l'éclairage de l'espace image. Elle permet de modéliser l'influence du système optique sur la distribution de l'énergie lumineuse dans l'espace image. La fonction de transfert de modulation ou (**MTF** en anglais, **Modulation Transfer Function**) correspond à la partie amplitude de cette fonction de transfert optique, l'autre partie étant celle de la phase. La MTF est une fonction qui permet de caractériser la capacité du système optique à restituer du contraste en fonction de la finesse du détail de l'objet ; autrement dit, sa capacité à transmettre les fréquences spatiales de l'objet. Elle est utilisée pour évaluer la qualité du système optique, et notamment, nous permettra de définir la résolution de nos radiographies. La **figure 8.5** présente un exemple de fonctions de transfert de modulation de différents systèmes optiques, un de bonne qualité (a), et l'autre de mauvaise qualité (d).

Pour construire la MTF, il faut dans un premier temps obtenir le profil d'un bord franc (« **edge** » en anglais), passant d'un maximum d'énergie à un minimum d'énergie (voir **figure 8.3**). La courbe résultante (voir **figure 8.6**) s'appelle courbe de répartition du bord franc (« **Edge Spread Function** », ou **ESF**) et représente, dans notre cas, le niveau de gris en fonction de la position le long de la droite où ce profil a été pris. A ce stade, il faut modéliser cette courbe avec un polynôme afin de choisir la précision que nous souhaitons avoir dans la suite des calculs.

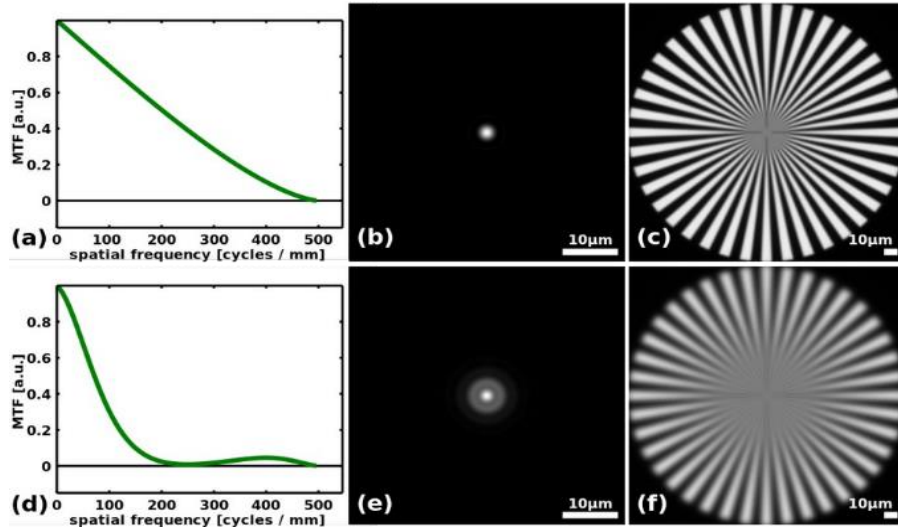


Figure 8.5 : (a) Fonction de transfert de modulation d'un système optique de bonne qualité (bonne mise au point). (d) Fonction de transfert de modulation d'un système optique de mauvaise qualité (mauvaise mise au point). (b) et (e), images d'un point source parfait vu suite au passage par les systèmes optiques caractérisés respectivement en (a) et en (d). (c, f) correspondent à l'image d'une cible parfaite suite au passage par les systèmes optiques caractérisés respectivement en (a) et en (d). Crédits : Tom Vettenburg / wikipedia.org.

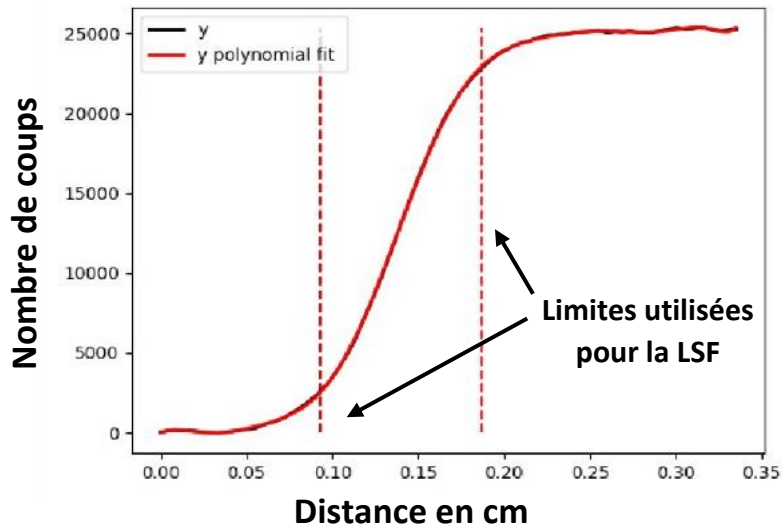


Figure 8.6 : Représentation graphique d'une ESF qui est la courbe du nombre de coup (correspondant à une énergie lumineuse reçue) en fonction de la position en centimètre le long de l'axe de la coupe spatiale où ces valeurs ont été prises (le zéro correspondant au point de départ de la droite).

Il faut ensuite obtenir la fonction de répartition linéaire (« **Line Spread Function** » en anglais, où **LSF**). Celle-ci s'obtient en dérivant la ESF par rapport à la position et ce, le long du profil, soit les abscisses.

$$LSF(x) = \frac{ESF(x + \Delta x) - ESF(x)}{\Delta x} \quad (VIII.1)$$

avec x la coordonnée spatiale selon laquelle la coupe a été réalisée. Cette **LSF** est ensuite normalisée et met ainsi en évidence l'apparition d'un pic central gaussien. C'est ce pic central que nous avons modélisé avec une gaussienne (voir **figure 8.7**). La fonction de transfert de modulation (**MTF**) s'obtient finalement en faisant la transformée de Fourier rapide (**Fast Fourier Transformation** en anglais, FFT) de la gaussienne issue de la LSF. Cette transformée de Fourier rapide est normalisée avec la valeur de la transformée

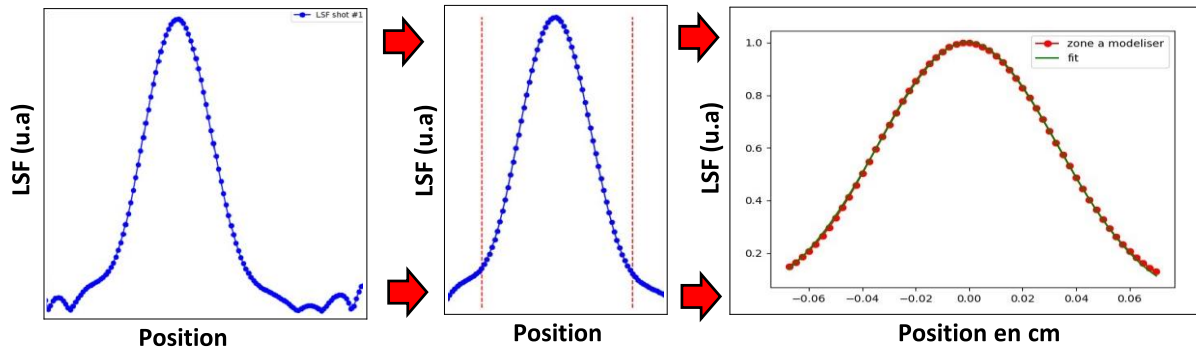


Figure 8.7 : A gauche, la LSF, soit la dérivée de l'ESF de la **figure 8.6** selon la coordonnée spatiale de l'axe de coupe. Au centre, la même LSF dont on délimite les bornes inférieures et supérieures afin d'isoler le pic gaussien central et ainsi optimiser sa modélisation par une fonction de type gaussien. A droite, le pic gaussien sélectionné dans l'image du centre est représenté par les points rouges et notre fonction gaussienne la modélisant le mieux est visible en trait continu vert.

correspondant à la fréquence spatiale zéro ($FFT(LSF_f(x))|_{f_x = 0}$). La MTF étant une fonction paire, seule la partie positive est gardée. De plus, la MTF est une fonction complexe, Dans nos travaux, nous ne garderons que sa norme, d'où la définition suivante :

$$MTF(f_x) = \left| \frac{FFT(LSF_f(x))}{FFT(LSF_f(x))|_{f_x = 0}} \right| \quad (VIII.2)$$

où f_x est la fréquence spatiale. Ainsi, nous venons de voir la définition de la MTF ainsi que le processus menant à son obtention. Voyons maintenant comment les résultats qui en sont issus doivent être interprétés.

L'interprétation :

La MTF doit se comprendre et se lire de la manière suivante : l'abscisse f_{x_0} dont l'image par la MTF est 0.5 correspond à la fréquence spatiale qui restitue 50 pour cent du contraste maximal disponible sur l'image réelle. Autrement dit, un détail dont la finesse (c'est à dire la distance la plus courte entre deux structures de ce détail) est égale à l'inverse de f_{x_0} restituera 50 pour cent du contraste maximal disponible sur cette image. Afin de mieux comprendre nous allons appliquer la MTF ainsi que son interprétation sur un exemple, une radiographie x obtenue lors de la première campagne expérimentale.

Une fois les différentes étapes de la construction de la MTF citées plus haut réalisées, nous obtenons la MTF à partir d'un des bords francs de la radiographie (voir **figure 8.8**). Chose à savoir, différentes bandes de plastique ont été appliquées sur la plaque réceptrice des rayons x afin de mesurer les spectres d'absorptions sur des couches de différentes épaisseurs. Notre MTF est issue d'une zone sans plastique, son utilisation est donc restreinte aux endroits de la radiographie également sans plastique. Mesurons maintenant le contraste maximal disponible physiquement sur la radiographie, pour cela il suffit de relever le nombre de coups détectés d'une zone transparente aux rayons x ainsi que sur une zone où leur absorption est maximale (voir **figure 8.9**). Nous mesurons, respectivement pour le maximum L_{max} , et le minimum L_{min} de coups détectés, 53 311 et 17 442 coups. Avec la définition suivante, le contraste maximal C_{max} s'écrit :

$$C_{max} = \frac{L_{max} - L_{min}}{L_{max} + L_{min}} \quad (VIII.3)$$

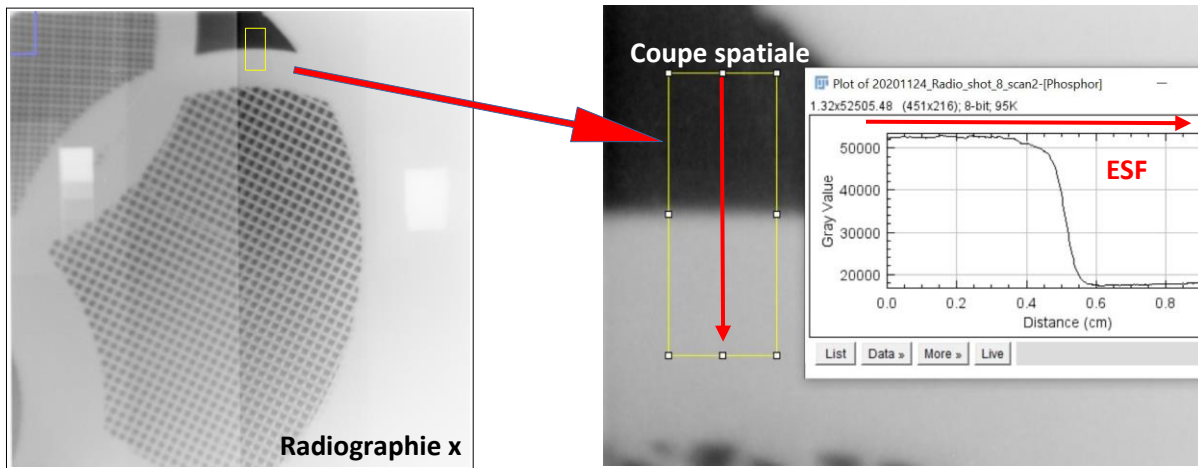


Figure 8.8 : A gauche, radiographie x obtenue lors de l'une de nos expériences. A droite, zoom sur un bord franc sans plastique où une coupe spatiale, délimitée par le rectangle jaune, a été réalisée et dont le résultat est représenté dans l'encadré blanc situé juste à côté.

