HAL
open science

Equation d'état du fer comprimé par choc laser

Gael Huser

To cite this version:

Gael Huser. Equation d'état du fer comprimé par choc laser. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Ecole Polytechnique X, 2004. Français. NNT : . tel-00006895

HAL Id: tel-00006895

https://pastel.hal.science/tel-00006895v1

Submitted on 15 Sep 2004

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.

THESE

présentée à l'Ecole Polytechnique

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'ECOLE POLYTECHNIQUE

Spécialité : Physique et Technologie des Grands Instruments

par

Gaël HUSER

Equation d'état du fer comprimé par choc laser

soutenue publiquement le 19 Janvier 2004
devant le Jury composé de :

M. Michel BOUSTIE
M. Jean CLEROUIN
M. Rémy FABBRO, Rapporteur
M. François GUYOT, Rapporteur
M. Michel KŒNIG
M. Jean-Luc MIQUEL

THESE

présentée à l'Ecole Polytechnique

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'ECOLE POLYTECHNIQUE

Spécialité : Physique et Technologie des Grands Instruments

par

Gaël HUSER

Equation d'état du fer comprimé par choc laser

soutenue publiquement le 19 Janvier 2004
devant le Jury composé de :

M. Michel BOUSTIE
M. Jean CLEROUIN
M. Rémy FABBRO, Rapporteur
M. François GUYOT, Rapporteur
M. Michel KŒNIG
M. Jean-Luc MIQUEL

Remerciements

Je tiens à remercier Arnold Migus et François Amiranoff, successivement directeurs du laboratoire LULI de l'Ecole Polytechnique pendant ma thèse, pour m'avoir accueilli et permis d'effectuer ce travail de thèse dans d'excellentes conditions.

Je remercie chaleureusement les membres du jury : Messieurs les rapporteurs François Guyot et Rémy Fabbro, ainsi que Messieurs Michel Boustie, Jean Clérouin et Jean-Luc Miquel. L'intérêt ainsi que le regard neuf qu'ils ont portés à mon travail sont tout à mon honneur.

Je tiens bien évidemment à remercier le "lìder màximo" Michel Koenig pour avoir dirigé mon travail de thèse tout en me donnant "toute [sa] confiance", au risque parfois d'amèrement le regretter. Ses qualités humaines ont permis d'établir un dialogue fructueux, sa rigueur et son esprit critique m'ont permis de mener ce projet à bien. J'ai grâce à lui été introduit à la communauté scientifique internationale tout en visitant Cargèse et son maquis, le lac de Côme, le Mont St Helens et bien sûr le riant comté d'Oxfordshire.

Un grand merci également au reste de l'équipe Equations d'etat, à savoir Alessandra Benuzzi-Mounaix pour sa gentillesse et ses conseils précieux en qualité de thésarde pionnière et Nicolas Grandjouan, toujours disponible et loquace au sujet des simulations numériques (et du reste aussi). Je garde un souvenir ému de Bernard Faral qui nous a subitement quitté au cours de l'année 2002.

Un paragraphe n'est pas de trop pour mes compagnons de galère : thésards, stagiaires et autres intermittents de la recherche. Je remercie donc mes camarades exécutants et co-équipiers Emanuele Martinolli, Emeric Henry, Tommaso Vinci et Sébastien Le Pape. Ensemble, nous avons largement perturbé l'ambiance monacale du laboratoire par nos éclats de rire. Parfois, nous avons même discuté de physique. Mes remerciements s'adressent aussi aux stagiaires de Milan, Micaela Tomasini et Bartolomeo Telaro qui se sont beaucoup investis dans les expériences.

Cette thèse est loin d'être un travail exclusivement personnel et je souhaite remercier les expérimentateurs qui ont collaboré avec l'équipe et contribué au succès des résultats obtenus souvent à des heures tardives : Marc Rabec-le-Gloahec, Dimitri Batani, Thierry Jalinaud et Bruno Marchet. Merci également aux théoriciens de Bruyères : Jean Clérouin, Vanina Recoules et Stéphane Bernard, pour les calculs ab initio dédiés à mes résultats.

Je remercie également les équipes techniques, en particulier Jean-Michel Boudenne, Alain Michard et Philippe Moreau. Leur compétence n'a d'égal que leur très grande sympathie. De même, je souhaite remercier l'équipe administrative du laboratoire pour sa disponibilité et gentillesse, en l'occurrence Mesdames Danielle Smadja, Brigitte Marchesin, Hélène Bondiguel, Virginie Multan et Laurence Drouen.

Enfin, dans cette vie d'artiste parfois incompris, il m'aurait été impossible de persévérer sans l'amour et le soutien indéfectible de ma muse Emilie.

Table des matières

Introduction **1**

1 Equation d'état et ondes de choc **11**
1.1 Equation d'état d'un solide à hautes pressions et températures 11
1.1.1 Rappels thermodynamiques 11
1.1.2 Composantes élastiques 13
1.1.3 Composantes thermiques atomiques 17
1.1.4 Excitation thermique des électrons 21
1.1.5 Les tables d'équations d'état SESAME 22
1.2 Compression dynamique 22
1.2.1 Dynamique des gaz 23
1.2.2 Ondes de choc 37
1.2.3 Le débouché du choc 43
1.3 Description phénoménologique de l'interaction laser matière à haut flux 48
1.3.1 Absorption de l'énergie laser 48
1.3.2 Transport de l'énergie laser 50
1.3.3 Ecoulement du plasma et processus d'ablation 51
1.4 Conclusions 54

2 Dispositif expérimental **55**
2.1 Le laser 6 faisceaux du LULI 55
2.2 L'enceinte d'interaction 58
2.3 Diagnostics optiques 59
2.3.1 Configurations expérimentales utilisées 60
2.3.2 Diagnostic actif : Interférometrie VISAR 63
2.3.3 Diagnostic passif : Mesure de l'émission propre 75
2.4 Résultats préliminaires sur cibles simples 82
2.4.1 Simulations numériques MULTI 83
2.4.2 Données expérimentales VISAR 86
2.4.3 Emission propre 89

3 Mesure absolue de l'équation d'état du fer **95**
3.1 Principe de la mesure 95
3.2 Mesure de la vitesse de choc 97

3.2.1 Résolution temporelle 97
3.2.2 Stationnarité du choc 98
3.3 Mesure de la vitesse fluide 100
3.3.1 Résolution spatiale 100
3.3.2 De la vitesse de surface libre à la vitesse fluide 100
3.4 Résultats 102
3.4.1 Vitesses 102
3.4.2 Pression et densité le long de l'Hugoniot principale 103
3.5 Conclusions 106

4 Etats en détente du fer dans le fluorure de lithium : vitesse d'interface 109
4.1 Dimensionnement des expériences 109
4.1.1 Etats accessibles 109
4.1.2 Les cibles Fe/LiF 112
4.1.3 Simulations MULTI 113
4.2 Principe de la mesure de la vitesse d'interface 118
4.2.1 Equation du VISAR modifiée 118
4.2.2 Modèles de l'indice du LiF comprimé 120
4.2.3 Quel modèle utiliser ? 126
4.3 Résultats expérimentaux 127
4.3.1 Images VISAR typiques obtenues : classification des résultats en trois régimes 127
4.3.2 Vue d'ensemble : vitesse d'interface initiale en fonction de l'éclairement laser 131
4.3.3 Régime d'intensité moyenne 132
4.3.4 Régime d'intensité élevée 141
4.4 Conclusion 144

5 Réflectivité du fer en détente dans le fluorure de lithium 147
5.1 Rappels théoriques 147
5.1.1 Relation de dispersion et indice d'un milieu 147
5.1.2 Réflectivité à une interface isolant/métal 150
5.1.3 Lien entre conductivité électrique et réflectivité 153
5.2 Résultats 156
5.2.1 Calculs *ab initio* 156
5.2.2 Mesures de réflectivité 159
5.3 Conductivité électrique 163
5.3.1 Estimation de la conductivité électrique à fréquence nulle 163
5.3.2 Résultats expérimentaux pour la conductivité électrique 170
5.4 Réflectométrie infrarouge 172
5.4.1 Hypothèses de départ 173
5.4.2 Cas d'une cible Fe/LiF au repos 174
5.4.3 Cas des cibles Fe/LiF traversées par une onde de choc 176

5.4.4 Extraction de la vitesse d'interface 183
5.5 Conclusions 186

6 Mesures de température 187
6.1 Emission propre en détente 188
6.1.1 Estimation du transfert thermique dans la fenêtre 188
6.1.2 Estimation du transfert radiatif dans l'épaisseur de peau 192
6.2 Température en détente 192
6.2.1 Lieu des états en détente dans le plan température-pression . . . 192
6.2.2 Effet du préchauffage 193
6.2.3 Principe de la mesure de la température en fonction de la pression en détente 194
6.2.4 Résultats expérimentaux 196
6.3 Estimation de la température de choc 202
6.3.1 Relation de Mie-Gruneisen 202
6.3.2 Hugoniot du fer dans le plan température-pression 203
6.4 Conclusions 205

Conclusion 209

Introduction

Bien que parcourant soixante ordres de grandeur (de 10^{-32} atm dans l'espace intergalactique à 10^{28} atm au coeur d'une étoile à neutrons), la pression a été la dernière grandeur à faire l'objet d'investigations en physique de la matière condensée. L'étude de la matière fortement comprimée soulève pourtant de nombreuses questions tant sur le plan théorique qu'expérimental. Elle se trouve au cœur de nombreuses problématiques concernant aussi bien la synthèse de nouveaux matériaux, la fusion thermonucléaire par confinement inertiel, que la planétologie ou l'astrophysique.

On appelle équation d'état la relation liant entre elles la pression, la densité volumique de masse et l'énergie. Dans le cas d'un gaz, celle-ci est aisément obtenue avec le modèle des gaz parfaits qui se base sur une description statistique de particules effectuant des collisions élastiques. L'énergie cinétique E_c est alors grande devant l'energie potentielle d'interaction E_p : $E_c \gg E_p$. Dès que $E_c \approx E_p$, nous nous trouvons dans le cas d'un liquide, puis d'un solide si $E_c \ll E_p$. La situation se complique énormément et il convient de considérer chaque cas (solide, liquide, corps pur ou composite) comme particulier voire singulier.

Aussi sur le plan théorique, où les méthodes vont de l'établissement de lois empiriques à la résolution de l'équation de Schrödinger pour un sytème comprenant un grand nombre d'atomes, des difficultés apparaissent naturellement. Aujourd'hui encore, l'état solide dans les conditions standard recèle de nombreux aspects mystérieux ; il n'y a pas de raison que les choses soient plus simples à des pressions de l'ordre du mégabar.

Méthodes de compression

Sur le plan expérimental, il est souvent impossible d'obtenir des mesures directes des quantités fondamentales concernées. Malgré la finesse des méthodes expérimentales modernes que nous décrirons ci-après, chacune d'elle présente des limites.

Compression statique

La méthode la plus simple qui vient à l'esprit permettant d'accéder au domaine des hautes pressions est la compression statique. L'instrument le plus répandu aujourd'hui est la cellule à enclume de diamant, fréquemment désignée par l'acronyme DAC

(Diamond Anvil Cell), suivie par les presses dites à grands volumes, telle la presse "Paris-Edinbourg".

La cellule à enclumes de diamant comprime un échantillon entre deux diamants judicieusement taillés. Le diamant, outre sa dureté, présente d'intéressantes propriétés optiques tant dans le domaine visible (jusqu'à 5 eV pour le diamant monocristallin) que celui des rayons X (à partir de 10 keV), ainsi que d'autres aspects mécaniques, thermiques, électriques et magnétiques. L'utilisation de tels instruments a débuté en 1959 avec Bridgman au National Bureau of Standards [Weir *et al.* 1959]. Les pressions obtenues de nos jours vont jusqu'à 3 Mbar. Une première estimation de la pression se fait en divisant la force appliquée aux diamants par la surface de contact avec la cellule contenant l'échantillon. Cette dernière contient également des cristaux de rubis dont le décalage spectral du signal de fluorescence a été calibré en fonction de la pression (par exemple, dans [Mao *et al.* 1978]). L'avantage majeur de cette technique est qu'elle se prête bien à des analyses par rayons X. Fiquet *et al.* [2001] ont ainsi pu mesurer la vitesse du son dans le fer jusqu'à 110 GPa par diffusion inélastique de rayons X à l'ESRF. La température peut également être portée jusqu'à environ 4000 K [Boehler 1993] en chauffant l'échantillon avec un faisceau laser infrarouge [Ming & Bassett 1974]. La température est alors mesurée en associant l'émission propre de l'échantillon à un rayonnement de type corps noir. Bien que le succès de cette méthode ne soit plus à démontrer dans de nombreuses situations, les expérimentateurs se heurtent à des problèmes de stabilité. L'hydrostaticité de l'échantillon est en effet très délicate à atteindre, ainsi que la stabilité en température [Boehler 1996].

Les presses à grands volumes sont notamment utilisées pour l'étude des minéraux et la synthèse de nouveaux matériaux [Yagi 2002]. Ces appareillages sont en général couplés à des sources synchrotron (ESRF, SPring-8, DESY...). La compression est réalisée par une ou plusieurs presses hydrauliques dont la charge peut aller jusqu'à 2000 tonnes en laboratoire et 10000 tonnes en milieu industriel. La pression obtenue est liée à la taille de l'échantillon, de l'ordre du millimètre. Le chauffage de l'échantillon se fait par chauffage résistif et la mesure de la température est donnée par un thermocouple. La distribution spatiale et la stabilité de la température est bien meilleure qu'avec une cellule à enclumes de diamants, mais ceci au détriment de la pression qui se trouve alors beaucoup plus limitée (quelques dizaines de GPa).

Compression dynamique

Comme le remarquent non sans humour Fortov & Mintsev [2002], la première expérimentation d'onde de choc remonte probablement à la confrontation entre David et Goliath. En ces temps reculés (environ 1000 av. J.-C.), la compression dynamique fit déjà ses preuves en appliquant une pression supposée de 1.5kbar sur le front du géant, suffisante pour le faire choir.

Aujourd'hui avec les techniques modernes, jusqu'à six ordres de grandeur sur la pression ont été atteints. La physique des ondes de choc a en réalité pris son essor dans les années 40 avec l'avènement de l'ère nucléaire. Cette nouvelle discipline

qu'est la compression des solides à des pressions de l'ordre du mégabar a été élaborée indépendamment par des équipes de chercheurs aux Etats-Unis et en Union Soviétique. Les expériences les plus marquantes furent ainsi effectuées par les américains avec des canons à gaz et par les soviétiques avec des explosifs.

Les canons à gaz

Les canons à gaz sont des dispositifs très répandus pour l'étude des matériaux comprimés par ondes de choc. La version la plus moderne, dite "à deux étages", comprend un premier tube dans lequel un piston lourd (quelques kilogrammes) est propulsé par l'explosion de quelques kilogrammes de poudre à canon. En aval de ce piston, se trouve un gaz léger (typiquement de l'hydrogène) qui va à son tour être comprimé au point d'ouvrir une soupape donnant accès à un second tube plus étroit, où se trouve un impacteur de petite taille (de l'ordre du centimètre) qui va heurter la cible étudiée. Au Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL), les vitesses atteintes par l'impacteur vont jusqu'à 8 km/s. Cette technique permet d'obtenir des chocs avec une très bonne planéité qui sont maintenus constants pendant plusieurs dizaines de microsecondes, ce qui est largement au delà de la résolution temporelle des détecteurs les plus élémentaires. La simplicité des processus mécaniques intervenant dans ces expériences (la collision d'un objet sur l'autre) permet aisément de placer des capteurs simples à mettre en oeuvre (des contacts électriques, des fibres optiques couplées à des photomultiplicateurs). Les mesures brutes obtenues ainsi sont alors déjà de grande qualité, et permettent d'accéder à des grandeurs fondamentales pour caractériser un état comprimé comme par exemple, la vitesse matérielle. Les principaux inconvénients concernent la lourdeur des expérimentations : ces dispositifs pouvant mesurer jusqu'à vingt mètres de longueur, permettent rarement de pouvoir faire plus d'un tir en une journée. De plus, la pression générée dans les solides n'excède pas 5 Mbar.

Les explosifs

Les explosifs chimiques ont permis de pousser plus loin les pressions atteintes. Jusqu'à 20 Mbar ont été atteints dans le cuivre. La plus grosse installation se trouve à l'Académie Russe des Sciences et supporte des charges allant jusqu'à une tonne de TNT (fig. 1). Dans les explosions nucléaires souterraines ([Ragan 1984],[Trunin 1994]), la densité d'energie est six fois plus élevée que dans les explosifs chimiques et la centaine de Mbar, voire le gigabar, sont aisément atteints dans les métaux. Il a de la sorte été montré que le modèle dit de Thomas-Fermi pouvait être appliqué à partir d'environ 100 Mbar [Altshuler 1992]. De telles expérimentations, compliquées et destructives, sont maintenant bannies par le *Comprehensive Test Ban Treaty* depuis 1996.

FIG. 1 – Chambre à explosifs de l'Académie Russe des Sciences.

Les puissances pulsées

D'autres installations plus exotiques encore telle la machine Z ("Z-pinch") du laboratoire Sandia permettent également d'atteindre des états extrêmes de la matière. Des courants pulsés de plusieurs MA passent à travers un réseau de fils métalliques de quelque microns de diamètre et provoquent ainsi la striction axiale d'un plasma chaud (100 eV) à une vitesse de 500 km/s provoquant la production de rayons X mous. Ce rayonnement permet de générer des chocs de 5 Mbar. L'avantage indéniable de ce type de dispositif est de pouvoir construire la forme du choc en programmant judicieusement la rampe de courant. La pression magnétique peut également être utilisée directement pour accélérer des plaques à des vitesses de 20-25 km/s et permet d'atteindre des pressions de plusieurs dizaines de Mbar dans les solides. L'aspect spectaculaire de telles expérimentations n'a cependant d'égal que leur lourdeur à mettre en oeuvre et leur très faible taux de répétition.

Les lasers de puissance

Les lasers de puissance suscitent un intérêt particulier quant à la génération d'ondes de choc. Avec un laser de taille moyenne tel celui du laboratoire LULI, il est possible de focaliser plusieurs centaines de joules sur une surface de quelques centaines de microns pendant quelques centaines de picosecondes. L'impulsion laser chauffe en effet violemment la cible au point d'y créer un plasma chaud (1-3 keV) et peu dense en face avant. En réaction à la détente de ce dernier, se forme dans la cible une onde de choc par effet fusée. La pression ainsi atteinte va alors jusqu'à quelques dizaines de mégabars et l'expérience peut être répetée toutes les vingt minutes au LULI. La complexité des phénomènes intervenants rend la tâche moins aisée (par rapport aux canons à gaz) lorsqu'il s'agit de caractériser la matière comprimée. Il faut alors avoir recours à des

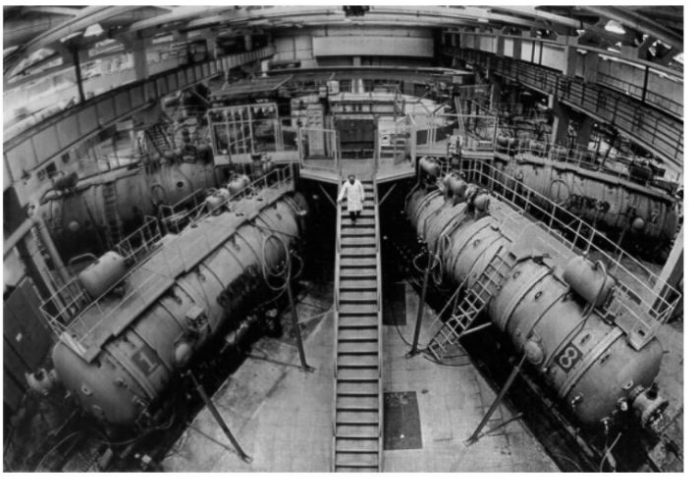

FIG. 2 – Installation Z-pinch.

diagnostics transverses (radiographie X, proton radiographie...) ou en face arrière que nous décrirons plus tard. Une autre difficulté survient quant à la qualité spatiale du choc, particulièrement dépendante de celle de la tâche focale.