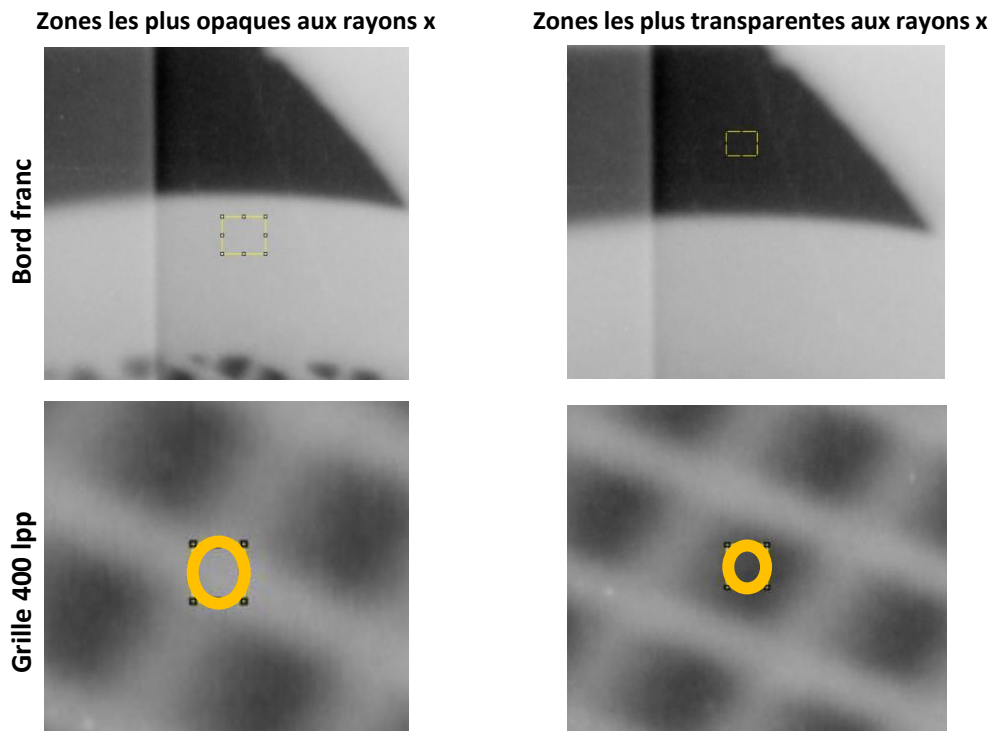
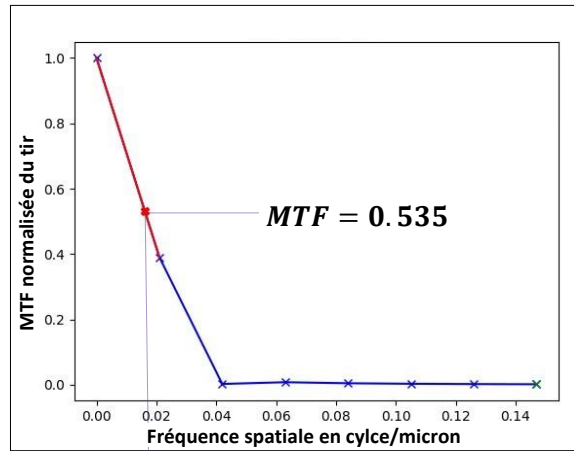


Figure 8.9 : Ces figures illustrent la mesure du contraste maximal, dans le cas de la grille 400 lpp pour la ligne du bas et pour un bord franc dans la ligne du haut. Pour cela, nous mesurons le nombre maximal de coups détectés, correspondant à une zone où il n'y a aucun obstacle entre la source x et le détecteur, images de droite. Nous mesurons également le nombre minimal de coups détectés, correspondant ici aux zones où les parois des grilles en or sont les plus épaisses et donc opaques aux rayons x, images de gauche.

nous obtenons un contraste maximal $C_{max} = 0.507$. Ensuite, il nous faut répéter l'opération de mesure du contraste en sélectionnant des zones dans la grille de 400 lpp (voir **figure 8.10**). Cette mesure nous donne 43 452 coups et 25 000 coups, soit un contraste de $C_{400} = 0.27$. La grille de 400 lpp restitue donc 53 pour cent du contraste maximal de la radiographie, en effet, $C_{400}/C_{max} = 0.53$. Si maintenant nous rapportons cette valeur, 0.53, sur le graphe de la MTF obtenue avec le même bord franc de cette radiographie, nous obtenons alors en abscisse une fréquence spatiale f_{400} de 0.016 cycle par micron (voir



$$f_{400} = 0.016$$

Figure 8.10 : MTF issue de la coupe spatiale du bord franc de la radiographie montrée **figure 8.9**. La fréquence spatiale restituant 53.5 pour cent du contraste maximal est $f_{400} = 0.016$ cycle par micron, soit une finesse de détail de $1/f_{400} = 62.5$ microns par cycle. Or 62.5 microns correspondent, à 0.5 micron près, à la distance séparant deux barreaux consécutifs de la grille lpp.

figure 8.10). En inversant cette fréquence spatiale nous obtenons la finesse du détail correspondant à la restitution de 53,5 pour cent du contraste maximal disponible, soit un contraste de $0.535 \times C_{max} = 0.27$. Or $1/f_{400} = 62.5$ microns par cycle, ce qui correspond à la distance séparant deux barreaux consécutifs de la grille 400 (voir **figure 8.2** où $37 + 25 = 62$ microns).

Ainsi, la MTF nous permet de déterminer le contraste d'un objet en ne connaissant que sa finesse de détail. Et inversement, la MTF nous permet de déterminer la finesse d'un détail, autrement dit sa dimension caractéristique, en ne connaissant que son contraste. Cet outil puissant sera utilisé pour analyser les données issues de nos expériences, notons cependant que pour pouvoir l'utiliser, il faut qu'un bord franc soit présent et exploitable sur la radiographie en question. Or, ceci n'est malheureusement pas tout le temps le cas. Pour pallier ce problème et tout de même analyser ainsi que comparer ces radiographies sans bord franc, nous allons présenter une méthode simple mais intéressante rendant compte à la fois de l'élargissement et du contraste, la **méthode du « rapport »**. Cette technique ne pourra cependant qu'être utilisée pour obtenir des résultats relatifs, et non pas des valeurs absolues de la résolution.

- **La méthode du rapport**

Cette méthode simpliste possède l'avantage d'être facilement applicable et de rendre assez efficacement compte des deux principales caractéristiques qui nous intéressent ici et qui composent la définition de la résolution : l'**élargissement spatiale** et le **contraste**.

Le protocole relatif à cette technique est le suivant : il faut mesurer l'élargissement sur une des grilles en utilisant la méthode 90-10 et, il faut également mesurer le contraste de la grille en question. Ensuite, il suffit de faire le rapport de l'élargissement et du contraste. Un contraste parfait, autrement dit égale à 1, donnera une valeur exactement égale à l'élargissement. Dans les autres cas, la dégradation visuelle due à la perte de contraste va, au travers du rapport des deux quantités citées, se coupler à l'élargissement, rendant ainsi compte de la qualité de la radiographie en approchant la notion de résolution.

Pour mieux comprendre, reprenons l'exemple de la **figure 8.4**. En faisant le rapport de l'élargissement et du contraste, nous trouvons respectivement pour les grilles 400, 600 et 1000 lpp, les valeurs suivantes : $17/0.06 = 283$, $12.8/0.037 = 346$ et $7.4/0.017 = 435$ (voir les contrastes et élargissements spatiaux de la **figure 8.4**). Ainsi, nous retrouvons une hiérarchie qui fait sens. En effet, plus la valeur est élevée et plus la qualité de l'image, aux dimensions du détail considéré, est dégradée. Les trois grilles sont visibles, donc résolues, mais la qualité visuelle de ces trois détails aux dimensions différentes n'est pas du tout la même. La grille 400 lpp est clairement plus contrastée et mieux définie que la grille 1000 lpp. C'est bien ce résultat que nous retrouvons à travers les résultats de cette méthode.

Cette méthode du rapport sera utilisée en complément de la méthode par MTF lorsque celle-ci s'avère impossible à utiliser. Nous allons maintenant entrer dans le cœur des analyses en présentant un à un les paramètres que nous avons fait varier afin de voir leur influence respective sur la résolution de l'image.

- 3 - Analyse des données : la résolution

Dans cette partie, nous allons présenter et discuter l'influence des paramètres que nous avons listés en début de chapitre sur la résolution des radiographies x obtenues. Nous diviserons l'analyse des données selon deux grands types de paramètres : ceux directement reliés au backlighter lui-même (sa forme, sa géométrie, sa composition, ...) et ceux relatifs à l'interaction entre l'impulsion laser et le backlighter (l'angle d'incidence, la position de la tache focale, etc.).

L'analyse des paramètres de ces deux premiers points se fera grâce aux techniques, présentées précédemment, évaluant la résolution. Une dernière partie qui suivra cette partie **III**, concernera les mesures spectrométriques pour trois principaux paramètres, à savoir la durée de l'impulsion laser, le diamètre et le matériau constitutif du backlighter.

• Paramètres du backlighter

Les paramètres définissant directement le backlighter sont les suivants : le type de backlighter (fil cylindrique, frite à base carrée ou une feuille), le numéro atomique, autrement dit le matériau constitutif du backlighter, et le diamètre lorsqu'il s'agit d'un fil cylindrique. Nous allons les traiter un à un et dans cet ordre. Les tirs réalisés pour tester l'influence des paramètres liés au backlighter ont à chaque fois les mêmes caractéristiques laser, c'est-à-dire, une impulsion laser de 12 ps avec une tache focale de 10 microns de diamètre. De même, l'angle d'interaction entre le faisceau laser et le backlighter ainsi que la position de la tache focale sur la cible sont les mêmes tout au long de cette section, à savoir, respectivement 90 degrés et une position haute (20 microns sous l'extrémité haute de la cible).

- Le type de cible :

Nous avons testé trois types de backlighter, utilisant à chaque fois comme matériau du titane : un fil de 25 microns de diamètre, une feuille de 10 microns d'épaisseur et une frite dont la base carrée mesure 25 microns de côté. Comme nous pouvons l'observer sur la **figure 8.11**, le tir avec la feuille de Ti ne nous permet pas d'appliquer la méthode par MTF (absence de bord franc). Nous allons donc ici utiliser la méthode du rapport pour comparer les trois radiographies. Le fil, la frite et la feuille obtiennent par cette

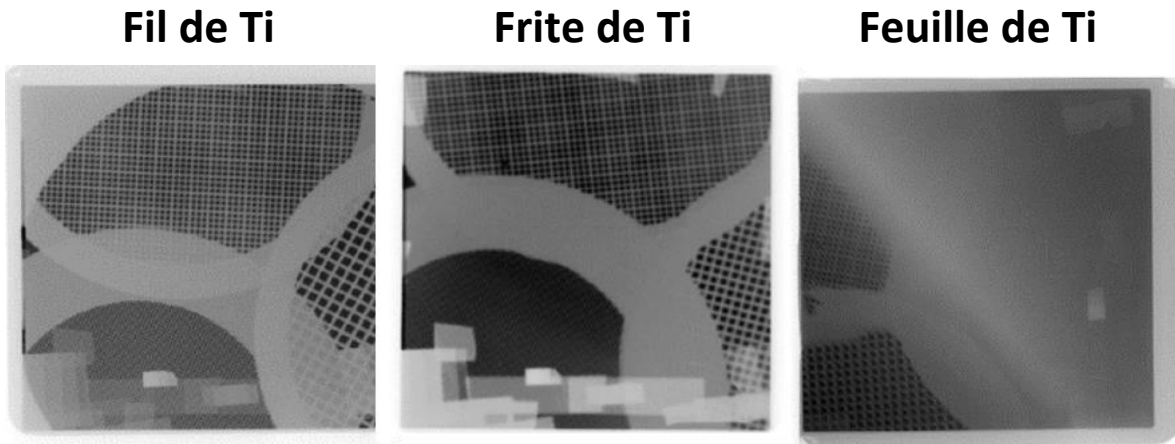


Figure 8.11 : Trois radiographies x correspondant, de gauche à droite, au cas avec un backlighter de type fil cylindrique, frite à base carrée et feuille.

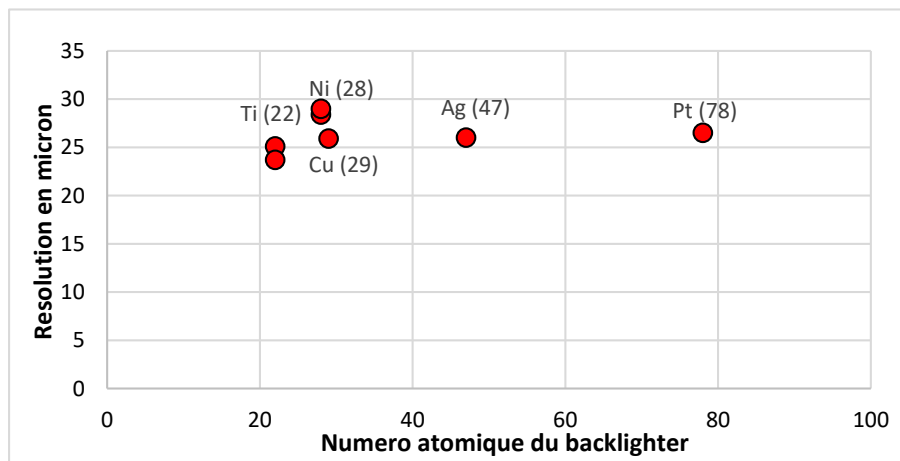


Figure 8.12 : Résolution mesurée par MTF (contraste = 0.5) en utilisant des backlighters de type fil avec différents matériaux (numéro atomique). La résolution ne semble pas dépendre du numéro atomique du matériau constituant le backlighter.

méthode un score respectif de : 95.0, 140.1, 205.7. Ainsi, le fil semble donner la meilleure qualité de radiographie, chose que nous confirmons par un simple examen visuel des trois radiographies. En effet, bien que les étalements mesurés sur les radiographies issues du backlighter en fil et en frite soient quasi égaux, respectivement 19.5 et 22.0 microns, le contraste est légèrement meilleur dans le cas du fil : 0.206 contre 0.157. Ajoutons qu'usiner un backlighter en forme de frite demande plus de temps et d'argent. Pour ces deux raisons (résolution égale voire supérieure ainsi qu'un coup moindre) les backlighters de type fil cylindrique seront désormais préférés à ceux en forme de frite.