Le laser de puissance est cependant aujourd'hui l'outil retenu par la France et les Etats-Unis pour des programmes de grande envergure (Laser Mégajoule et National Ignition Facility) visant à réaliser la fusion thermonucléaire de l'hydrogène par confinement inertiel (FCI). Dans ce schéma, une capsule contenant un mélange de deutérium-tritium est implosée par des faisceaux laser, créant dans le mélange fusible une pression de l'ordre du gigabar et une température de l'ordre de 10^8 K. On provoque alors la réaction suivante :

$$D + T \rightarrow \alpha(3.5MeV) + n(14.1MeV) \tag{1}$$

Les neutrons créés de cette manière peuvent être acheminés vers un modérateur et faire fonctionner un réacteur nucléaire "propre". Les applications en astrophysique sont nombreuses puisque la FCI cherche à recréer en laboratoire les réactions nucléaires ayant lieu au coeur des étoiles. A l'heure actuelle, il est néanmoins déjà possible de recréer des coeurs de planètes en laboratoire [Koenig *et al.* 2000]. Ce travail se focalise sur le coeur terrestre et se propose ainsi d'étudier le cas du fer.

Intérêt du diagramme de phase du fer en géophysique

Bref historique des conceptions de l'intérieur terrestre

L'avènement de la sismologie au début du XXe siècle a permis pour la première fois dans l'Histoire de sonder l'intérieur terrestre. Les séismes engendrent en effet deux types d'ondes se propageant à l'intérieur du globe terrestre :

- Les ondes P sont des ondes de compression. Tout comme les ondes sonores, elles se propagent parallèlement à la direction de vibration.
- Les ondes S sont des ondes de cisaillement. Elles se propagent perpendiculairement à la direction de vibration.

Grâce au réseau d'observatoires sismologiques se développant à l'époque, il devient possible de mesurer le temps de parcours des ondes sismiques. En 1906, Oldham trace des courbes temps-distance et remarque que les ondes S arrivent avec un retard d'une dizaine de minutes sur le temps prévu pour des distances épicentrales supérieures à 120-130°. Il explique ce retard en disant que les ondes traversent une région de plus faible vitesse de propagation et en déduit une discontinuité sismologique vers 3800 km de profondeur. On a ainsi le signe probant que l'intérieur terrestre possède une structure différenciée.

En 1912, Gutenberg constate que les ondes issues d'un séisme disparaissent pour des distances épicentrales comprises entre 105° et 142°. Il explique ce phénomène comme étant dû à la réfraction des ondes (alors appelées PKP) à travers une discontinuité brutale à 2900 km et met en évidence la "zone d'ombre" du noyau (fig. 3).

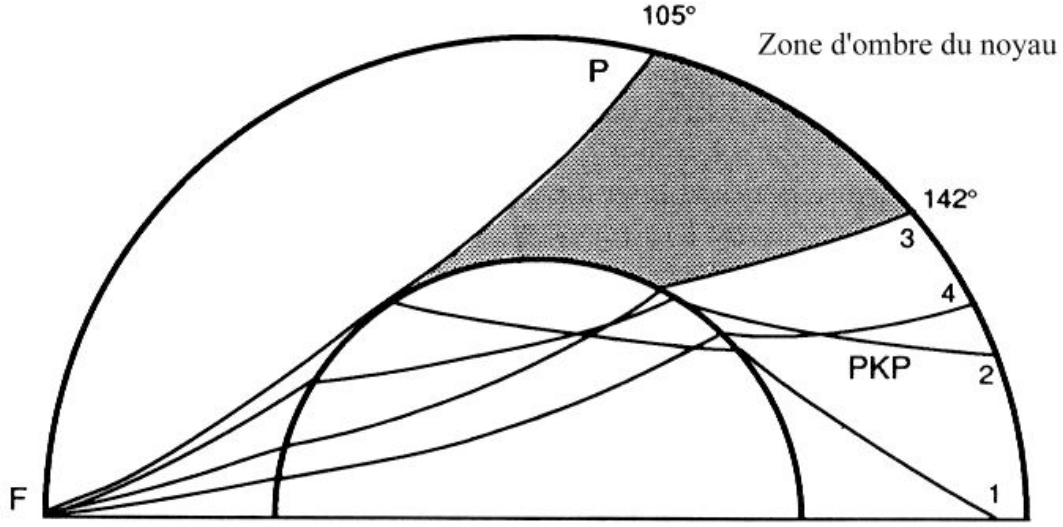

Fig. 3 – Zone d'ombre du noyau. Le séisme a lieu en F. L'onde arrivant en P effleure le noyau, celles arrivant en 1, 2, 3, et 4 sont réfractées par le noyau.

On imagine alors un noyau solide de rigidité supérieure à celle du manteau. Le fait que les ondes S ne soient pas du tout détectées dans la zone d'ombre est attribué au manque de précision des appareils plutôt qu'à la nature fluide du noyau. C'est d'ailleurs en se basant sur l'amplitude des marées qu'en 1926 Sir Jeffreys montre que le noyau est liquide. En effet, la rigidité moyenne de la Terre se déformant sous l'effet de ces dernières est inférieure à celle du manteau. Le fer liquide est alors considéré comme étant le constituant principal du noyau terrestre.

Avec l'amélioration des sismographes, on trouve que des ondes P de faible amplitude sont transmises dans la zone d'ombre. C'est alors qu'en 1936, la sismologue

danoise Inge Lehmann montre dans l'article le plus brièvement intitulé - *P'* - que le noyau terrestre est constitué d'une graine de fer solide et d'une couche de fer liquide.

D'autres arguments privilégient le fer comme constituant principal du noyau terrestre. En effet, la Terre est pourvue d'un champ magnétique, elle doit donc contenir un métal. Ce métal pourrait être l'hydrogène comme sur Jupiter, cependant celui-ci ne correspond pas aux propriétés de densité et de compressibilité mesurées via les trajets des ondes sismiques. Un alliage de niobium aurait pu faire un bon candidat, mais l'abondance cosmique de ce dernier est bien inférieure à celle du fer.

Il est donc admis aujourd'hui que le noyau terrestre est formé d'une graine de fer solide entourée d'une couche de fer liquide. La recristallisation du fer dans la graine libère de la chaleur latente et de l'énergie gravitationnelle. Cette quantité de chaleur est responsable des mouvements de convection dans le noyau externe liquide et explique le phénomène de dynamo auto-entretenue générant le champ magnétique terrestre. Pour estimer correctement le taux d'énergie produite par la graine terrestre en TW, il est alors crucial de connaître la température de fusion du fer à une pression de 330 GPa correspondant à l'interface entre les couches solide et liquide (notée IOB pour "Inner-Outer core Boundary").

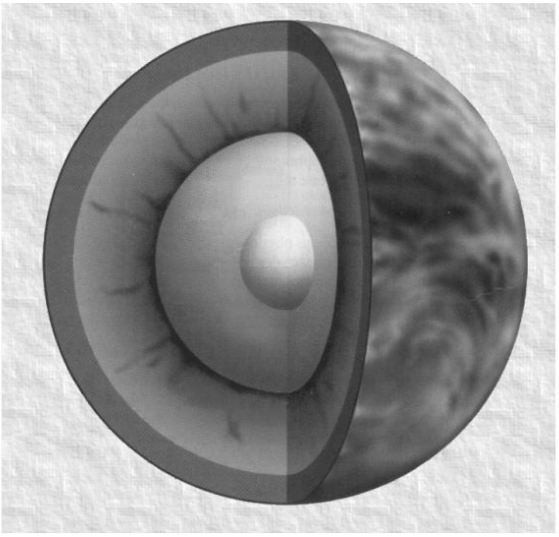

FIG. 4 – Intérieur terrestre déduit des trajets des ondes sismiques.

Travaux antérieurs sur la fusion du fer à haute pression

De nombreux travaux expérimentaux ont tentés de résoudre la question du lieu de la courbe de fusion du fer pour des pressions typiques du coeur terrestre. Les travaux statiques (pour n'en citer que quelques uns : Williams *et al.* [1991], Knittle & Jeanloz [1991], Boehler [1992], Boehler [1993] et Saxena *et al.* [1994]) sont à ce jour les plus prolifiques et permettent de suivre avec une bonne précision le changement d'état

solide-liquide, mais sont limités par la pression et ne peuvent aller au delà de 2 Mbar. Une extrapolation des données est par conséquent nécessaire.

La courbe de fusion mesurée par Williams *et al.* [1991] jusqu'à 105 GPa est en désaccord avec celles de [Boehler 1992, 1993] allant jusqu'à 200 GPa et celle de Saxena *et al.* [1994] limitée à 150 GPa qui donne une température de fusion à 100 GPa supérieure de 1100 K. L'extrapolation des mesures de Boehler [1993] donne une température de 4850 ± 200 K à l'interface noyau liquide/noyau solide, et une température de 4000 K environ, à l'interface entre le manteau et le noyau. Les travaux de Yoo *et al.* [1993] basés sur des ondes de choc créées par canon à gaz donnent une température de fusion à 330 GPa beaucoup plus élevée, puisque de 6830 ± 500 K. Ces mesures sont en bon accord avec les travaux de Williams *et al.* [1987] combinant techniques statiques et dynamiques. Compte tenu de toutes ces données, on obtient un diagramme de phase du fer relativement compliqué et contradictoire dès que la pression devient supérieure à environ 1 Mbar (fig 5). Une description plus exacte du noyau nécessiterait d'ailleurs de considérer un alliage de fer, de quelques % de nickel et d'éléments légers tels que S, O, H, Mg, Si, etc. Il est communément admis que la présence de ces éléments pourrait abaisser la température de fusion de 1000 K environ.

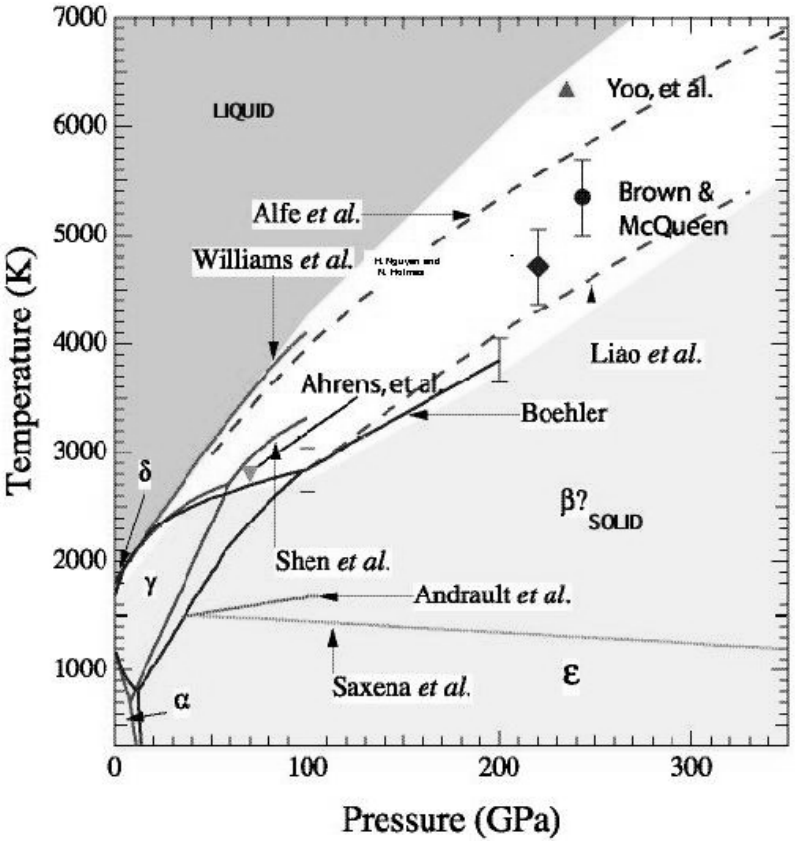

FIG. 5 – Diagramme de phase du fer.

Objectifs de la thèse

Très peu de travaux basés sur des techniques dynamiques concernant la température du fer comprimé ont été publiés (à notre connaissance, Yoo *et al.* [1993] et Williams *et al.* [1987]). L'originalité de cette thèse est donc d'utiliser un laser de puissance dans le but d'obtenir des données pouvant être confrontées à celles des géophysiciens.

Le premier chapitre apporte des éléments de réponse à ces trois questions : Comment décrire les propriétés thermodynamiques d'un solide portés à hautes pressions (quelques Mbar) et températures (quelques milliers de Kelvin) ? Comment la propagation d'une onde de choc y est elle décrite ? Comment générer une onde de choc avec un laser ?

Le deuxième chapitre décrit le dispositif expérimental. Les caractéristiques de la chaîne laser sont présentées, les différents diagnostics utilisés sont passés en revue et leurs performances sont discutées. Les résultats préliminaires sur des feuilles simples de fer y sont également présentés et comparés avec les simulations hydrodynamiques.

Les quatre chapitres suivants sont consacrés aux résultats obtenus. Le chapitre 3 traite de la mesure absolue de l'équation d'état du fer lorsque celui-ci est soumis à une onde de choc. En l'occurence, nous décrivons une expérience permettant de mesurer simultanément la pression et la densité volumique de masse atteintes lors d'une compression dynamique.

L'utilisation d'une fenêtre de fluorure de lithium (LiF) permet d'étudier les propriétés optiques du fer sous hautes pressions. Trois chapitres sont consacrés à cette configuration.

Dans le chapitre 4, nous décrivons une méthode de mesure basée sur un diagnostic actif de la vitesse d'interface lorsque le choc y débouche. Cette mesure permet en effet d'accéder à la pression du fer en détente partielle dans le LiF. Nous montrons que cette mesure est très dépendante des propriétés optiques du matériau fenêtre. Ces dernières sont alors étudiées à partir de la comparaison entre les mesures expérimentales avec les simulations hydrodynamiques.

Le diagnostic utilisé pour la mesure de vitesse permet également d'accéder à la reflectivité, traitée dans le chapitre 5. Celle-ci permet d'évaluer la conductivité électrique. Les résultats expérimentaux sont présentés et confrontés à ceux issus de calculs *ab initio*. Par ailleurs, les signaux de réflectivité obtenus dans l'infrarouge ont également permis d'effectuer une mesure complémentaire de la vitesse d'interface.

Une mesure passive de l'émission propre est présentée dans le chapitre 6. En conjuguant cette dernière avec les mesures de vitesse et de reflectivité, on obtient une température équivalente de corps gris, qui à son tour permet d'obtenir une mesure de la température de choc et de mettre en évidence le changement d'état solide-liquide du fer sous haute pression.

Enfin, en guise de conclusion, nous synthétiserons les résultats obtenus et présenterons les perspectives ouvertes par ce travail.

Chapitre 1

Equation d'état et ondes de choc

Ce travail de thèse s'inscrit dans le vaste domaine de recherches menées sur l'équation d'état de solides portés à hautes pressions et températures dont les bases théoriques sont décrites dans (1.1). Pour obtenir les états voulus, nous utilisons la compression dynamique. Nous dédions alors la section (1.2) aux outils de l'hydrodynamique de milieux compressibles permettant de décrire la propagation des ondes de choc ainsi que certains phénomènes associés. Nous avons vu dans l'introduction que plusieurs moyens sont disponibles pour générer une onde de choc. En l'occurrence nous utilisons l'interaction laser-matière à haut flux, dont les principaux mécanismes sont donnés dans (1.3).

1.1 Equation d'état d'un solide à hautes pressions et températures

1.1.1 Rappels thermodynamiques

Définition de l'équation d'état

L'équation d'état d'un système constitué d'une seule phase est entièrement déterminée par le potentiel thermodynamique. La définition de ce dernier dépend des variables d'état choisies. Par exemple à la densité ρ et à la température T, on associe l'énergie libre F qui vérifie

$$F = E - TS, \tag{1.1}$$

$$dF = \frac{p}{\rho^2} d\rho - SdT, \tag{1.2}$$

où E est l'énergie interne et S l'entropie. De la différentielle de F (1.2), nous pouvons déduire la pression et l'entropie :

$$p = \rho^2 \Big(\frac{\partial F}{\partial \rho}\Big)_T, \tag{1.3}$$

$$S = -\Big(\frac{\partial F}{\partial T}\Big)_\rho, \tag{1.4}$$

puis, réinjectant (1.4) dans (1.1) nous obtenons l'énergie interne

$$E = F + TS = -T^2 \frac{\partial}{\partial T}\Big(\frac{F}{T}\Big)_\rho.$$

Plus généralement, lorsqu'on connaît l'énergie libre $F(\rho, T)$, on peut écrire une relation entre trois des quatre grandeurs p, ρ, T, E qui s'appelle *équation d'état*. Par exemple :

$$f(P, \rho, E) = 0. \tag{1.5}$$

Cohérence thermodynamique

Un modèle d'équation d'état est thermodynamiquement cohérent s'il vérifie

$$\frac{\partial^2 F}{\partial \rho \partial T} = \frac{\partial^2 F}{\partial T \partial \rho},$$

ce qui revient à vérifier que dF est une différentielle totale exacte. En développant, on obtient

$$p - \rho^2 \Big(\frac{\partial E}{\partial \rho}\Big)_T = T\Big(\frac{\partial P}{\partial T}\Big)_\rho. \tag{1.6}$$

Composantes élastique, thermique et électronique

Dans le domaine des hautes pressions atteintes dans les expériences de compression dynamique, le potentiel thermodynamique se construit à partir de trois contributions traitées séparément :

- la composante élastique, indicée c,
- la composante thermique atomique, indicée T,
- la composante électronique, indicée e^-.

L'énergie libre s'écrit alors :

$$F(\rho, T) = F_c(\rho) + F_T(\rho, T) + F_{e^-}(\rho, T).$$

Les autres grandeurs dérivées du potentiel thermodynamique peuvent ainsi être séparées en trois contributions. Dans ce qui suit, nous allons traiter chacune d'entre elles et choisirons comme grandeurs la pression et l'énergie interne. Nous pouvons d'ores et déjà écrire :

$$p = p_c + p_T + p_{e^-}, \tag{1.7}$$
$$E = E_c + E_T + E_{e^-}. \tag{1.8}$$

La composante élastique est déterminée par le potentiel interatomique à température nulle. Les composantes thermiques atomique et électronique ne sont bien évidemment pas définies à température nulle. A température ambiante, leur contribution

est négligeable devant la composante élastique. Dans la gamme de pression qui nous intéresse, de l'ordre du Mbar, les composantes thermiques sont du même ordre de grandeur que la composante élastique, puis dominent à très hautes pression et densité.

1.1.2 Composantes élastiques

Les composantes élastiques[1] de la pression et de l'énergie interne sont déterminées par les interactions atomiques à température nulle. L'énergie interne élastique n'est donc autre que l'énergie potentielle d'interaction entre les atomes constituant le solide. Sa nature est répulsive à courte distance, puis passe par un minimum correspondant à la position d'équilibre V_{0c}. Cette position d'équilibre correspond au volume spécifique à température nulle, très peu différent du volume spécifique à température ambiante. Lorsque la distance entre atomes continue d'augmenter, l'énergie spécifique augmente à cause du potentiel électrostatique qui tend à ramener les atomes vers leur position d'équilibre, jusqu'à ce que la matière perde son caractère condensé : l'énergie tend alors vers la chaleur latente de vaporisation U (voir fig.1.1). Pour les métaux, U vaut quelques eV par atome. Dans le cas du fer, U=4.1eV/atome.

La pression élastique se déduit naturellement de l'énergie interne élastique en écrivant que l'augmentation d'énergie est égale au travail de compression :

$$p_c = -\frac{dE_c}{dV}.$$

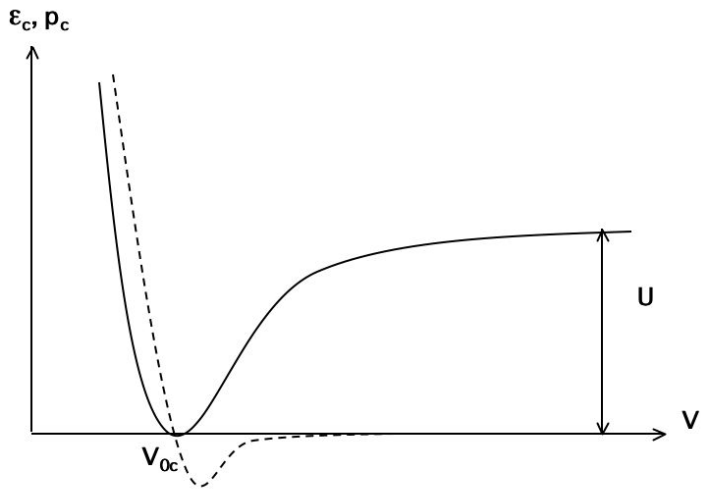

FIG. 1.1 – Potentiel d'interaction entre atomes dans un solide (trait continu) et pression associée (trait pointillé) en fonction du volume spécifique V.