- Le numéro atomique :

Nous avons ici modifié le numéro atomique du backlighter qui à chaque fois est un fil. Le **Ti (22)**, le **Ni (28)**, **Cu (29)**, **Ag (47)** et le **Pt (78)** ont été testés et comme nous pouvons le voir dans la **figure 8.12**, le numéro atomique n'a aucune influence sur la résolution. Les résultats rapportés dans la **figure 8.12** ont été obtenus avec la méthode par fonction de transfert optique (ou **MTF**). Pour cela, nous avons arbitrairement décidé de calculer la résolution pour un objet restituant 10 pour cent du contraste maximal disponible

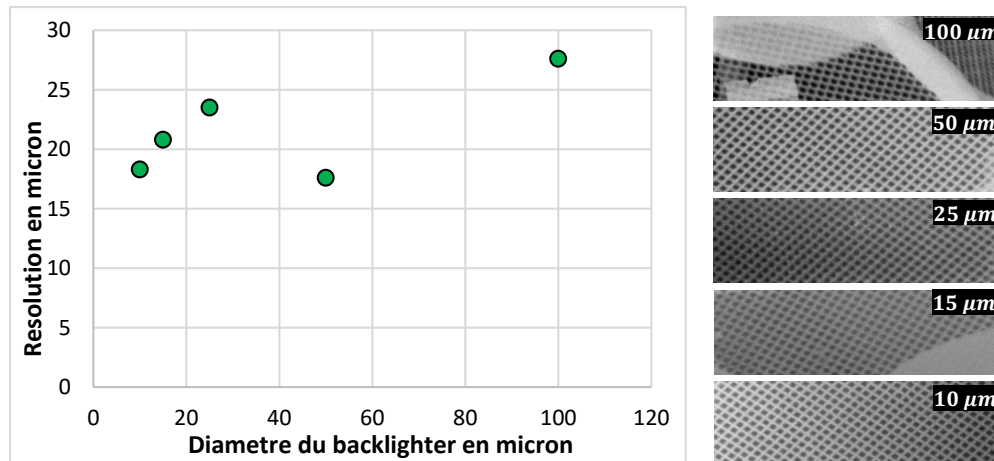


Figure 8.13 : A gauche, graphique représentant la résolution mesurée par MTF (contraste = 0.5) en utilisant des backlighters de type fil dont le diamètre varie entre 10 microns et 100 microns. A droite, une illustration des grilles 400 lpp pour chacune des radiographies obtenues et analysées pour évaluer l'impact du diamètre du fil.

sur la radiographie. Changer ce seuil arbitraire conserve les dynamiques existant entre les différentes configurations, seules les valeurs absolues des résolutions sont modifiées. Le changement du matériau du backlighter pourra donc être indifféremment opéré. Ainsi, suivant la densité du système à radiographier, une raie d'émission, et donc un matériau précis, pourra être utilisée sans que la qualité de la radiographie ne soit altérée.

- Le diamètre du fil :

En utilisant à chaque fois un fil cylindrique comme backlighter, plusieurs diamètres de fil ont été testés : 10, 15, 25, 50 et 100 microns. Pour cela, deux différents matériaux de backlighter ont été utilisés, du Pt et de l'Ag, ce qui ne constitue pas un problème car, comme nous l'avons vu dans la section précédente, le numéro atomique n'a pas d'impact sur la résolution. Les résultats, rapportés dans la **figure 8.13**, ne nous permettent pas de tirer une conclusion claire de l'influence du diamètre du fil sur la résolution. En effet, bien que la résolution semble s'améliorer lorsque le diamètre du fil décroît, passant par exemple de 18.3 microns pour un fil de 10 microns à une résolution de 27.6 microns pour un fil de 100 microns de diamètre, une anomalie semble apparaître dans le cas du fil de 50 microns. Or, la diminution du pouvoir de résolution avec la croissance du diamètre du fil est un comportement cohérent avec l'explication physique selon laquelle la taille de la zone émettrice augmente avec le diamètre du fil (recirculation des électrons), et par voie de conséquence, la taille de la source augmente également avec le diamètre. Nous pouvons seulement affirmer que pour un fil de 100 microns, l'étalement ainsi que le contraste semblent augmenter. La radiographie est donc peu définie mais bien contrastée, tendances qui peuvent être dues à la courbure de la cible ou encore à l'absorption de l'énergie.

Cette analyse souligne une des fragilités de cette campagne expérimentale : le manque de statistique. En effet, pour une configuration il n'y a souvent qu'un seul tir, et donc qu'une seule radiographie, à analyser. Et même lorsqu'il y en a deux, les résultats sont rarement les mêmes, mettant ainsi en lumière la dépendance de nos radiographies au bon alignement du backlighter, de sa position dans l'espace, à la bonne perpendicularité des grilles par rapport au trajet des rayons x (même si celle-ci ne varie normalement pas à plus de 1 degré), aux caractéristiques de la pré-impulsion, etc. De plus, nous ne sommes pas à l'abri d'une erreur dans la feuille de tir, dans laquelle, par exemple, un fil de 10 microns

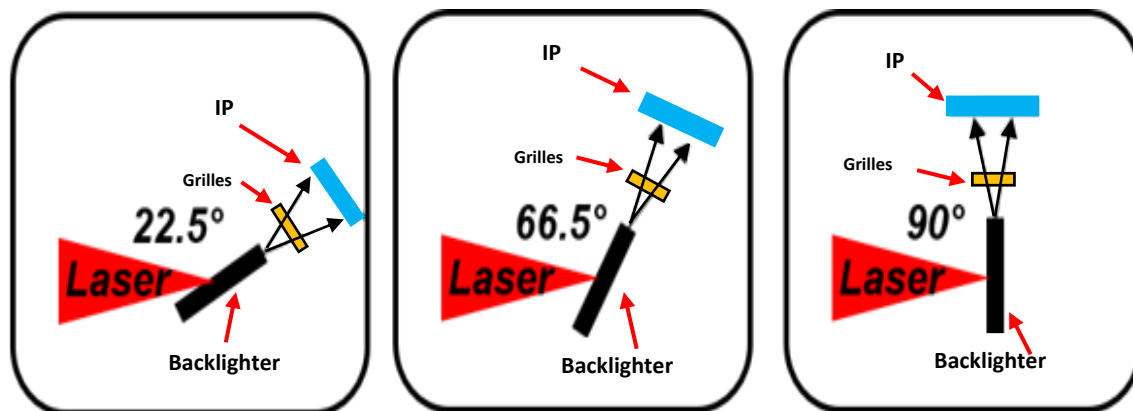


Figure 8.14 : Représentations schématiques des trois différents angles d'incidence du faisceau laser : 22.5, 66.5 et 90 degrés. L'IP est toujours perpendiculairement placée dans l'axe du backlighter.

aurait pu être renseigné comme un fil de 50 microns, expliquant l'anomalie de la **figure 8.13**. Il ne nous est donc pas systématiquement possible de conclure sur la relation de dépendance entre le paramètre testé et la résolution de la radiographie. Toutefois, nous observons une diminution de la résolution avec le diamètre du fil.

- **Paramètres d'interaction**

Les paramètres, qui feront l'objet de l'analyse qui suit, concernent les conditions d'interaction entre l'impulsion laser et le backlighter. En effet, nous allons mesurer l'influence des paramètres suivants : la durée de l'impulsion laser (1.2 ps, 4 ps et 12 ps), l'angle d'interaction entre le faisceau laser incident et le backlighter (voir **figure 8.14**), le support sur lequel repose le backlighter (feuille de CH plate ou en V) et la position de la tache focale sur le backlighter. Notons que ces paramètres ont été testés lors d'une seconde expérience. Il est donc possible que les résolutions, en valeurs absolues, ne soient pas les mêmes que celles précédemment présentées bien que leur configuration le soit. Cela s'explique, comme nous l'avons déjà précisé, par la forte dépendance de la résolution aux qualités d'alignement et aux caractéristiques du laser, en particulier son contraste.

- **L'angle d'interaction :**

L'angle d'incidence du faisceau laser sur le backlighter est une variable importante. Plus le faisceau est rasant, c'est-à-dire que son angle d'incidence est petit, et plus, *a priori*, nous nous attendons à obtenir une source x de mauvaise qualité. En effet, la source x issue de cette interaction générera moins de rayons x. Ajoutons que, plus l'angle d'incidence est rasant et plus la gerbe d'électrons chauds, qui apparaît dans l'axe de propagation du laser, sera dirigée vers le détecteur, l'IP. Or, les électrons chauds ont pour effet de fortement bruite le signal capté par les IP. Cette dynamique empirique est celle que nous retrouvons dans nos analyses. En effet, la résolution obtenue par MTF est respectivement pour 22.5, 65 et 90 degrés : 32.0, 22 et 16.5 microns.

- **Support du backlighter :**

Il est possible de poser le backlighter sur un support en plastique. Cela permet de prendre en compte des fluctuations de pointé du laser qui peuvent être importantes, jusqu'à 100 microns dans le cas de PETAL

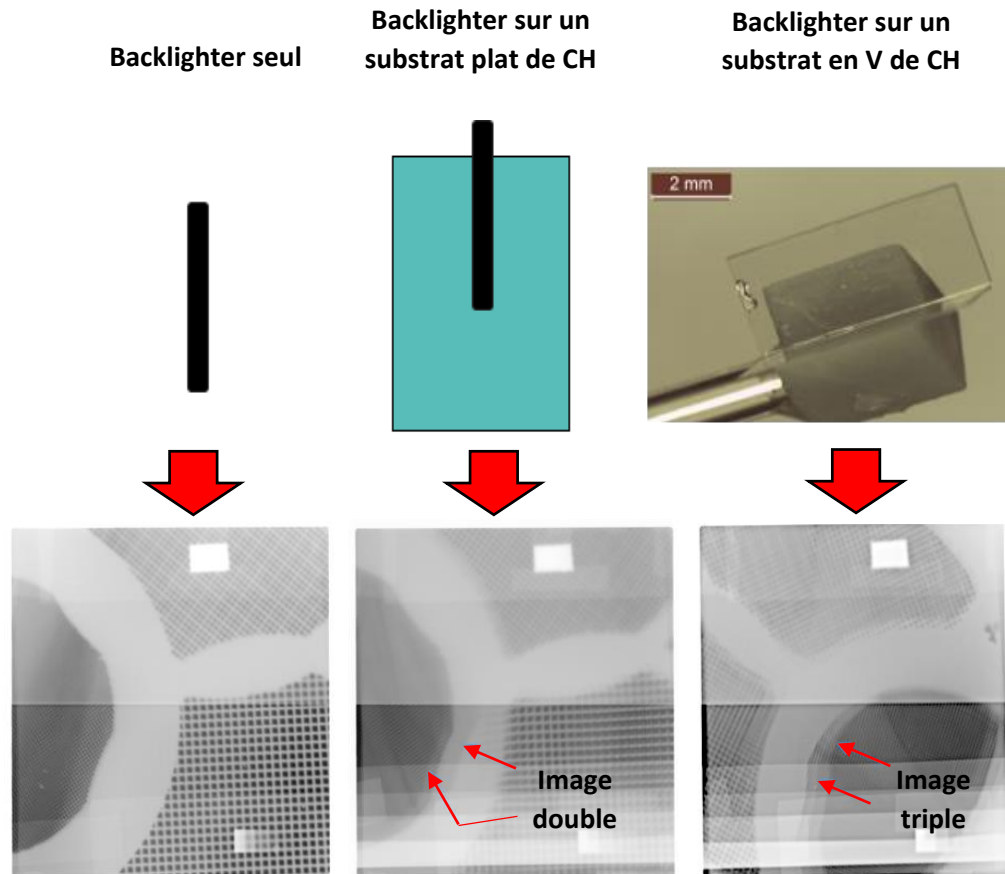


Figure 8.15 : Représentations schématiques des trois différentes configurations pour le support du backlighter : aucun (à gauche), une feuille de CH plate (au centre) et une feuille de CH en V (à droite). A chaque configuration est associée une radiographie obtenue lors de notre expérience. Nous remarquons qu'en présence d'un substrat, l'image des grilles est doublée, cela est dû à l'apparition de sources x secondaires.

par exemple. Nous avons donc réalisé une série de tirs où le backlighter était collé soit sur une feuille plate de CH, soit au creux d'une feuille de CH en V formant un angle de 60 degrés (voir **figure 8.15**). De même, différentes épaisseurs de feuilles de CH ont été testées : 10 et 50 microns. Une légère dégradation de la résolution est relevée en présence d'un substrat. En effet, la MTF nous donne une résolution respective de 22.6, 26.5 et 31.2 microns pour le fil sans substrat, en présence d'un substrat plat et en présence d'un substrat en V.

Cette dégradation se comprend mieux lorsque l'on regarde les radiographies obtenues (voir **figure 8.15**). En effet, en présence d'un substrat, nous observons l'apparition d'un doublement, voire dans certains cas d'un triplement, de l'image des grilles. Ce dédoublement de l'image s'explique par l'apparition de sources x secondaires qui sont en fait créées par le substrat qui, en recevant de l'énergie laser (par déflection) ou de l'énergie via les électrons chauds et les photons, se met à localement émettre dans les x.

Nonobstant les sources secondaires parasites qui dégradent fortement la résolution de la radiographie, il est possible d'exploiter certaines informations. Cette configuration pénalise cependant la qualité radiographique mais est opérable s'il n'y a pas d'autre alternative possible.

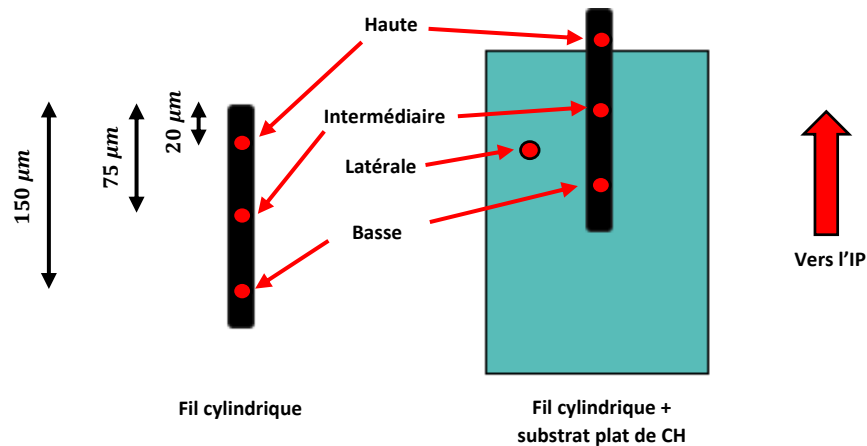


Figure 8.16 : Représentation schématique des différentes configurations que nous avons testées pour la position de la tache focale. Deux types de cibles ont été utilisées : un fil cylindrique seul et un fil cylindrique reposant sur un substrat plat de CH. La configuration latérale n'a été réalisée qu'avec la cible constituée du fil et du substrat en CH. Notons que l'IP se trouve au-dessus du backlighter, comme l'indique la flèche rouge.

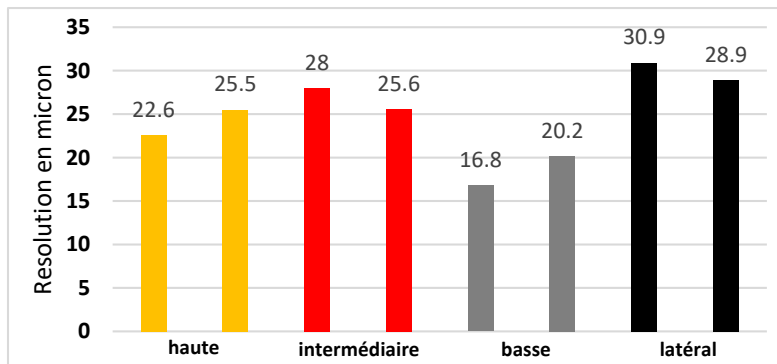


Figure 8.17 : Histogrammes renseignant les résolutions mesurées par MTF selon le point de focalisation (toujours pour un contraste restituant 50 pour cent du contraste maximal). Nous observons une amélioration de la résolution dans la configuration basse.

- Position de la tache focale :

Un dernier paramètre d'interaction est la position de la tache focale sur le backlighter. Nous avons décidé d'essayer et d'évaluer la résolution de la radiographie pour 4 positions différentes de la tache focale (voir **figure 8.16**). Les trois premières sont toutes sur le backlighter, toutes plus ou moins distantes de l'extrémité du backlighter la plus proche de l'IP : une position **haute**, une position **intermédiaire** et une **basse** (voir **figure 8.16**). La dernière position de la tache focale est localisée sur le substrat de CH et non plus sur le backlighter, cette configuration est appelée **latérale**. Ce dernier cas de figure nous permet de simuler des fluctuations de pointé laser.

Les résultats, visibles dans la **figure 8.17**, montre une claire amélioration de la résolution lorsque le point de focalisation se trouve en configuration **basse**. Dans les deux autres cas, **haute** et **intermédiaire**, la résolution est sensiblement la même. De même, nous voyons qu'il est possible de générer une source x acceptable même si l'énergie laser a été focalisée sur le substrat et non sur le backlighter. Notons seulement, que dans ce cas, un dédoublement de l'image des grilles déjà évoqué dans le paragraphe

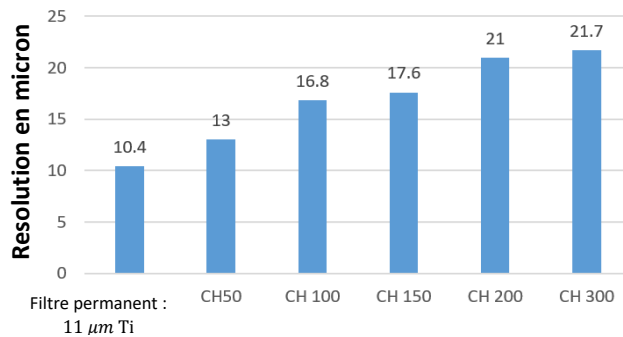


Figure 8.18 : Histogrammes renseignant les résolutions mesurées par MTF selon l'épaisseur du filtre de CH placé sur la cassette à IP. Nous observons une claire dégradation du pouvoir de résolution avec l'augmentation de l'épaisseur de CH.

précédent, est quasi systématiquement observé. Cette configuration, un backlighter reposant sur un substrat, est donc plutôt à éviter bien qu'elle soit capable d'engendrer une source x donnant des résultats dégradés mais exploitables, au moins qualitativement. Le dédoublement de l'image apporte un floutage qui est problématique lorsque l'on étudie des objets en mouvement, systèmes qui sont très restrictifs sur la qualité de radiographie. Cependant, le processus physique expliquant l'amélioration de la résolution lorsque la tache focale est située en bas du backlighter, à l'opposé de l'IP, reste pour l'instant incertain et partiellement inconnu.

Nous allons désormais terminer l'analyse de la résolution par deux points qu'il est intéressant de citer : la durée de l'impulsion et l'épaisseur des filtres de CH placée sur la cassette à IP.

- Durée de l'impulsion et filtres en CH :

Nous avons, pour quelques tirs, et tout en gardant des fils d'Ag de 25 microns de diamètre comme backlighters, fait varier la durée de l'impulsion laser. Trois temps ont été testés : 1.2 ps, 4 ps et 12 ps. Malheureusement, les tirs pour 1 et 4 ps ont donné, pour des raisons inconnues, des radiographies fortement dégradées. Nous ne pouvons rien conclure à partir des données accumulées lors de notre expérience en ce qui concerne l'influence de la durée d'impulsion sur la résolution. Nous étudierons à nouveau l'influence de la durée d'impulsion sur la source x générée grâce à l'analyse des données de spectrométrie.

En ce qui concerne les filtres de CH, ceux-là ont été, durant toute la durée de l'expérience, appliqués directement sur la boîte contenant l'IP. Nous avons ainsi pu voir l'effet de 6 différentes configurations de filtres sur le contraste et surtout l'étalement des grilles. Ces six configurations sont les suivantes : un filtre permanent (11.4 microns de Ti) cumulé avec rien, 50, 100, 150, 200 ou 300 microns de CH. Nous voyons la claire dégradation induite par l'épaississement du filtre dans la **figure 8.15** (radiographie de droite). Dégradation visuelle qui se traduit également par les nombres, comme dans la **figure 8.18** où le pouvoir de résolution diminue à mesure que le filtre de CH s'épaissit. Nous expliquons cette observation par une possible diffusion à petits angles des rayons par les différentes couches des filtres.

Nous allons désormais abandonner la résolution et son analyse pour nous concentrer sur l'analyse des données spectrométriques. Celles-ci nous apporteront des informations supplémentaires sur les sources x que nous avons engendrées, nous permettant ainsi de mieux comprendre l'influence des divers paramètres sur la résolution finale de la radiographie.

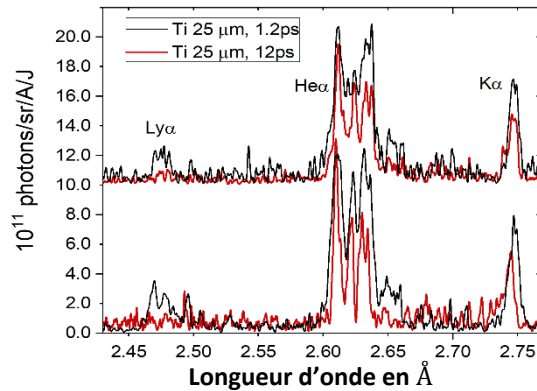


Figure 8.19 : Le nombre de photons est représenté en fonction de la longueur d'onde en Angstrom pour deux durées d'impulsion différentes. Les signaux du bas ont été retranchés du niveau du bruit de fond, contrairement aux signaux de la ligne supérieure.

- 4 - Caractérisation du spectre

Dans cette section nous allons utiliser les données recueillies grâce aux trois différents spectromètres x mis en place lors de notre expérience. Rappelons tout d'abord quelques informations indispensables à propos des spectres générés dans nos expériences. Lors de l'interaction laser-matière dans le régime ultra-bref, deux composantes principales contribuent au spectre total : le **bremsstrahlung** et les **raies d'émission** du matériau.

Le bremsstrahlung correspond à l'émission continue des électrons chauds générés par l'impulsion laser ultra intense. Les raies spectrales d'un matériau proviennent quant à elles des transitions électroniques entre deux orbites externes ainsi que par des transitions internes vers la couche K (lacune initialement provoquée par un électron chaud). Pour complètement caractériser le spectre de nos sources x, il faut que nous soyons capable de discriminer les raies atomiques de la couche K (K_{α} , K_{β} , He_{α} et autres) ainsi que le bremsstrahlung.

Nous allons étudier les spectres obtenus lors de nos expériences sur les sources x, où nous avons fait varier trois paramètres : la durée d'impulsion (1.2 ps et 12 ps), le numéro atomique du backlighter (Ti, Ni, Ag, Cu) et le diamètre du backlighter. A chaque fois, le backlighter est un fil cylindrique sans substrat et la tache focale est de 10 microns. Nous allons découper l'étude de l'influence de ces trois paramètres en trois parties, une partie pour chaque gamme d'énergie des rayons x, et donc, pour chaque spectromètre (cf **chapitre III**) : le FSSR pour les rayons x aux énergies inférieures à 10 keV, le LCS pour ceux aux énergies supérieures à 10 keV et le canon Bremsstrahlung.

- **Rayons x mous (≤ 10 keV)**

Intéressons-nous aux données du FSSR qui, pour les backlighters au Z moyen, donne les informations les plus intéressantes. Cette gamme d'énergie correspond à la zone de sensibilité du spectromètre utilisant un cristal à symétrie sphérique, le FSSR [YOUNG-1998 ; PIKUZ-1995], dont les réglages étaient $2d = 3.082$ Å pour l'émission du Ti et $2d = 2.024$ Å pour celles du Ni et du Cu. Le rayon de courbure du cristal est $R = 150$ mm. Notons également que la boîte contenant l'IP (Fujifilm BAS-TR) est couverte d'un filtre de 10 μm d'Al afin d'éviter les saturations ainsi que de la protéger de la lumière visible. Finalement, ce

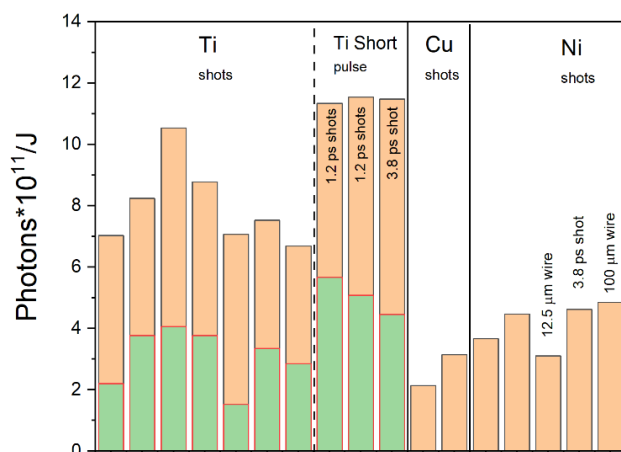


Figure 8.20 : Le nombre de photons est représenté pour trois matériaux de backlighter différents : Ti, Cu, et Ni. La partie verte des barres indique la part que représentent les photons issus du groupe H_e par rapport au nombre total de photons émis par la source dans la gamme des transitions électroniques vers la couche K.

spectromètre mesure donc l'émission des rayons x dont la longueur d'onde est comprise entre $2.4 - 2.8 \text{ \AA}$ et $1.5 - 1.7 \text{ \AA}$, ce qui correspond aux intervalles d'énergie $4.4 - 5.17 \text{ keV}$ et $7.3 - 8.27 \text{ keV}$. Voyons maintenant les effets des trois différents paramètres sur les spectres.

- La durée d'impulsion :

Comme déjà précisé plus haut, nous avons fait varier la durée d'impulsion laser en utilisant à chaque fois un fil de 25 microns d'Ag. La durée d'impulsion a un effet notable sur le spectre de la source. En effet, raccourcir la durée d'impulsion de 12 à 1.2 ps fait apparaître la raie d'émission $L_{y\alpha}$. Ainsi, comme nous pouvons le voir dans la **figure 8.19**, les raies K_α , $L_{y\alpha}$ ainsi que plusieurs raies satellites appartenant au groupe He_α sont présentes dans le cas 1.2 ps. Notons seulement que ces-dernières, les raies du groupe He_α , sont également présentes pour le cas 12 ps, de même pour la raie K_α . L'émergence de la raie $L_{y\alpha}$ nous indique quant à elle que la température électronique du plasma engendré au niveau de la source est sûrement plus importante dans le cas 1.2 ps que dans le cas 12 ps. Ainsi, une durée d'impulsion courte induit une population d'électrons chauds plus importantes, choses qui dégradent le contraste, et donc la qualité, de la radiographie obtenue. Cela tend, de plus, à augmenter la contribution du bremsstrahlung dans les x durs ($> 10 \text{ keV}$), ce qui diminue la monochromaticité de la source x.

- Le numéro atomique :

Le nombre de photons produits par la source x est un point essentiel si l'on souhaite obtenir une radiographie suffisamment contrastée. Ainsi, mesurer le nombre de photons que génèrent nos sources x nous permet d'évaluer leur aptitude à sonder des plasmas et systèmes denses. La **figure 8.20** démontre la dépendance du nombre de photons produits envers le numéro atomique du backlighter ainsi que son diamètre. Concentrons-nous, dans ce paragraphe, sur l'impact du numéro atomique, celui du diamètre du backlighter sera étudié dans le paragraphe suivant.