La pente de la pression élastique en fonction du volume spécifique permet de définir deux grandeurs fondamentales caractérisant un solide comprimé : la compressibilité κ_0 et la vitesse du son c_0 données par

[1] également appelées composantes froides

$$\kappa_0 = -\frac{1}{V_0}(\frac{\partial V}{\partial p})_{T_0}, \tag{1.9}$$

$$c_0 = V\left|\frac{\partial p_c}{\partial V}\right|_S^{1/2}. \tag{1.10}$$

Pour le fer dans les conditions standard [Zel'dovich & Raizer 1967],

$$\kappa_0 = 5,9.10^{-7}\text{bar}^{-1} \quad \text{et} \quad c_0 = 5,85\text{km/s}.$$

La relation entre les composantes froides des grandeurs thermodynamiques est une équation d'état isotherme, en l'occurrence à température nulle. En raison de l'immense complexité du problème, il n'existe à ce jour aucune formulation théorique satisfaisante. Les géophysiciens ont alors recours à des modèles semi-empiriques partant du formalisme de la mécanique du solide ou de potentiels interatomiques. A titre d'information, nous présentons les modèles les plus courants dans la littérature.

Isothermes issue de la théorie de l'élasticité

Module de compressibilité L'isotherme la plus simple que l'on puisse imaginer est la définition du module de compressibilité K_0 exprimé en Pa :

$$K_0 = \frac{1}{\kappa_0} = \frac{dp}{d\ln\rho},$$

ce qui donne :

$$p = -K_0 \ln\frac{\rho_0}{\rho}.$$

Ce modèle ne tient pas compte du fait qu'en réalité K augmente avec p, c'est à dire qu'il est de plus en plus difficile de comprimer un solide.

Isotherme de Murnaghan Murnaghan [1967] montre que le module de compressibilité peut s'écrire :

$$K = \frac{1}{3}(3\lambda_0 + 2\mu_0) + kp_0,$$

où λ_0 et μ_0 sont les coefficients de Lamé[2] à pression nulle et k est une constante donnée par : $k = K_0' = (\partial K/\partial p)_{p=0}$ (ce qui revient à faire un développement limité de K autour de K_0 au premier ordre). On obtient alors :

$$p = \frac{K}{K_0'}[(\frac{\rho}{\rho_0})^{K_0'} - 1].$$

On fait dans ce cas l'hypothèse que le module de compressibilité est linéaire avec la pression, hypothèse utilisée par Laplace [1825] pour calculer la densité au centre de la Terre et par Eddington [1930] pour la description des intérieurs stellaires.

[2] λ est déterminé par les constantes élastiques du solide et μ est le module de cisaillement. Ces coefficients permettent d'obtenir le tenseur des efforts à partir du tenseur des contraintes.

Isotherme de Birch-Murnaghan Cette équation d'état est fréquemment utilisée pour traiter la compression. Elle est basée sur le tenseur ϵ_{ij} des contraintes eulériennes[3] finies. Dans le cas d'une compression isotrope, on a $\epsilon_{ij} = \epsilon\delta_{ij}$ où ϵ est la contrainte eulérienne de dilatation. On montre que la compression $f = -\epsilon$ peut s'écrire $f = \frac{1}{2}((\frac{\rho}{\rho_0})^{2/3} - 1)$ et que l'énergie libre F peut s'écrire sous forme de série entière en f :

$$F = a(T)f^2 + b(T)f^3 + c(T)f^4 + \dots$$

L'énergie libre pouvant faire office de potentiel thermodynamique, il ne reste plus qu'à utiliser la thermodynamique classique pour avoir accès aux grandeurs qui nous intéressent, par exemple la pression avec $p = -(\partial F/\partial V)_T$.

Isotherme de Birch-Murnaghan au deuxième ordre En se limitant au deuxième ordre en f dans l'expression de l'énergie libre, on peut montrer que la pression s'écrit :

$$p = \frac{3}{2}K_0\left[(\frac{\rho}{\rho_0})^{7/3} - (\frac{\rho}{\rho_0})^{5/3}\right].$$

Cette expression permet d'exprimer le module de compressibilité K :

$$K = K_0(1 + 7f)(1 + 2f)^{5/2},$$

ainsi que sa dérivée première par rapport à la pression :

$$K_0' = \frac{12 + 49f}{3 + 21f}$$

qui tend vers 4 lorsque f tend vers 0. Cette valeur semble raisonnablement exploitable puisque proche de nombreux résultats expérimentaux concernant des matériaux du manteau terrestre ([Zha *et al.* 1998],[Utsumi *et al.* 1998]...).

Equation d'état logarithmique Les contraintes d'Euler ou de Lagrange tendent vers des valeurs finies lorsque la compression ou la dilatation tendent vers l'infini. Elles ne s'avèrent donc pas satisfaisantes lorsqu'il s'agit de traiter des problèmes où interviennent de grandes déformations. On fait alors appel à la contrainte de Hencky, définie par l'incrément :

$$d\epsilon = \frac{dl}{l},$$

où dl est la variation de longueur l de l'échantillon considéré. En intégrant, il vient :

$$\epsilon = \frac{1}{3}\ln(\frac{\rho_0}{\rho}).$$

L'équation d'état logarithmique s'obtient en développant l'énergie libre F en puissances de la contrainte de Hencky.

[3] ici le schéma eulérien revient à exprimer les coordonnées des points du système déformé en fonction de celles correspondant à l'état au repos

Le deuxième ordre est alors donné par :

$$p = K_0 \frac{\rho}{\rho_0} \ln \frac{\rho}{\rho_0},$$

et au troisième ordre :

$$p = K_0 \frac{\rho}{\rho_0} \ln \frac{\rho}{\rho_0} \left[1 + (\frac{K_0' - 2}{2} \ln \frac{\rho}{\rho_0}) \right].$$

Isothermes issues de potentiels interatomiques

On obtient de telles équations d'état en identifiant le potentiel thermodynamique (représenté ici par l'énergie libre de Helmholtz) au potentiel interatomique. Il suffit ensuite de dériver par rapport au volume spécifique pour obtenir la pression.

Equation d'état dérivée du potentiel de Mie En considérant le potentiel de Mie :

$$F(r) = -\frac{a}{r^m} + \frac{b}{r^n} = -\frac{a}{\rho^{m/3}} + \frac{b}{\rho^{n/3}},$$

où r est la distance au centre d'une sphère atomique et où a et b sont ajustés de manière à avoir $r = r_0$ et $K = K_0$ pour $p = 0$. On obtient alors :

$$p = \frac{3K_0}{n-m} \left[(\frac{\rho}{\rho_0})^{1+n/3} - (\frac{\rho}{\rho_0})^{1+m/3} \right].$$

Equation d'état de Vinet Le potentiel de Vinet s'écrit :

$$F(a) = F_0(1+a)\exp(-a),$$

avec $a = \frac{r-r_0}{l}$ où l est une longueur caractéristique. On obtient alors pour la pression :

$$p = 3K_0(\frac{\rho_0}{\rho})^{-2/3} \left(1 - (\frac{\rho_0}{\rho})^{1/3} \right) \exp \left[\frac{3}{2}(K_0' - 1)(1 - (\frac{\rho_0}{\rho})^{1/3}) \right].$$

Quelques unes des isothermes que nous venons de décrire sont représentées sur la figure 1.2.

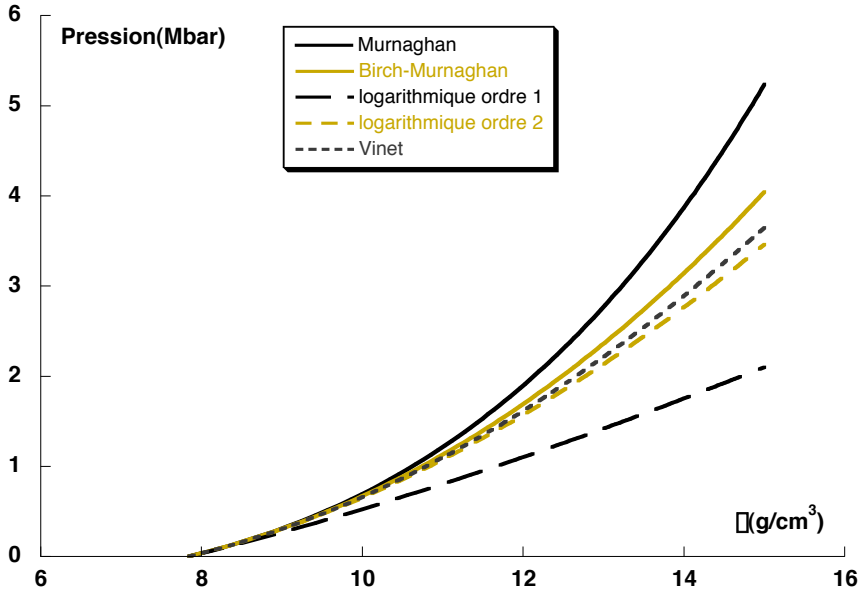

FIG. 1.2 – Isothermes semi-empiriques

Il est théoriquement possible d'établir une limite à la compression froide d'un solide soumis à de hautes pression et densité. Lorsque cette dernière est typiquement de quatre fois la densité nominale pour le fer, les nuages électroniques des atomes perdent leurs structures individuelles. L'état de la matière peut alors être décrit par le modèle statistique de Thomas-Fermi, ou Thomas-Fermi-Dirac tenant compte de l'énergie d'échange. Dans cette limite, la pression élastique prend la forme

$$p_c \sim \rho^{5/3} \sim V^{-5/3}.$$

1.1.3 Composantes thermiques atomiques

Hypothèse de départ

Le mouvement thermique des noyaux atomiques peut être considéré comme étant harmonique autour de la position d'équilibre, indépendamment de l'état solide ou liquide de la matière.