Une première observation est faite sur la part que représente les photons appartenant au groupe H_e . En effet, représentée en vert dans la **figure 8.20**, la part de ces photons par rapport au nombre total de

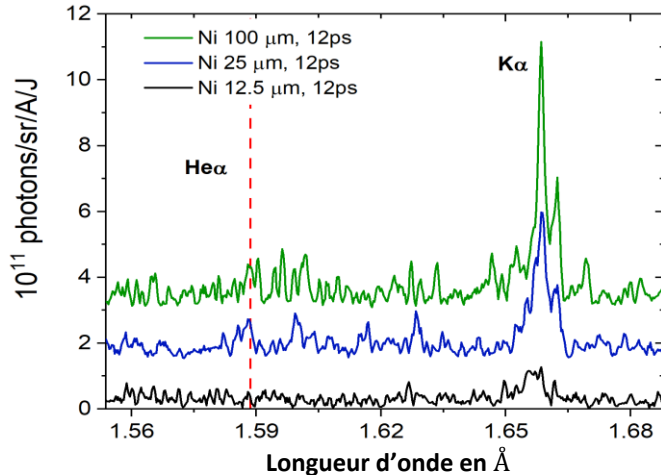


Figure 8.21 : Spectre démontrant la dépendance des émissions de type transition électronique vers la couche K envers le diamètre du backlighter (ici du Ni). La ligne en pointillés rouge marque la position de la ligne d'émission $H_{e\alpha}$.

photons correspondant à une transition électronique vers la couche K (rectangle saumon sur l'histogramme de la **figure 8.20**), semble devenir insignifiante lorsque le numéro atomique augmente. De plus, le nombre total de photons est approximativement deux fois moindre dans le cas du Cu (29) et du Ni (28) comparés aux sources générées avec du Ti (22). Les backlighters faits de titane semblent donc plus aptes à sonder des plasmas denses. Ces observations sont cependant curieuses car il est couramment admis que la section efficace pour la fluorescence x d'un atome augmente avec son numéro atomique [HAN-2007 ; SAHIN-2005], impliquant ainsi une augmentation du nombre de photons émis avec lui. Tendance contraire à ce qui est présenté dans la **figure 8.20**. L'analyse résultant aux données de cette figure a été faite par nos collègues et collaborateurs russes. Les procédés, hypothèses et formules utilisés pour cela nous sont quelque peu sibyllins. Les résultats étant étonnants, il est préférable de les considérer avec précaution.

Voyons tout de même l'influence du diamètre du backlighter sur le nombre de photons émis par la source.

- Le diamètre du backlighter :

La température atteinte par le plasma des suites de l'interaction de l'impulsion laser avec le backlighter dépend, en plus de la durée de l'impulsion, de son diamètre. En effet, lors de cette expérience nous avons fait varier la taille du backlighter tout en fixant l'ensemble des autres paramètres (12 ps, 50 J, 90 degrés et backlighter cylindrique sans substrat).

Comme nous pouvons le voir dans la **figure 8.21** où le nombre de photons normalisé par l'énergie et l'angle solide est représenté en fonction de la longueur d'onde pour un backlighter de Ni. Nous y observons une disparition de la raie d'émission K_{α} couplée à une diminution du nombre total de photons émis lorsque le diamètre du fil diminue. Dans le cas le plus critique, 12.5 microns, la forte diminution du signal peut s'expliquer la faible quantité d'énergie atteignant le fil. En effet, ces tirs ont été réalisés avec un faisceau laser défocalisé, ce qui réduit l'intensité surfacique sur cible. Cette diminution d'intensité ne permet pas à l'amplitude des raies d'émission de surpasser celui du signal de fond, le bremsstrahlung. Dans les cas des fils de 25 et de 100 microns de diamètre, l'énergie est toutefois suffisante (voir **figure 8.21**). Des fils d'une dizaine de microns sont pourtant bien exploités comme sources x dans nos expériences, cela est possible car nous utilisons dans ces cas-là un faisceau focalisé.

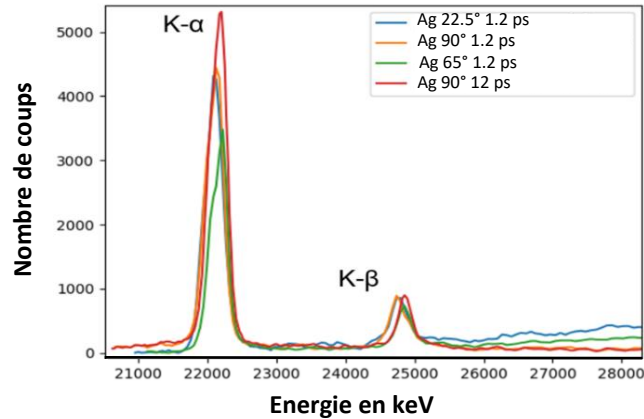


Figure 8.22 : Spectres de la source x créée grâce à un backlighter de 25 microns en Ag. Plusieurs angles d'interaction ainsi que plusieurs durée d'impulsion ont été testés. Nous voyons clairement apparaître les raies K_{α} et K_{β} de l'Ag. Lest deux paramètres ici variés ne semblent pas affecter les spectres de la source.

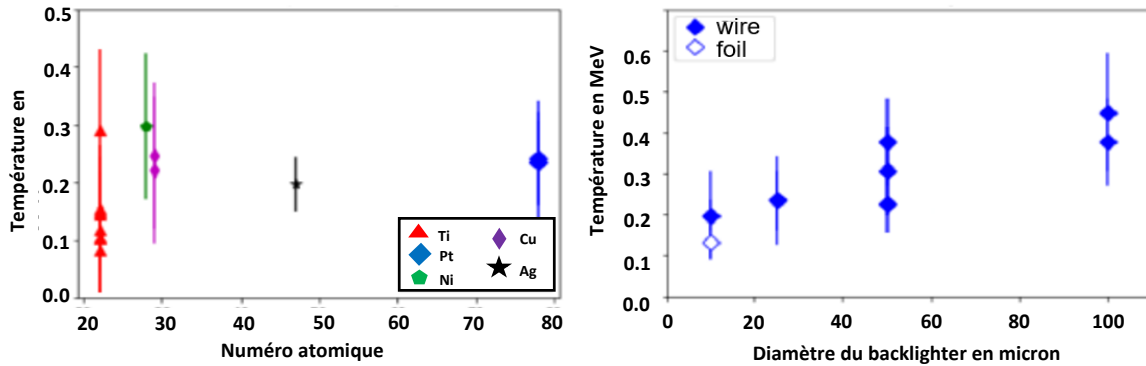
Lorsque le diamètre du fil devient important (100 microns), nous observons une légère émergence de la raie He_{α} et de ses satellites. De même, le signal de la raie K_{α} se détache du bruit de fond au fur et à mesure que le diamètre augmente. Par exemple, le nombre de photons de cette raie passe du simple au double lorsque l'on passe d'un fil de 25 microns à 100 microns. Cela a pour conséquence de diminuer la résolution de la radiographie, mais cela permet d'augmenter le nombre total de photons émis, et donc le contraste. Choses que nous avons observées lors de l'analyse de ce paramètre grâce à la MTF, voir **figure 8.13** où la radiographie obtenue avec un fil de 100 microns montre une perte de définition mais une augmentation du contraste.

- **Rayons x durs (≥ 10 keV)**

Pour les rayons x aux énergies supérieures à 10 keV, nous avons utilisé un spectromètre utilisant en transmission un cristal de quartz avec une courbure à symétrie cylindrique [SEELY-2010]. Ce cristal a comme paramètres $2d = 6.687 \text{ \AA}$ et $R = 254 \text{ mm}$. La boîte à IP, IP qui est ici de type Fujifilm MS-BAS, est couverte d'un filtre de $125 \text{ }\mu\text{m}$ de polyéthylène. Ainsi, ce spectromètre est sensible à la gamme d'énergie $15 - 100 \text{ keV}$. Tout comme dans la section précédente, nous allons étudier les rôles que jouent deux des trois paramètres d'étude dans les spectres de nos sources x pour une gamme de backlighter émettant des K_{α} dans la région de $20 - 28 \text{ keV}$.

- **La durée d'impulsion :**

La **figure 8.22** montre les spectres obtenus pour un fil d'Ag de 25 microns de diamètre pour trois angles d'interaction différents (22.5, 65 et 90 degrés) et surtout pour deux durées d'impulsion différentes : 1.2 et 12 ps. Comme nous pouvons voir sur la figure, les raies d'émission K_{α} et K_{β} de l'argent, dont les énergies respectives sont 22.1 et 24.9 keV sont toutes les deux présentes et ce, quelle que soit la durée d'impulsion. Le rapport théorique entre ces deux raies est d'environ 6.25, celui-ci est plutôt respecté dans les spectres de la **figure 8.22**, avec, tout de même, une élévation de ce rapport dans le cas 12 ps et 90 degrés (6.23 contre 5.5 dans le cas 1.2 ps et 90 degrés). Mise à part cette légère différence d'amplitude sur la raie K_{α} , la durée d'impulsion ne semble pas avoir d'impact significative sur cette gamme d'énergie du spectre de la source.



Figures 8.23 et 8.24 : Dans les deux figures, la température du bremsstrahlung en MeV est représentée en fonction du nombre atomique du matériau du backlighter à gauche, et du diamètre du backlighter à droite.

- Le diamètre du backlighter :

Les tirs sur lesquels le LCS a été déployé nous montrent que la variation du diamètre du backlighter n'a que peu d'influence sur le spectre de la source générée. En effet, en faisant varier le diamètre du backlighter d'Ag de 15 à 25 microns, aucune différence n'a été remarquée. Notamment, les deux raies spectrales K_α et K_β sont présentes dans le spectre indépendamment du diamètre du fil. Il se peut que l'absence de changement dans le spectre soit due à la trop petite différence entre les diamètres de fil testés. Il est possible que des différences apparaissent lorsque le diamètre du fil excède largement la taille de la tache focale (10-12 microns). Nous n'avons cependant pas de données avec le LCS pour confirmer ou infirmer ces propos et observations.

• Le bremsstrahlung

Cette section s'intéresse à l'analyse des données issues du canon Bremsstrahlung. La sensibilité de cet instrument de mesure est comprise entre **20 keV** et **3 MeV**. Avant d'étudier de l'influence des paramètres sur le spectre mesuré par ce spectromètre, nous allons brièvement détailler comment, depuis les données brutes issues du canon, il est possible de remonter au spectre x de la source.

Avant de débiter la présentation de nos analyses de résultats, nous tenons à préciser ceci. Il va beaucoup être question de température dans les propos qui suivent, or cela peut être un abus de langage. En effet, la température dont il est souvent question dans la suite désigne en réalité l'énergie des électrons dont le rayonnement est détecté par le canon. Nous tenons de même à stipuler que ce diagnostic a été implémenté par le CEA, CEA qui assure donc aussi les analyses des données qui sont présentées dans ce chapitre.

- Obtenir le spectre :

Pour obtenir le spectre à partir des données du canon à bremsstrahlung, une des méthodes les plus utilisées est celle employant le protocole de Monte-Carlo. Elle consiste en ceci : un spectre de type exponentiel, considéré comme celui émis par des électrons chauds, est convolué avec la fonction de réponse du canon à bremsstrahlung, fonction préalablement obtenue grâce à un code de type Monte-Carlo. L'énergie déposée dans chaque IP simulée constituant le canon est alors convertie en photons,

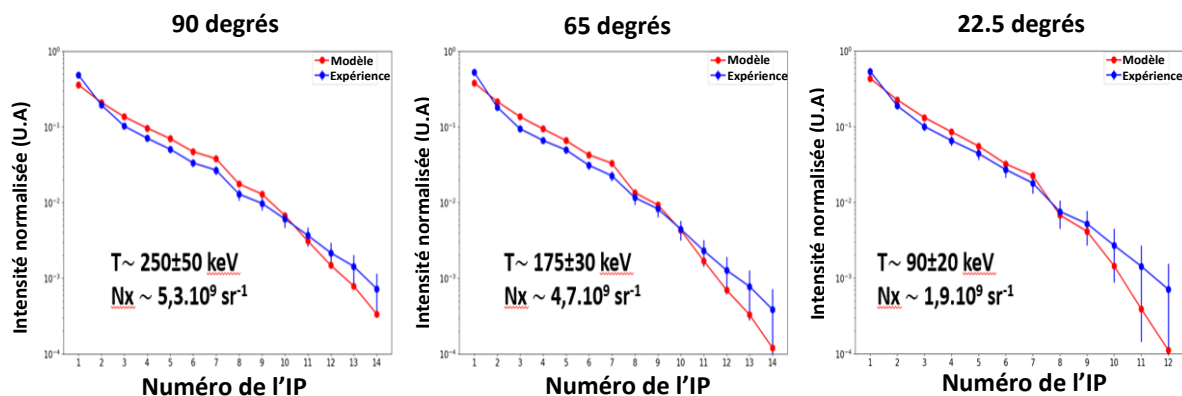


Figure 8.25 : La température du bremsstrahlung est représentée pour les trois angles d'interaction en fonction du numéro de l'IP constituant le canon à bremsstrahlung. Nous apprenons grâce à ces données que la température de la source semble décroître avec l'angle. Plus le faisceau laser arrive avec une incidence rasante sur le backlighter et plus la température mesurée est faible.

autrement dit en nombre de coups, qui correspond à la grandeur physique que le canon réel mesure. Ce protocole est alors répété autant de fois que nécessaire en changeant le spectre initial utilisé afin d'obtenir une solution simulée suffisamment proche des résultats expérimentaux. Cette technique est efficace et permet d'être facilement mise en place. En revanche, elle ne permet pas bien de rendre compte des phénomènes intervenant dans l'interaction d'une cible solide avec un faisceau laser ultra-bref. De plus, ce protocole ne garantit pas l'unicité du spectre solution. Plus facilement utilisable et tout de même assez robuste, c'est cette technique qui a été retenue pour les analyses de nos données.

- Le numéro atomique :

Les **figures 8.23** et **8.24** montre l'influence du nombre atomique sur la température du bremsstrahlung lorsque le diamètre du backlighter est fixe, à savoir 25 microns. Grâce à cette figure, nous remarquons une claire indépendance entre ces deux grandeurs. La source x possède donc la même température quelle que soit le matériau du backlighter. Seule, comme nous l'avons vu dans la partie « **Rayons x mous** », la durée d'impulsion semble pour l'instant influencer la température électronique du plasma créé lors de l'interaction laser-matière.

- Le diamètre du backlighter :

La **figure 8.24** montre quant à elle la température du bremsstrahlung, déduite des données du canon, représentée en fonction du diamètre du backlighter. Nous voyons une croissance quasi linéaire de la température selon le diamètre. En effet, la température passe d'environ 200 keV pour un backlighter de **12.5 μm** à une température de presque 400 keV pour un diamètre de **100 μm**. Le nombre de photons est linéairement dépendant du diamètre du backlighter. Ainsi, plus le backlighter aura un diamètre élevé, et plus la source x sera brillante (flux de photons important) et chaude.

- L'angle d'interaction :

L'angle d'interaction est le dernier paramètre dont l'influence sur le spectre de la source a pu être étudié grâce au canon à bremsstrahlung. La **figure 8.25** nous renseigne sur la température, autrement dit, l'énergie des électrons mesurée grâce aux données du canon pour les trois angles d'interaction testés dans nos expériences : 22.5, 65 et 90 degrés. Une évidente décroissance de la température est remarquée

à mesure que l'angle d'interaction diminue. Cela fait tout à fait sens car plus l'angle est proche de 90 degrés, et donc le faisceau proche d'une incidence normale, et plus l'interaction entre le laser et la matière sera efficace, déposant ainsi plus d'énergie sur le backlighter, ce qui augmente la température du plasma généré des suites de l'interaction. Entre le cas le plus favorable, 90 degrés, et le moins favorable, 22.5 degrés, il existe un facteur proche de 3 entre les températures des plasmas respectifs. Cela signifie que le nombre de photons produits et émis par la source x décroît fortement avec l'angle d'interaction, chose peu souhaitable pour nos sources x.

- 5 - Conclusion

Nous avons, dans ce chapitre, caractériser des sources x susceptibles d'être employées pour de la radiographie x par projection de sources ponctuelles de haute résolution. Ces jeux de données expérimentales nourrissent également le développement d'outils numériques, notamment du CEA, susceptibles de prévoir les caractéristiques de la source x en fonction des différents paramètres d'une installation. Nous avons pour cela, fait varier de nombreux paramètres afin d'identifier leur influence sur la résolution et la qualité finale de la radiographie. Pour cerner l'impact de chaque paramètre, nous avons utilisé deux approches, l'une radiographique et l'autre, spectrométrique.

Tout d'abord, quelques mots sur les méthodes employées pour nos analyses. La principale méthode utilisée dans ce chapitre pour étudier les données radiographiques est celle de la **fonction de transfert optique**. Elle a démontré sa pertinence et sa robustesse à être employée comme outil d'analyse de la résolution. Mêlant contraste et étalement spatial, elle est selon nous la méthode qui a le plus de sens lorsqu'il est question de résolution. Elle nécessite cependant d'avoir accès, sur la radiographie, à ce que l'on appelle un bord franc afin de calculer le contraste maximal disponible, chose pas tout le temps vérifiée. D'où la technique du rapport, utilisée dans un second temps si la précédente n'est pas applicable, qui a également prouvé sa compétence pour comparer les résolutions de différentes radiographies entre elles. Passons aux résultats d'analyse.

La partie radiographique de notre étude a mis en lumière divers points clefs qui vont, à l'avenir, nous permettre d'optimiser nos sources x en fonction des caractéristiques de l'installation et de la géométrie du problème. Nous permettons ainsi d'obtenir la meilleure radiographie x par projection de source ponctuelle possible.

- Premièrement, la radiographie confirme **l'indépendance entre la résolution et le matériau du backlighter**. Quel que soit le numéro atomique du *backlighter*, la résolution reste la même.
- L'étude des radiographies montre également la **dégradation de la résolution** lorsque le **diamètre du fil augmente** sensiblement, bien qu'il faille renforcer cette observation par des tirs supplémentaires afin d'assurer la dynamique observée dans nos résultats. Ainsi, ces constatations rejoignent la discussion faite à propos de la compétition entre le contraste et la résolution initiée dans la partie spectrométrique de l'étude lorsque le diamètre du backlighter varie.
- Additionnellement, l'approche radiographique permet d'asseoir les dynamiques observées de l'influence de l'angle d'interaction sur la résolution. En effet, **plus l'incidence est rasante et plus la définition ainsi que le contraste de l'image sont mauvais**. Inversement, **plus l'incidence est normale, et plus la résolution est optimale**.

- Chose inattendue, nous avons constaté que la configuration de la tache focale optimisant nos radiographies était celle nommée « **basse** ». En pointant la tache focale sur l'extrémité du backlighter opposée à l'IP, nous obtenons les meilleurs résultats.
- Finalement, nous avons pu voir, au travers des données radiographiques, que l'ajout de substrat sur lequel repose le backlighter permet, certes, de radiographier, mais pas à haute résolution. En effet, la présence de substrat induit inéluctablement l'apparition d'images secondaires qui parasitent la radiographie et nuisent grandement à sa bonne qualité.

L'étude des spectres a elle aussi souligné plusieurs choses.

- Tout d'abord, la ligne d'émission $L_{y\alpha}$ tend à disparaître lorsque la durée d'impulsion augmente, tout en conservant le rapport entre les raies K_α et K_β .
- Nous apprenons également que l'élargissement du diamètre du fil a deux impacts majeurs : cela **augmente la taille de la source**, et par conséquent le nombre total de photons émis, et cela **multiplie le nombre de raies spectrales** présentes dans la source. Dès lors, une compétition entre le contraste, qui est liée au nombre de total de photon émis, et la résolution, qui est liée au spectre de la source, se met en place.
- Une autre manière d'augmenter le nombre total de photons émis est de diminuer la durée d'impulsion tout en conservant l'énergie laser. En effet, en augmentant l'intensité surfacique de l'impulsion laser, la source est plus brillante. En revanche, un nombre croissant d'électrons chauds est émis lorsque l'intensité augmente. Ces électrons dont le rayonnement est à l'origine du Bremsstrahlung, le brisent le signal en conséquence.

Toutefois, ces observations ne concernent que la gamme des rayons x mous, ceux dont l'énergie est inférieure à 10 keV.

- Pour les rayons x durs, **ni la durée d'impulsion ni le diamètre du backlighter n'ont d'impact significatif**. Les raies K_α et K_β restent présentes dans les spectres des sources générées et étudiées et ce, quelles que soient les valeurs du diamètre du fil et de la durée d'impulsion.
- En revanche, l'étude des photons aux énergies encore plus grandes, détectés grâce au canon à bremsstrahlung, corrobore les observations faites avec l'étude des rayons x mous. Ces données nous apprennent de plus **que la température du plasma d'interaction ne dépend pas du numéro atomique du matériau constituant le backlighter**. Indépendance qui rejoint l'observation faite dans la partie radiographique selon laquelle la résolution ne semble pas varier avec le numéro atomique du backlighter.

Cette étude paramétrique nous apprend donc qu'il est possible de jouer sur plusieurs leviers afin d'obtenir la meilleure configuration possible lorsqu'un certain nombre de conditions sont déjà fixées. Néanmoins, il serait utile de continuer cette étude et notamment d'augmenter la statistique de chaque résultat en refaisant plusieurs tirs par configuration afin de cerner le plus sérieusement et précisément possible l'influence de chaque paramètre.

Récapitulatif

- Les données issues de cette expérience nous ont permis deux choses : d'optimiser la résolution d'un diagnostic de radiographie x lorsque certaines conditions sont fixées, ce qui nous permet de nous adapter plus facilement aux installations lasers où, bien souvent, les contraintes paramétriques sont fortes. Ces données représentent également des points de comparaison forts pour les codes de simulation qui, ainsi, peuvent s'améliorer davantage.
- Nous avons pu observer l'influence de divers paramètres concernant directement le backlighter : son numéro atomique, son diamètre et sa géométrie (un pavé, une feuille ou un fil), ou concernant la configuration du faisceau laser : sa durée d'impulsion, son angle d'incidence ou encore la position de sa tache focale sur la cible.
- Nous avons réalisé une analyse de la résolution utilisant diverses techniques : la méthode 90-10, la MTF et la méthode du rapport. Des informations supplémentaires ont été apportés grâce à trois spectromètres x. Quelques majeures conclusions résultent de cette analyse :
 - La résolution ne varie pas avec le numéro atomique du backlighter.
 - Le meilleur type de backlighter est le fil.
 - Il est possible de faire des radiographies x en utilisant des substrats de CH, à ceci près qu'un dédoublement de l'image est quasi à chaque fois observé.
 - La résolution s'améliore lorsque la tache focale est située en bas du backlighter.
- Il serait très utile de réaliser des expériences afin de comprendre certains des résultats obtenus.

Références

[BUHR-2003] E. Buhr, S. Gunther-Kohfajl and U. Neitzel, « Accuracy of a simple method for deriving the presampled modulation transfer function of a digital radiographic system from an edge image », *Medical Physics*, vol. 30, n. 9, (2003).

[GALES-2004] S.G. Gales and C.D. Bentley, « Image plates as x-ray detectors in plasma physics experiments », *Review of Scientific Instruments*, vol. 75, p. 4001, (2004).

[HAN-2007] I. Han, M. Sahin, L. Demir and Y. Sahin, « Measurement of K X-ray fluorescence cross-sections, fluorescence yields and intensity ratios for some elements in the atomic range $22 \leq Z \leq 68$ », *Applied Radiation and Isotopes*, vol. 65, n. 6, p. 669-675, (2007).

[MEADOWCROFT-2008] A.L. Meadowcroft, C.D. Bentley and E.N. Stott, « Evaluation of the sensitivity and fading characteristics of an image plate system for x-ray diagnostics », *Review of Scientific Instruments*, vol. 79, p. 113102, (2008).

[PIKUZ-1995] T.A. Pikuz, A. Ya. Faenov, S.A. Pikuz, V.M. Romanova and T.A. Shelkovenko, « Bragg X-ray optics for imaging spectroscopy of plasma microsources », *Journal of X-ray Science and Technology*, vol. 5, p. 323, (1995).

[SAHIN-2005] M. Sahin, L. Demir and G. Budak, « Measurement of KX-ray fluorescence cross-sections and yields for 5.96 keV photons », *Applied Radiation and Isotopes*, vol. 63, n. 1, p. 141-145, (2005).

[SEELY-2010] J.F. Seely, C.I. Szabo, U. Feldman, L.T. Hudson, A. Henins, P. Audebert and E. Brambrink, « Hard x-ray transmission crystal spectrometer at the OMEGA-EP laser facility », *Review of Scientific Instruments*, vol. 81, 2010.

[YOUNG-1998] B.K.F. Young, A.L. Osterheld, D.F. Price, R. Shepherd and R.E. Stewart, « High-resolution x-ray spectrometer based on spherically bent crystals for investigations of femtosecond laser plasmas », *Review of Scientific Instruments*, vol. 69, p. 4049, (1998).

Partie 4 : Conclusions et perspectives

Cette ultime partie a pour double mission de prendre du recul sur le travail réalisé au cours de ces trois années de thèse et de fournir une rétrospective brève et claire. En résumant les résultats obtenus nous pourrons alors proposer des pistes de recherches et des développements futurs, autrement dit, les perspectives sur lesquelles nos travaux ouvrent la voie.

IX Conclusions et perspectives

Nous diviserons ce dernier chapitre en trois parties : une conclusion du travail effectué et présenté jusqu'ici, les perspectives que cela offre et une conclusion d'ordre plus personnel.

- 1 - Rétrospective du travail effectué

La visée globale de cette thèse est l'étude de différents processus physiques pouvant exister dans les phénomènes de rémanents de supernovæ. Pour cela, nous avons repris des plateformes expérimentales déjà existantes sur des installations laser telles que GEKKO XII, le XFEL Sacla ou encore le LULI2000, afin d'étudier les **instabilités de Rayleigh-Taylor** et les **chocs radiatifs**. Des analyses ont alors pu être faites afin de comparer nos résultats avec ceux de mes prédécesseurs permettant ainsi de, tantôt valider des modèles (**modèle de RIGON** dans le **chapitre V** et **modèle de MICHEL** dans le **chapitre VI**), tantôt d'affiner la compréhension que nous avons de ces processus en réalisant des **études paramétriques**. Une nouvelle plateforme, d'abord numérique puis expérimentale, est également présentée dans le but d'étudier les **chocs radiatifs en milieu magnétisé**, ce qui constitue un développement innovant qui se distingue des travaux de thèse précédents. En marge de tout cela, une série de campagnes expérimentales nous a permis de nous intéresser à des détails plus techniques de l'astrophysique de laboratoire, à savoir les diagnostics, et dans notre cas, **la radiographie x par projection de source ponctuelle**.