Cette hypothèse tient au fait qu'à des températures de l'ordre de l'eV, la chaleur latente de fusion[4] est comparativement petite devant l'énergie interne spécifique. Son effet sur les propriétés thermodynamiques du matériau considéré est donc négligeable. Tant que la température n'est pas trop élevée, l'énergie vibrationnelle des atomes (de l'ordre de $k_B T$ par atome, où k_B désigne la constante de Boltzmann) est petite devant la barrière de potentiel (quelques eV) les empêchant de quitter le réseau cristallin. Cette barrière est d'autant plus haute que la compression est élevée du fait du potentiel de répulsion très raide entre atomes lorsque la distance est petite. Si la température est

[4]qui vaut 0,133 eV/atome pour le fer dans les conditions standard

inférieure à une température seuil que nous définirons après, la chaleur spécifique prend l'expression classique $c_v = 3k_B/atome$ ou $c_v^{massique} = 3Nk_B$ où N désigne le nombre d'atomes par unité de masse. La composante thermique de l'énergie interne spécifique s'écrit alors :

$$E_T = c_v(T - T_0) + E_0 = c_v(T - T_0) + \int_0^{T_0} c_v(T)dT \approx c_v(T - T_0) + c_v T_0,$$

soit :

$$E_T = c_v T.$$

Pour définir la température seuil au delà de laquelle les atomes ne vibrent plus autour de leur position d'équilibre, on peut comparer la chaleur spécifique à la hauteur de la barrière de potentiel interatomique. Les atomes franchissent cette dernière lorsque la température est très élevée et se comportent comme ils le feraient dans un gaz parfait monoatomique. La chaleur spécifique correspond alors à trois degrés de liberté en translation : $c_v = \frac{3}{2}k_B$, au lieu de $3k_B$ lorsqu'ils restent autour de leur position d'équilibre. En d'autres termes, cette transition a lieu lorsque l'énergie cinétique d'un atome est de l'ordre de la hauteur de la barrière de potentiel, c'est à dire lorsque

$$\frac{3}{2}k_B T = \frac{U}{N}.$$

On peut alors définir une température de seuil T_s séparant les régions où c_v vaut $3k_B$ et $\frac{3}{2}k_B$:

$$T_s = \frac{2}{3}\frac{U}{k_B N}.$$

Pour le fer dans les conditions standard, $U/N \sim 2.5$ eV et $T_s \sim 20000$ K, ce qui est une borne inférieure sur T_s car la hauteur de la barrière de potentiel croît avec la compression. Dans nos conditions expérimentales où la température n'excède pas $\sim$2 eV, l'hypothèse d'atomes vibrant autour de leur position d'équilibre est donc raisonnable.

Le coefficient de Grüneisen : définition macroscopique

Se plaçant à une température inférieure à T_s, nous avons maintenant suffisamment d'éléments pour considérer l'équation d'état d'un solide comprimé dont les atomes subissent de petites vibrations. Les équations (1.7) et (1.8) deviennent :

$$p = p_C(V) + p_T(V,T), \tag{1.11}$$
$$E = E_C(V) + 3Nk_B T. \tag{1.12}$$

On peut déduire la pression de la cohérence thermodynamique (1.6) :

$$\left(\frac{\partial E}{\partial V}\right)_T = T\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V - p. \tag{1.13}$$

La chaleur spécifique $c_v = 3Nk_B$ étant indépendante du volume, nous pouvons écrire que la pression est proportionnelle à la température : $p_T = \phi(V)T$ où ϕ est une fonction arbitraire de V. Alors,

$$p_T = \gamma(V)\frac{c_v T}{V} = \gamma(V)\frac{E_T}{V}, \tag{1.14}$$

où la quantité γ désigne le **coefficient de Grüneisen** caractérisant le rapport de la pression thermique à l'énergie thermique du milieu.

Dans les conditions standard, on peut exprimer $\gamma_0 = \gamma(V_0)$ en utilisant la relation thermodynamique $(\frac{\partial p}{\partial T})_V(\frac{\partial T}{\partial V})_p(\frac{\partial V}{\partial p})_T = -1$, où l'on fait apparaître la compressibilité isotherme

$$\kappa_0 = -\frac{1}{V_0}\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_T$$

et le coefficient d'expansion thermique

$$\alpha = \frac{1}{V_0}\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p,$$

ce qui permet d'exprimer le coefficient de Grüneisen plus simplement :

$$\gamma_0 = \frac{V_0\alpha}{c_v\kappa_0} = \frac{\alpha}{\rho_0 c_v \kappa_0} = \frac{\alpha c_0^2}{c_v},$$

où c_0 désigne la vitesse du son telle que nous l'avons définies dans 1.1.2. Le coefficient de Grüneisen pour les métaux dans les conditions standard est en général voisin de 2.

Le coefficient de Grüneisen permet également d'accéder aisément à l'entropie du matériau considéré. La différentielle de l'entropie est :

$$dS = \frac{dE_T + p_T dV}{T} = c_v\frac{dT}{T} + \gamma_0 c_v \frac{dV}{V}, \tag{1.15}$$

où, en vertu du théorème de Nernst énonçant $S(T = 0) = 0$, seules les composantes thermiques p_T et E_T apparaissent. En intégrant membre à membre, nous obtenons l'augmentation d'entropie :

$$\Delta S = c_v \ln\left(\frac{T}{T_0}\right)\left(\frac{V}{V_0}\right)^{\gamma_0}. \tag{1.16}$$

Lorsque la transformation est isentropique, alors (1.16) donne :

$$\frac{T}{T_0} = \left(\frac{V_0}{V}\right)^{\gamma_0}. \tag{1.17}$$

Le coefficient de Grüneisen étant issu de l'intégration de (1.13), celui-ci est proportionnel à une fonction arbitraire de V ce qui permet d'affirmer que celui-ci est indépendant de la température. De plus, en reportant (1.17) dans (1.14), on obtient la relation

$$\frac{\gamma(V)}{V} = cste$$

qui permet d'évaluer le coefficient de Grüneisen en fonction de la compression.

Ceci reste bien entendu valable uniquement dans le cadre de l'hypothèse que nous avons établie au début de cette sous-section, à savoir que les atomes effectuent de petites vibrations autour de leurs positions d'équilibre. Lorsque la température tend vers l'infini, le mouvement des noyaux atomiques devient aléatoire. Il en est de même lorsque le volume spécifique tend vers l'infini, et ce quelque soit la température. Dans ces deux cas limites, le comportement est alors de type gaz parfait c'est à dire :

$$p_T = \frac{Nk_BT}{V} = \frac{2}{3}\frac{E_T}{V},$$

ce qui mène à :

$$\lim_{T,V\to\infty} \gamma = \frac{2}{3}.$$

Le coefficient de Grüneisen : définition microscopique

Dans le cadre de l'approximation de Debye, les quanta de vibration du réseau cristallin obéissent à la relation de dispersion linéaire $\omega = \bar{v}k$, où $\bar{v}$ est une vitesse du son moyenne, $\omega = 2\pi\nu_{vib}$ la pulsation et k le vecteur d'onde. On peut alors définir une densité d'états de vibration[5]. La dépendance à la fréquence de cette densité d'état s'appelle le spectre de vibrations. Ce spectre de vibration possède une pulsation de coupure désignée par abus de langage la fréquence de Debye ω_D. On peut montrer que celle-ci dépend du nombre d'Avogadro, du numéro atomique et du volume spécifique :

$$\omega_D = \bar{v}\Big(\frac{6\pi^2\mathcal{N}_A}{Z}\Big)^{1/3}V^{-1/3},$$

ce qui permet de définir une température de Debye Θ_D liée à l'énergie de vibration du réseau :

$$\Theta_D = \frac{\hbar\omega_D}{k_B}.$$

Pour le fer, la température de Debye vaut 420K.

Considérant toujours un solide dont les atomes vibrent en harmonie autour de leurs positions d'équilibre à la fréquence ν_{vib} telle que $h\nu_{vib} \ll k_BT$, son énergie libre est :

$$F = E_c(V) + 3Nk_BT\ln\frac{h\overline{\nu}}{k_BT}, \tag{1.18}$$

où $\overline{\nu}$ est une fréquence de vibration moyenne liée à la température de Debye Θ_D par $h\overline{\nu} = e^{-1/3}k_B\Theta_D$.

L'énergie libre donne l'énergie interne et la pression par le biais des relations thermodynamiques :

$$E = F - T\frac{\partial F}{\partial T} = E_c(V) + 3Nk_BT = E_c + E_T, \tag{1.19}$$

$$p = -\frac{\partial F}{\partial V} = -\frac{dE_c}{dV} - 3Nk_BT\frac{\partial \ln\overline{\nu}}{\partial V} = p_c + p_T. \tag{1.20}$$

[5] c'est à dire le nombre de modes de vibration par unité de fréquence

En identifiant la partie thermique de la pression à (1.14), il vient immédiatement :

$$\gamma(V) = -\frac{\partial \ln \overline{\nu}}{\partial \ln V}, \tag{1.21}$$

ce qui permet de lier le coefficient de Grüneisen à la fréquence de vibration du réseau cristallin.

Nous verrons ultérieurement que la donnée de ce coefficient dit adiabatique est essentielle dans les expériences de compression dynamique, notamment pour la mesure de la température de choc.

1.1.4 Excitation thermique des électrons

On se place dans le cas d'un métal. Nous considérons ici un gaz d'électrons libres qui peut se mouvoir à travers un réseau d'ions immobiles et obéissant à la statistique de Fermi-Dirac. Au zéro absolu et en accord avec le principe de Pauli, les électrons sont dans leurs états fondamentaux et leur énergie cinétique ne dépasse pas l'énergie de Fermi donnée par la densité volumique d'électrons libres n_e :

$$E_F = \frac{\hbar^2}{2m_e}(3\pi^2 n_e)^{2/3}.$$

Pour le fer, E_F=11,28 eV et la température de Fermi vaut $T_F = E_F/k_B$=129710°K. L'énergie de Fermi est incluse dans l'énergie interne E_c définie précédemment.

Lorsque la température augmente tout en restant inférieure à T_F, une fraction k_BT/E_F du nombre total d'électrons va dépasser l'énergie de Fermi d'une quantité de l'ordre de k_BT. On peut alors montrer que l'énergie thermique spécifique des électrons est

$$E_{e^-} = \frac{1}{2}\beta T^2,$$

où le coefficient β est lié à la densité du métal par

$$\beta = \frac{4\pi^4}{(3\pi^2)^{2/3}}\frac{k_B^2 m_e}{h^2}\rho^{-2/3}.$$

On peut de là définir la chaleur spécifique électronique

$$c_{ve} = \beta T,$$

et un coefficient de Grüneisen électronique défini par

$$p_{e^-} = \gamma_{e^-}\frac{E_{e^-}}{V},$$

et qui vaut 2/3 dans le cas d'un gaz parfait d'électrons libres.

Les composantes thermiques électroniques n'interviennent que pour des températures élevées. La chaleur spécifique électronique est en effet très petite devant celle du réseau cristallin à température ambiante. Elle cesse d'être négligeable au delà de quelques 0,1 eV et domine au delà de $\sim$ 5 eV.

1.1.5 Les tables d'équations d'état SESAME

Les tables d'équations d'état SESAME [1992] ont été développées au Los Alamos National Laboratory depuis la fin des années 70. Elles se présentent sous forme de bases de données donnant l'énergie interne et la pression en fonction de la densité et de la température sur un domaine très étendu (typiquement $10^{-6} \leq \rho(\mathrm{g.cm^{-3}}) \leq 10^3$ et $0 \leq T(\mathrm{K}) \leq 10^7$). Tous les états (gaz, liquide, solide) sont représentés, ce qui permet d'utiliser ces tables avec un code hydrodynamique.

Les composantes froides, thermiques et thermiques électroniques sont traitées séparément pour les matériaux les plus communs. Les électrons sont décrits par le modèle de Thomas-Fermi-Dirac, tandis que les ions sont décrits par une équation d'état de Grüneisen aux densités supérieures à la densité normale et par le modèle des gaz parfaits en dessous. D'autres modèles plus spécifiques sont aussi utilisés en fonction du matériau et du lieu considéré dans le diagramme de phase. Des données expérimentales sont également intégrées afin d'ajuster les paramètres libres subsistants. Le fait d'avoir plusieurs modèles différents pour décrire l'équation d'état peut conduire à des incohérences thermodynamiques à la transition entre deux domaines. Ces incohérences se manifestent par des discontinuités des dérivées des grandeurs thermodynamiques. La vitesse du son dans le fer présente ainsi une discontinuité à 0,12-0,16 Mbar.

Au cours de cette thèse, nous avons fait un usage intensif des tables du fer. La table 2140, générée en 1973, ne tient pas compte des transitions de phase et des changements d'état dans le domaine de pression et densité atteint dans nos expériences. La table 2150 [Kerley 1992] est multiphase : 4 phases solides y sont traitées (α, γ, δ et E) ainsi que les états liquide et gaz. Cette dernière, calée sur les mesures de Trunin *et al.* [1992], diffère peu de la table 2140 en ce qui concerne les grandeurs dites "mécaniques" telles que pression, densité, vitesses, énergie totale... La différence de taille se situe au niveau de la température. En effet, la prise en compte des différentes phases solides et de l'état liquide conduit à une courbe d'Hugoniot dans le plan température-pression présentant des plateaux correspondant aux transitions $\alpha \rightarrow \epsilon$ et $\epsilon \rightarrow$liquide. De plus, la contribution des électrons à la chaleur spécifique y est plus importante que dans la table 2140, ce qui conduit à des températures de choc plus faibles. Nous aurons l'occasion de confronter ces tables à l'expérience au cours des chapitres suivants.

1.2 Compression dynamique

Nous obtenons des états chauds et comprimés en propageant une onde de choc dans un matériau. La formation de celle-ci ainsi que ses effets sur le milieu considéré se comprennent dans (1.2.1) grâce au formalisme de l'hydrodynamique de milieux compressibles, par exemple un gaz parfait. La compression dynamique ne permet d'atteindre que certaines régions du diagramme de phase. Dans (1.2.2), nous expliquons comment les équations de conservation permettent de connaître les états atteints. Comme le fer est opaque, les seules possibilités de diagnostic dans le domaine visible se trouvent à l'extérieur de l'échantillon d'intérêt, au niveau de la face arrière. C'est pourquoi nous

décrivons dans (1.2.3) les phénomènes associés au débouché du choc.

1.2.1 Dynamique des gaz

Nous traitons dans un premier temps le cas d'un gaz parfait. L'équation d'état de ce dernier est en effet bien connue, ce qui permet de se focaliser sur l'hydrodynamique en supposant connues les propriétés thermodynamiques du milieu considéré.

Les cas d'école de la mécanique des fluides traitent en général des fluides incompressibles. Dans le cas d'un liquide, il faut en effet appliquer une pression de l'ordre du millier d'atmosphères pour obtenir des changements notables de densité. Dans les conditions standard, un liquide est donc considéré comme étant incompressible.

Dans le cas d'un gaz, il suffit d'une faible perturbation de la pression, de l'ordre de la pression atmosphérique, pour le comprimer notablement et faire intervenir sa compressibilité.

On fait alors appel aux équations de la dynamique des gaz. Celles-ci permettent de définir la vitesse, la pression et la densité, fonctions de l'espace et du temps. La donnée de ces grandeurs permet de décrire l'état du gaz en mouvement, dont les propriétés thermodynamiques sont considérées comme connues. Dans ce qui suit, on néglige les effets gravitationnels, la viscosité et la conduction thermique. Rappelons que de manière générale en mécanique des fluides, existent deux points de vue permettant de décrire un écoulement. La représentation d'Euler, faisant usage de l'opérateur $\frac{\partial}{\partial t}$, décrit le changement dans le temps d'une grandeur quelconque à un point fixe dans l'espace. Dans la représentation de Lagrange, l'opérateur dérivée particulaire $\frac{D}{Dt}$ décrit le changement dans le temps d'une grandeur associée à une particule fluide en mouvement et s'écrit $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{u}.\vec{\nabla}$.

Conservation de la masse Considérons les flux de masse entrant et sortant par les surfaces délimitant un volume $\Delta V = \Delta x \Delta y \Delta z$ ainsi que les quantités qui y sont créées et consommées (termes source et puits) pendant un intervalle de temps Δt. En faisant tendre les différences vers des variations infinitésimales, on aboutit à l'équation de continuité :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla}.\rho\vec{u} = 0, \tag{1.22}$$

qui peut aussi s'écrire :

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho\vec{\nabla}.\vec{u} = 0. \tag{1.23}$$

et le cas particulier $\vec{\nabla}.\vec{u} = 0$ correspond au fluide incompressible.

Conservation de la quantité de mouvement L'équation de la conservation de la quantité de mouvement n'est autre que l'équation de Newton énonçant que la variation de la quantité de mouvement est égale au travail des forces de pression et s'écrit :

$$\rho\frac{D\vec{u}}{Dt} = -\vec{\nabla}p. \tag{1.24}$$

En représentation lagrangienne, (1.24) s'écrit :

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u}.\vec{\nabla}\vec{u} = -\frac{1}{\rho}\vec{\nabla}p. \tag{1.25}$$

Cette équation étant vectorielle, elle se décompose en trois équations pour chacune des composantes u_x,u_y,u_z de la vitesse.

Conservation de l'énergie L'équation de conservation de l'énergie ne fait que traduire le premier principe de la thermodynamique. En l'occurrence, un changement de l'énergie interne E d'une particule fluide donnée est le résultat des travaux de compression exercés par le milieu extérieur et de l'énergie spécifique Q générée par des sources externes :

$$\frac{DE}{Dt} + p\frac{DV}{Dt} = Q.$$

Cette forme de l'équation de conservation est la plus générale et demeure valable en dehors de l'équilibre thermodynamique. On voit qu'en l'absence de sources extérieures d'énergie ($Q = 0$), l'écoulement est adiabatique :

$$\frac{DE}{Dt} + p\frac{DV}{Dt} = 0 \text{ , soit : } \frac{DS}{Dt} = 0.$$

La forme eulérienne est :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho E + \frac{\rho u^2}{2}) = -\vec{\nabla}[\rho\vec{u}(E + \frac{u^2}{2}) + p\vec{u}] + \rho Q. \tag{1.26}$$

Lorsqu'on est à l'équilibre thermodynamique, alors l'équation de la conservation de l'énergie peut s'écrire sous une forme différente basée sur le second principe de la thermodynamique :

$$TdS = dE + pdV, \tag{1.27}$$

où S désigne l'entropie spécifique (en $J.K^{-1}.kg^{-1}$).

Si l'on considère que les sources extérieures sont connues ainsi que l'expression de l'énergie interne en fonction de la pression et de la densité alors les équations de continuités forment un système linéaire de cinq équations à cinq inconnues ρ, u_x, u_y, u_z et p. En général l'énergie interne E est exprimée sous la forme $E = E(T, \rho)$ ou $E = E(T, p)$. La résolution du système requiert alors une sixième équation, l'équation d'état $p = f(T, \rho)$. Dans le cas d'un gaz, le modèle des gaz parfaits donne $pV = nRT$, où n est la densité volumique de particules et R est la constante des gaz parfaits. A ce système d'équations, il convient d'ajouter des conditions aux limites sur lesquelles nous reviendrons ultérieurement.

Approximation linéaire : ondes sonores

Les ondes sonores permettent de caractériser mécaniquement un milieu. En effet, la vitesse du son est la vitesse de petites perturbations de pression ou de densité.

Nous allons donc montrer que pour de faibles perturbations se propageant dans un écoulement de faible vitesse (devant la vitesse du son), les équations de la dynamique des gaz se réduisent à une équation d'onde. De là nous pourrons obtenir l'expression de la vitesse du son, et étudierons les solutions générales de l'équations d'onde. Enfin nous nous intéresserons à l'onde de raréfaction, conséquence de la conservation de l'énergie.

Vitesse du son Considérons la propagation de perturbations en pression et en densité Δp et $\Delta\rho$, petites devant les valeurs moyennes p_0 et ρ_0. La pression et la densité s'écrivent alors respectivement $p = p_0 + \Delta p$ et $\rho = \rho_0 + \Delta\rho$.