La procédure la plus couramment utilisée pour résumer les travaux d'une thèse est de les reprendre et de les résumer en suivant l'ordre structurel du document, autrement dit, en suivant l'ordre des chapitres. Nous allons donc nous aussi nous affairer de la sorte.

La première partie a permis d'introduire de nombreuses notions nécessaires à la bonne compréhension des travaux présentés. Tout d'abord, nous avons vu le domaine de la physique auquel nos expériences sont rattachées : **la physique des hautes densités d'énergie (PHDE)**. Nous avons ensuite contextualisé nos travaux en présentant les rémanents de supernovæ ainsi qu'en précisant les problématiques astrophysiques auxquelles cette thèse s'efforce d'apporter quelques réponses. Ayant ainsi fait le lien entre le laboratoire et les étoiles, nous avons donc pu décrire l'**astrophysique de laboratoire**, qui est la discipline dans laquelle nos travaux s'inscrivent. A ce stade, il a été nécessaire de présenter la notion de **similarité** ainsi que le processus permettant en laboratoire d'accéder à la PHDE : **la génération d'onde de choc par laser**, dont les outils principaux, les lasers, sont présentés plus tard dans la partie 2.

Nous nous sommes ensuite concentrés sur les formalismes théoriques qui permettent de décrire les processus que nous étudions et qui apparaissent lors de nos expériences : l'**hydrodynamique** et **la physique des chocs**. Pour cela, nous avons petit à petit complexifié notre système d'étude théorique en introduisant les équations d'**Euler** dans le cas d'un fluide parfait, puis de **Navier-Stokes** dans celui d'un fluide non parfait. Nous avons ensuite précisé les équations majeures dictant la dynamique des fluides dans les régimes qui intéressent cette thèse : le **régime radiatif** et le **régime radiatif en milieu magnétisé**. Nous avons réitéré ce protocole avec un cas particulier de l'écoulement des fluides : **le choc**. Cela nous a ensuite donné l'opportunité d'évoquer les **lois d'échelle**, qui nous permettent, grâce aux **nombres sans dimension**, de comparer un système dans un laboratoire avec un autre situé dans l'espace.

L'introduction des connaissances et savoirs nécessaires pour aborder les instabilités hydrodynamiques et la turbulence du **chapitre III** ponctue cette première partie de thèse. Nous y avons vu les instabilités qui occurred lors de nos expériences, à savoir : les principales, celles de **Rayleigh-Taylor**, et les secondaires, celles de **Kelvin-Helmholtz** et de **Richtmyer-Meshkov**. Après les avoir décrites dans leur régime linéaire puis non-linéaire et ce, dans des situations prenant en compte, ou non, différents aspects non idéaux tels que la **viscosité**, la **tension de surface** ou encore le **champ magnétique**, nous avons évoqué leur stade ultime : **la turbulence**. Enfin, nous avons précisé les contextes astrophysiques dans lesquels ces deux phénomènes physiques, que sont les instabilités et la turbulence, apparaissent.

La deuxième partie de cette thèse, toujours orientée vers une introduction et une présentation des éléments nécessaires pour correctement cerner le contexte de ces travaux, traite d'aspects plus techniques. Il y est en effet question de la **réalisation des expériences**, avec une description des organes d'une installation de laser de puissance ainsi qu'un exposé des installations utilisées dans le cadre de cette thèse : le **LULI2000**, **GEKKO XII**, le **LMJ**, le **NIF** ou encore le **XFEL SACLA**. Nous y évoquons ensuite les cibles, éléments centraux de nos expériences, tant bien en décrivant leur composition qu'en détaillant le protocole d'optimisation amenant à leur dimensionnement final. Derniers éléments indispensables de nos expériences, les **diagnostics** et les **détecteurs** ont également fait l'objet de présentations brèves mais complètes. Dans cette deuxième partie, il a aussi été question de simulations. Simulations qui d'ailleurs constituent la seconde approche que nous avons utilisée, en plus des expériences, dans nos travaux. Bien que déjà décrits dans de nombreuses autres précédentes thèses, il a été choisi, par souci d'auto-cohérence, de succinctement présenter les codes de simulation hydrodynamique en 1D, **MULTI**, et en 2D, **FLASH**, que nous avons largement utilisés dans cette thèse.

Nous en arrivons donc à la troisième partie de cette thèse, partie qui constitue le cœur battant de ces trois années de travail. Elle correspond à mon apport direct dans différentes thématiques que nous allons maintenant résumer. Dans le **chapitre V**, nous avons eu l'occasion d'étudier les **instabilités de Rayleigh-Taylor**. Cette étude s'est déroulée en deux temps. Premièrement, une **étude paramétrique selon le nombre d'Atwood** a été faite grâce à une expérience réalisée sur le **XFEL SACLA en 2021**. Celle-ci nous a permis **d'observer le passage de la phase linéaire à celle non-linéaire dans un régime classique**, purement hydrodynamique, et ce, pour trois différentes valeurs du nombre d'Atwood. En plus d'avoir reproduits les IRT en simulation, nous avons également vérifié un modèle prédisant la position des pics développé par G. Rigon. Grâce à la haute résolution des radiographies x fournies par le XFEL, **des spectres de puissance** ont pu être établis, mettant ainsi en évidence les caractéristiques d'un **régime de turbulence** aux temps longs. Dans un second temps, le dimensionnement et la proposition d'une expérience sur LMJ a été présentée dans le but d'étudier les **IRT en régime radiatif**. Cette étude a montré une claire inhibition des IRT qu'il serait pertinent et intéressant d'observer en expérience, car d'un point de vue astrophysique, une meilleure compréhension des IRT dans ce régime permettrait par exemple d'expliquer des observations telles que la formation des points chauds dans la SN1987A, voir **figure 3.22**, ou encore le taux d'accrétion parfois anormalement bas de certaines protoétoiles.

Le **chapitre VI** a abordé un tout autre sujet : les **chocs radiatifs**. Pour cela, nous les avons explorés au travers de trois expériences réalisées sur **GEKKO XII**, le **LMJ** et le **LULI2000**. Celle sur GEKKO XII, et qui est de loin la plus fournie des trois, nous a donné la possibilité d'**observer** et d'**étudier la taille et la structure**

d'un précurseur radiatif selon la pression du milieu. Nous avons de plus pu y **mesurer la détente d'un obstacle sphérique**, mimant le rôle d'un nuage moléculaire, engendrée par ce même précurseur radiatif. Nous avons alors réussi à appliquer et vérifier un modèle construit par T. Michel décrivant cette détente. Une **décélération radiative** a également été remarquée et caractérisée dans les données d'ombroscopie et d'émission propre, faisant au passage, elle aussi, l'objet d'un modèle prédictif appliqué avec succès. Plus généralement, l'étude paramétrique de cette expérience a mis en évidence les divers processus qui entrent en compétition lors de la propagation d'un choc radiatif : la **température du choc**, le **rayonnement**, l'**opacité** et la **pression du milieu**.

La campagne sur le LMJ a quant à elle été moins fructueuse en terme de résultats, mais elle reste tout de même riche d'enseignements. Cette expérience de longue haleine a souligné les difficultés techniques qu'il nous reste à surmonter afin de parfaire notre plateforme d'étude des chocs radiatifs sur des installations aussi énergétiques. Nous avons toutefois pu mesurer, lors des deux seuls tirs obtenus, la vitesse du choc radiatif à l'aide d'une radiographie x résolue en temps en accord avec les simulations effectuées pour le dimensionnement. Nous avons également pu observer l'interaction du choc incident avec un obstacle grâce à une série de radiographies x, chose qui n'avait jamais été obtenue jusqu'ici. Cette partie du **chapitre VI** nous permettra donc d'affiner notre plateforme afin de conduire avec succès de futures expériences sur ce même sujet et avec ce genre d'installations laser.

La dernière partie du **chapitre VI** a présenté les résultats de nos tirs sur le LULI2000 en janvier 2023. Ces tirs avaient pour but de profiter du temps laser obtenu grâce à une autre proposition d'expérience pour **développer et préparer notre plateforme d'étude des chocs radiatifs en milieu magnétisé**. Tout comme pour la campagne au LMJ, nous avons rencontré des difficultés techniques, notamment avec le remplissage de la cellule, qui sont rapportées dans ce chapitre. La présentation et le décorticage de ces tirs a donc été réalisé dans cette fin de chapitre afin de résumer notre état d'avancement sur le développement de cette plateforme expérimentale.

Le **chapitre VII** a prolongé le sujet de la fin du chapitre précédent mais du point de vue des simulations et de la théorie. En effet, dans ce chapitre, les tenants et les aboutissants d'une expérience sur **les chocs radiatifs en milieu magnétisé** et pensée pour être réalisée sur le **NIF** sont présentés. Le contexte astrophysique ainsi que les motivations qui nous poussent à entreprendre ce genre d'expérience ont d'abord été donnés, suivis de l'optimisation de la cible pour une **attaque indirecte exploitant les caractéristiques de l'installation laser du NIF**. Enfin, une **étude du choc engendré** ainsi que de **son interaction avec un champ magnétique extérieur** a été réalisée, et ce, grâce aux simulations FLASH 2D. Ces simulations 2D ont notamment mis en évidence l'apparition **d'un précurseur magnétique** dont l'origine a été justifiée grâce à la magnétohydrodynamique. Cette étude numérique a permis d'obtenir, en adaptant la cible, du temps laser sur les installations **LULI2000** et **OMEGA** en 2024.

Le dernier chapitre de cette troisième partie consacrée aux travaux produits lors de cette thèse a traité un sujet quelque peu à part. En effet, le **chapitre VIII** a rapporté nos résultats d'analyse des campagnes menées sur le LULI2000 visant à **caractériser la propension à radiographier de sources x produites dans diverses configurations à l'aide d'une laser picoseconde**. Ce chapitre a en particulier introduit une méthode, nouvelle dans notre équipe, d'étude de la résolution : la **méthode par fonction de transfert optique**. Ses résultats, en sus de ceux obtenus grâce aux différents diagnostics de spectrométrie, ont permis de comprendre l'influence de plusieurs paramètres structurels (angle entre le fil et le faisceau,

diamètre du *backlighter*, présence d'un substrat, etc.) sur la qualité des radiographies obtenues à partir de ces sources x.

- 2 - Perspectives

Maintenant que nous avons résumé le contenu des propos tenus dans cette thèse, nous pouvons aborder les perspectives que nos travaux ouvrent sur le futur. Celles-ci prennent souvent la forme d'amélioration ou d'approfondissement des résultats au travers de nouvelles expériences qu'il serait pertinent de proposer et de réaliser.

Par exemple, le dimensionnement de l'expérience sur les IRT en régime radiatif offre, comme nous l'avons vu à la fin du **chapitre V**, l'opportunité de mettre à l'épreuve un modèle prédisant l'évolution de la zone de mélange des instabilités en prenant en compte le caractère radiatif du choc par la quantification de l'ablation par le rayonnement. Ce pourrait être un développement très intéressant que de vérifier ce modèle, et peut être, d'en construire un si ce dernier ne se montre pas correct. Or pour cela, il faut modifier le dimensionnement de l'expérience, car en l'état actuel des choses, une ablation de la zone de mélange est bien observable mais elle n'est pas mesurable. En effet, comme nous l'avons vu sur la **figure 5.29**, l'évolution des pics est trop inhibée pour qu'une zone de mélange soit correctement distinguée. Une solution serait, par exemple, d'augmenter la taille du poussoir afin d'y inscrire une modulation initiale plus grande sur son interface avec le xénon. En augmentant l'amplitude initiale de cette pré-modulation, la zone de mélange sera plus grande et permettrait de susceptiblement distinguer la zone de mélange.

Concernant les chocs radiatifs, il y a également des voies de recherches qui s'ouvrent suite à nos travaux. Notamment, une expérience permettant d'atteindre des vitesses initiales de choc plus élevées permettrait d'obtenir un caractère encore plus radiatif avec des pressions de 100, 150 et 200 mbar. Ainsi, nous pourrions continuer notre investigation sur la compétition qui a lieu entre l'opacité qui augmente avec la pression du milieu, la température du choc qui augmente avec la vitesse, et les effets du rayonnement. Cela aurait pu tout à fait être le cas avec notre expérience sur le LMJ, mais celle-ci a malheureusement rencontré des problèmes techniques. En plus d'atteindre des régimes encore plus radiatifs dans des pressions élevées de xénon, il serait très pertinent de moduler l'énergie des tirs afin d'obtenir des vitesses de choc qui engendrent les mêmes nombres sans dimension et ce, pour toutes les pressions. Nous pourrions ainsi, pour un même régime radiatif, observer comment ceux-ci se manifestent lorsque la pression du milieu évolue. Pour finir sur ce sujet, il est certain que renouveler l'expérience GEKKO XII avec la mise en place d'une interférométrie qui fonctionne, afin de caractériser le précurseur radiatif de nos chocs, serait d'un apport considérable.

Continuer le développement de notre plateforme d'étude des chocs radiatifs en milieu magnétisé serait également de bon goût. En effet, d'un côté, continuer à progresser sur la plateforme du LULI2000 pour l'étude de ce sujet permettrait d'accéder assez facilement à des données qui, si elles se révèlent fructueuses, donnerait sûrement accès à des installations plus importantes comme le LMJ ou le NIF. Nous avons pour cela déjà deux expériences acceptées et prévues sur le LULI2000 et OMEGA. Leur préparation minutieuse est donc d'un intérêt primordial car l'observation du précurseur magnétique en expérience serait un fait inédit.

Pour terminer, il serait à notre avis judicieux de refaire une campagne source x afin de refaire des tirs pour augmenter nos statistiques et consolider les tendances et dynamiques observées et décrites dans le **chapitre VIII**. De plus, la suppression des couches de plastique sur la boîte de l'enregistreur radiographique serait intelligente car cela nous donnerait accès à plus de zones exploitables par la fonction de transfert optique. Cependant, le processus à l'origine du floutage engendré par ces couches de plastiques n'étant pas tout à fait compris, il serait également pertinent de se concentrer dessus en prévoyant du temps laser pour investiguer sur le sujet.

- 3 - Conclusion personnelle

Les propos qui vont suivre correspondent à la transcription des marques indélébiles que la thèse a laissée en moi. Le lecteur avide de sciences pures et de connaissances nouvelles ne pourra donc pas se repaître avec satisfaction des lignes qui suivent. En revanche, celui curieux de comprendre l'univers émotionnel dans lequel peut être balloté un doctorant au cours de sa dérive doctorale trouvera sans doute quelques éléments d'intérêts dans le paragraphe qui suit.

La thèse est une expérience riche, riche en enseignements, en rencontres mais aussi en émotions. Elle a pour moi marqué la transition entre le statut d'étudiant juvénile vers celui d'un jeune adulte. Au cours de ces trois années j'ai appris à gérer les phases négatives composées de solitude par moment, de découragement par d'autre, ou encore de fatigue tant bien morale que physique. Il n'est pas évident d'avancer dans le blizzard, lorsque la seule chose qui peut nous permettre d'atteindre l'objectif est notre conviction que nous marchons bien dans la bonne direction, malgré l'obscurité, l'esseulement et la fatigue. Alors on marche, pas après pas, mètre après mètre, jour après jour, en priant chaque instant que la pluie faiblisse, au moins un peu. Ces moments dans la noirceur de notre pérégrination sont tout de même entrecoupés par les lueurs qu'apportent les mains tendues lors de nos tribulations : une discussion avec un collègue ou avec un autre doctorant, les mots et les gestes de sa douce, ou simplement quelques moments heureux avec ses proches. Ainsi, avec une bonne dose de résilience, d'abnégation et de ténacité, il est possible d'arriver au bout du chemin. Il y a des pertes, cela est certain, mais il y a également des gains. Dans mon cas, j'y ai gagné de la maturité, de l'expérience et en somme, une certaine forme de sérénité. Je n'ai assurément pas été le doctorant le plus efficace, le plus talentueux ni le plus prolifique. Mais je finalise, en couchant ces quelques derniers mots sur le papier, un document dont je suis fier. Cependant prenez garde ! Détrompez-vous ! Il n'est pas impossible que mon travail soit reçu comme insuffisant ou même impertinent, mais dans ce cas-là, je l'accepterai sans rancune, car à mes yeux, ce que je rends est digne de l'estime que je me porte. Cette thèse est, dans les conditions personnelles et environnementales dans lesquelles elle a été réalisée, ce que je pouvais produire de mieux, du moins, selon moi.

Si je devais retenir une leçon de tout cela, de ces trois années de vie, ce serait qu'il est indispensable de développer sa flexibilité si l'on veut avancer sereinement et paisiblement. Par flexibilité, il faut comprendre une capacité à lâcher prise tout en maîtrisant la dérive. Il faut accepter que parfois, le radeau chavire, passe sous les flots, et dans ce cas, il faut apprendre à retenir son souffle pour ne pas se noyer. Comme l'un de nos plus grands philosophes contemporains nous le serine, il faut être comme l'eau, *shapeless*, afin de sous la contrainte ne pas casser, comme le chêne, mais de plier, comme le roseau, dans l'attente de jours meilleurs.

X Remerciements

En inscrivant noir sur blanc la reconnaissance éternelle que j'ai envers certaines personnes, les remerciements vont me permettre de terminer un chapitre de ma vie et d'en entamer un nouveau. Ce paragraphe est de plus le dernier couché sur le papier, chronologiquement parlant. Il est le seul où je ne peux pas me tromper et par conséquent, le seul qui n'aura pas été corrigé par une tierce personne.

Evidemment, je n'aurai jamais pu mener à bien mes travaux et obtenir de si bonnes données, terreau indispensable à une bonne production scientifique, sans l'aide des membres de l'équipe dans laquelle j'ai travaillé pendant trois ans. Mes superviseurs directs, Bruno et Michel, sont de loin les personnes qui ont le plus permis ce petit miracle, du moins professionnellement. En effet, je dois énormément, si ce n'est tout, à leur expertise expérimentale ainsi qu'à leur encadrement. Bien qu'il faille noter l'abondante aide et l'apport crucial de nombreuses autres personnes telles que Jean-Raphael Marques, Frédéric Lefèvre, toute l'équipe technique du LULI, Youchi Sakawa, Gabriel Rigon, Angelos Triantafyllidis, Tommaso Vinci, Tatiana et Sergei Pikuz, Adam, Charlotte... Michel et Bruno restent sensiblement les deux personnes ayant le plus contribué au bon déroulement de ma thèse. Pour cela, et pour tout ce que je ne dis pas ici, je vous prie, Bruno et Michel, de bien vouloir croire en ma profonde et sincère reconnaissance. La route a été longue, parfois tortueuse, parfois heureuse. Vous avez su m'aider à mener à bien mon travail qui se concrétise aujourd'hui par l'obtention de mon grade de docteur, et pour cela, je tiens encore une fois à vous remercier. Remerciements que je tiens également à formuler envers les membres de mon jury de thèse avec une mention spéciale pour mes deux rapporteurs, Alexis et Emeric.

A cheval entre la sphère professionnelle et amicale, j'ai eu la chance de rencontrer des personnes qui m'ont à la fois permises, de parler de physique ainsi que d'avancer dans mon travail de recherche, et tout simplement, de discuter de tout et de rien. Je tiens donc particulièrement à remercier Ambra, ma chère collègue de bureau dont la résilience m'inspire encore aujourd'hui, Alice et Vincent, duo indissociable que j'affectionne particulièrement notamment pour leur facilité à converser, Gabriel, à qui je dois beaucoup dans mes travaux, d'une part grâce aux siens, et d'autre part grâce ses conseils avisés et pertinents. The last but not the least, Angelos. You're my favorite kebab eater and I would like to thank you for your infinite kindness and your sincere friendship. You've been a true friend to me and I hope that we'll stay so!

Indispensable à la vie du laboratoire, rouages de la recherche académique, j'aimerais remercier tout le personnel du LULI, de l'École Polytechnique et de l'Institut Polytechnique de Paris. Je tiens notamment à chaleureusement remercier Virginie et Myriam, qui ont fait preuve d'une grande gentillesse à mon égard. Mesdames, merci beaucoup pour toute la sympathie que vous m'avez inspiré.

Nous arrivons maintenant aux remerciements emplis d'une émotion particulière, ceux destinées à mes proches, tout d'abord ma belle-famille. Régine, Norma et Philippe, je tiens à vous remercier du fond du cœur pour mon intégration à votre famille, cela représente beaucoup pour moi. Vous avez toujours fait preuve d'une grande bienveillance et gentillesse à mon égard. Je vous souhaite bonheur et prospérité ! Dans un tout autre registre mais tout aussi important, je voudrai reconnaître l'épanouissement que j'ai eu la chance de trouver dans la famille que j'ai pu trouver dans la box 3.91 d'Igny. Sans vous, mes nombreux et vrais amis, beaucoup de choses n'auraient pas pues être possibles. Vous avez égayé mon quotidien tout au long de ces trois années. Merci beaucoup l'équipe, que ce soit les coachs ou les

membres et amis que j'ai pu m'y faire, avec une mention spéciale pour Laure et ses doigts de fées ainsi que sa bonne humeur contagieuse.

Mes amis proches maintenant, bien que peu nombreux, leur support et rôle n'a été que d'autant plus grand dans ce succès que représente pour moi le bon déroulement de cette thèse. Dudu, bien que parfois trop opiniâtre, tu restes l'un de mes amis les plus proches et fidèles et pour cela je t'en remercie. Flo, bien que tu ne pèses pas pour l'instant ton réel impact sur ma réussite, tu m'es très cher et comme je te l'ai déjà dit, tu es et resteras l'un de mes meilleurs amis. J'en profite pour saluer amicalement tes parents et ta famille au passage ! Enfin, le plus bogoss des bogoss, jj la mangouste ou encore connu sous les noms de JB la moustache ou de p'tit gris le mistigri. JJ, tu es sans aucun doute mon pote le plus proche. Toujours présent, tu m'es infailible. Ma vie est d'ores et déjà indélébilement marquée par notre amitié et tout ce que l'on a pu vivre ensemble, cela serait un honneur et un incommensurable plaisir que de pouvoir la continuer tant qu'il me l'est permis.

A vous trois, bande de têtes de nœuds, mrc ! Je n'ai pas la chance d'avoir beaucoup d'amis, mais j'ai la chance d'en avoir de vrais ! (Mentions spéciales à mon Chocho national et à Colin également que la distance ne me permet pas de voir aussi souvent que je le souhaiterai).

Je termine ces remerciements par le noyau dur de mon entourage, ma famille. En grandissant, j'ai beaucoup évolué et appris sur moi. La famille, sentiment vague dans ma jeunesse s'est petit à petit développé et renforcé pour devenir aujourd'hui le pilier central de mes valeurs. Eléonore, miss monde, je ne sais ce que l'avenir nous réserve. J'espère seulement que nous saurons reconnaître et estimer à sa juste valeur l'amour qui nous unit pour nous donner les moyens de l'entretenir et de continuer à heureusement partager nos vies. Nous avons traversé ensemble de nombreuses épreuves. Nous avons navigué à vue, dans des mers parfois grosses. Mais telle la force invisible qui lie l'électron au proton, nous n'avons cessé de graviter l'un autour de l'autre. Puisse donc le sort nous être favorable et tachons de contraindre davantage les planètes afin de faire perdurer la conjonction qui a vu naître notre amour. Quoi que le sort ne nous réserve, je te prie de bien vouloir croire en mon amour et en ma profonde reconnaissance pour m'avoir supporté, aidé, accompagné pendant ces trois années ainsi que pour avoir éclairé de ton rai de lumière mon quotidien. Merci.

Mourad, nous avons le même sang et ce, pour toujours ! Je t'aime comme l'on aime un frère ou un parent. J'aimerais tous les jours pouvoir te le prouver, encore et encore. J'espère qu'un jour cette mer qui nous sépare s'effacera afin que je puisse te retrouver, mon ami éternel, mon cousin, mon frère. Merci et surtout restes comme tu es, bon, sincère et honnête ! Par ce même détour géographique, je tiens à remercier également ma grand-mère, mes autres cousins, cousines, mes tantes et mes oncles. Vous m'êtes indéfectibles.

Nous y voilà, il ne reste plus que vous, ma famille proche. Maman, Papa, mon frère, je vous aime et je vous remercie pour tout ce que vous avez pu faire pour moi. Vous m'inspirez tellement au quotidien par votre courage, votre intelligence, votre abnégation, vos valeurs et votre amour. Je suis profondément et ostentatoirement fier de vous trois. J'ai bien plus d'estime pour chacun de vous que je n'en aurai jamais pour moi-même. Ma vie est d'ores et déjà heureuse et accomplie à votre contact. Si devenir docteur peut apporter un quelconque honneur à notre famille, cela n'est que la moindre des choses que je puisse faire afin de vous honorer. Merci pour tout ! Je vous souhaite encore de nombreux moments et années de bonheur ensemble. Je souhaite plus que tout au monde que chacun de vous trois soit heureux et en bonne santé. Vous m'êtes tout ; mon passé, mon futur, ma fierté, ma famille !

Titre : Etudes des supernovæ et de leur rémanent en astrophysique de laboratoire : influence du champ magnétique et du rayonnement

Mots clés : Instabilités hydrodynamiques, chocs radiatifs, simulation magnétohydrodynamique, astrophysique de laboratoire

Résumé : Cette thèse s'inscrit dans le cadre d'une discipline récente : l'astrophysique de laboratoire. En utilisant des installations de laser de puissance nous recréons grâce à des lois d'échelle des situations astrophysiques en laboratoire. Dans cet environnement contrôlé, nous explorerons l'impact qu'ont un fort rayonnement ainsi qu'un champ magnétique sur l'évolution du souffle d'une étoile qui se meurt lorsqu'il se propage dans son milieu environnant. Cet objet astrophysique observable depuis la Terre que l'on nomme rémanent de supernova est étudié sous différents angles dans cette thèse.

A travers l'étude de ses phases successives, notamment celle des instabilités et celle de son expansion tardive, nous tacherons de mieux comprendre l'influence qu'ont le rayonnement et le champ magnétique, couplés ou non, sur l'évolution du rémanent. Pour cela, nous analyserons des expériences menées sur des installations de laser de puissance situées au Japon, en France et aux EUA.

Title : Studies on supernovæ and their remnant in laboratory astrophysics : impact of the magnetic field and the radiation

Keywords : Hydrodynamic instability, radiative shocks, magnetohydrodynamic simulation, laboratory astrophysics

Abstract : This thesis is part of a recent discipline: laboratory astrophysics. By using high-power laser facilities, we recreate astrophysical situations in a laboratory setting. In this controlled environment, we will explore the impact of intense radiation and a magnetic field on the evolution of the matter ejected from a dying star as it propagates through its surrounding medium. This astrophysical object, observable from Earth and known as a supernova remnant, is studied from various perspectives in this thesis.

Through the investigation of its successive phases, particularly the instabilities and late-time expansion, we aim to better understand the influence of radiation and magnetic fields, whether coupled or not, on the remnant's evolution. To achieve this, we will analyze experiments conducted at high-power laser facilities located in Japan, France, and the USA.