Ecrivons l'équation de continuité :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_0 + \Delta\rho) + \vec{\nabla}(\rho_0 + \Delta\rho).\vec{u} = 0.$$

En se limitant au premier ordre et considérant un problème à une dimension, cette dernière s'écrit :

$$\frac{\partial \Delta\rho}{\partial t} = -\rho_0 \frac{\partial u}{\partial x},$$

que l'on dérive par rapport au temps :

$$\frac{\partial^2 \Delta\rho}{\partial t^2} = -\rho_0 \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial t}. \tag{1.28}$$

L'équation du mouvement, toujours au premier ordre et en géométrie monodimensionnelle devient quant à elle :

$$\rho_0 \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = -\vec{\nabla} p = -\frac{\partial p}{\partial x}\vec{e}_x$$

et comme il n'existe pas de source externe d'énergie et que les perturbations sont très faibles, nous pouvons considérer que celles-ci ne change pas l'entropie du gaz. Nous pouvons alors écrire :

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_S \frac{\partial \Delta\rho}{\partial x}$$

que nous réinjectons dans l'équation du mouvement pour obtenir :

$$\rho_0 \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = -\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_S \frac{\partial \Delta\rho}{\partial x}\vec{e}_x.$$

On s'aperçoit alors que le terme $(\partial p/\partial \rho)_S$ est homogène au carré d'une vitesse. Nous venons de définir la vitesse du son c dans le gaz non perturbé :

$$c^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_S.$$

En effet, lorsque l'on dérive l'équation du mouvement par rapport à l'espace :

$$-c^2 \frac{\partial^2 \Delta\rho}{\partial x^2} = \rho_0 \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial t} \tag{1.29}$$

et que l'on l'ajoute à (1.28), on obtient :

$$\frac{\partial^2 \Delta\rho}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 \Delta\rho}{\partial x^2}, \tag{1.30}$$

qui n'est autre que l'équation d'onde de perturbation en densité. La perturbation en pression $\Delta p = c^2 \Delta\rho$ et la vitesse u satisfont également une équation du même type.

Solutions de l'équation d'onde En posant $\chi = \Delta p, \Delta\rho$ ou u, on voit que l'équation d'onde admet deux familles de solutions :

$$\chi = \chi(x \pm ct),$$

où c est la racine positive $\sqrt{(\partial p/\partial \rho)_S}$.

On peut relier u à $\Delta\rho$ et à Δp :

$$c\partial t = \partial x \Rightarrow \frac{\partial u}{\partial x}(x \mp ct) = \mp \frac{1}{c}\frac{\partial u}{\partial t}(x \mp ct),$$

expression dans laquelle nous injectons l'équation de continuité pour obtenir :

$$-\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial \Delta\rho}{\partial t}(x \mp ct) = \mp \frac{1}{c}\frac{\partial u}{\partial t}(x \mp ct)$$

que l'on intègre dans le temps :

$$\Delta\rho(x \mp ct) + \Delta\rho_0 = \mp \frac{\rho_0}{c}(u(x \mp ct) + u_0)).$$

Ainsi :

$$u = \pm \frac{c}{\rho_0}.$$

Et comme $\Delta p = c^2 \Delta\rho$, on a aussi :

$$u = \pm \frac{\Delta p}{\rho_0 c}.$$

Les solutions générales de l'équation d'onde s'écrivent sous la forme d'une superposition de deux ondes progressives se propageant vers la gauche et la droite :

$$\begin{aligned} u &= f_1(x - ct) + f_2(x + ct), \\ \Delta\rho &= \frac{\rho_0}{c} f_1(x - ct) + \frac{\rho_0}{c} f_2(x + ct), \end{aligned}$$

où f_1 et f_2 sont deux fonctions des longueurs généralisées $x \pm ct$ déterminées par les conditions initiales du problème :

$$\begin{aligned} f_1 &= \frac{1}{2}(\frac{c}{\rho_0}\Delta\rho(x,0) + u(x,0)), \\ f_2 &= \frac{1}{2}(\frac{c}{\rho_0}\Delta\rho(x,0) - u(x,0)). \end{aligned}$$

Energie d'une onde sonore Les perturbations considérées étant faibles, nous pouvons écrire que l'énergie totale d'une onde sonore peut se développer en une série entière de l'une des grandeurs mécaniques (p, ρ ou u) représentées par la variable χ. Nous nous limiterons à l'ordre deux et verrons que dans certains cas, seul cet ordre aura une importance physique.

Exprimons d'abord la variation d'énergie spécifique dans le gaz perturbé :

$$\Delta E = \left(\frac{\partial E}{\partial \chi}\right)_{\chi_0} \Delta\chi + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2 E}{\partial \chi^2}\right)_{\chi_0} (\Delta\chi)^2.$$

Les dérivées sont prises à entropie constante et au voisinage de la valeur moyenne de χ. On peut les calculer, par exemple dans le cas où $\chi = \rho$ on utilise la relation thermodynamique (1.27) :

$$dE = TdS - pdV = \frac{p}{\rho^2} d\rho.$$

Le coefficient précédant le terme d'ordre deux et quant à lui donné par :

$$\left(\frac{\partial^2 E}{\partial \rho^2}\right)_S = \frac{c}{\rho^2} - \frac{2p}{\rho^3}.$$

On obtient alors :

$$\Delta E = \frac{p_0}{\rho_0^2}\Delta\rho + \frac{c^2}{2\rho_0^2}(\Delta\rho)^2 - \frac{p_0}{\rho_0^3}(\Delta\rho)^2. \tag{1.31}$$

Exprimons maintenant la variation d'énergie interne spécifique par unité de volume :

$$\Delta(\rho E) = \rho E - \rho_0 E_0 = (\rho_0 + \Delta\rho)(E_0 + \Delta E) - \rho_0 E_0.$$

Nous y injectons le terme ΔE que nous venons de calculer pour obtenir

$$\begin{aligned} \Delta(\rho E) &= (\frac{p_0}{\rho_0} + E_0)\Delta\rho + \frac{c^2}{2\rho_0}(\Delta\rho)^2 \\ &= h_0\Delta\rho + \frac{c^2}{2\rho_0}(\Delta\rho)^2 \end{aligned} \tag{1.32}$$

où h_0 est l'enthalpie spécifique. Nous avons précédemment établi que $u = \pm\frac{c}{\rho_0}$. En écrivant que l'énergie cinétique est donnée par

$$E_c = \rho\frac{u^2}{2} \approx \rho_0\frac{u^2}{2} = \frac{c^2}{2\rho_0}(\Delta\rho)^2,$$

nous voyons que le terme d'ordre deux de (1.32) est exactement égal à la variation d'énergie cinétique (les conditions initiales étant données par $u = u_0$, $p = p_0$ et $\rho = \rho_0$).

L'énergie totale $E = E_{interne} + E_{cinetique}$ varie donc d'une quantité ΔE donnée par :

$$\begin{aligned} \Delta E &= h_0 \Delta\rho + \frac{c^2}{2\rho_0}(\Delta\rho)^2 + \frac{\rho_0 u^2}{2} \\ &= h_0 \Delta\rho + \rho_0 u^2. \end{aligned}$$

On voit dans cette expression que seul le terme de premier ordre en $\Delta\rho$ traduit un changement de volume du gaz perturbé. Dans le cas d'un paquet d'ondes acoustiques se propageant dans un gaz infini au repos (fig 1.3), les changements de densité dus à la compression sont compensés par ceux dus à l'expansion à $(\Delta\rho)^2$ près. L'énergie de l'onde sonore est donc dans ce cas une quantité du second ordre en $\Delta\rho$:

$$E = \frac{c^2}{\rho_0}(\Delta\rho)^2 = \rho_0 u^2.$$

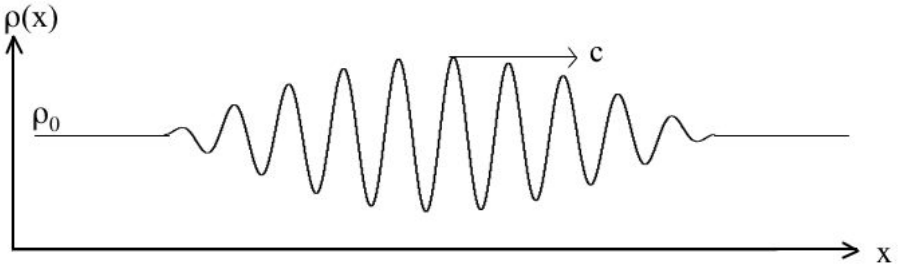

FIG. 1.3 – Paquet d'ondes acoustiques se propageant dans un gaz au repos.

L'onde de raréfaction L'énergie d'une petite perturbation de densité, pression ou vitesse dans un gaz contiendra un terme en $\Delta\rho$ seulement si son volume est modifié. Cependant cette composante du premier ordre peut être restituée par le gaz si la transformation inverse est effectuée, l'énergie restante communiquée au gaz est alors une quantité du second ordre.

A titre d'exemple, examinons le cas d'un piston comprimant un gaz puis retournant à sa position initiale (voir figure 1.4). Au temps $t = 0$, le piston se meut dans le gaz avec une vitesse constante $u \ll c$ jusqu'à l'instant t_1. Une perturbation en densité se propage alors à la vitesse du son c déterminée par les caractéristiques physiques du gaz. L'énergie totale $\Delta E_1 = h_0 \Delta\rho + \rho_0 u^2$ fournie au gaz est donnée par le travail fourni par le piston : $\Delta E_1 = put_1 = (p_0 + \Delta p)ut_1 \approx p_0 ut_1$. Au temps t_1 le piston repart immédiatement dans l'autre sens puis s'arrête à sa position initiale à $t_2 = 2t_1$. La variation d'énergie totale est donc $\Delta E_2 = -h_0 \Delta\rho + \rho_0(-u)^2$. En première approximation, le travail fourni par le piston sur le gaz pendant l'intervalle de temps $[0; t_1]$ est égal au travail fourni par le gaz sur le piston pendant l'intervalle de temps

$[t_1; t_2]$. Lorsqu'on exprime la variation totale d'énergie pendant l'intervalle $[0; t_2]$, il ne reste plus que les termes de second ordre :

$$\Delta E_{totale} = \Delta E_1 + \Delta E_2 = 2\rho_0 u^2$$

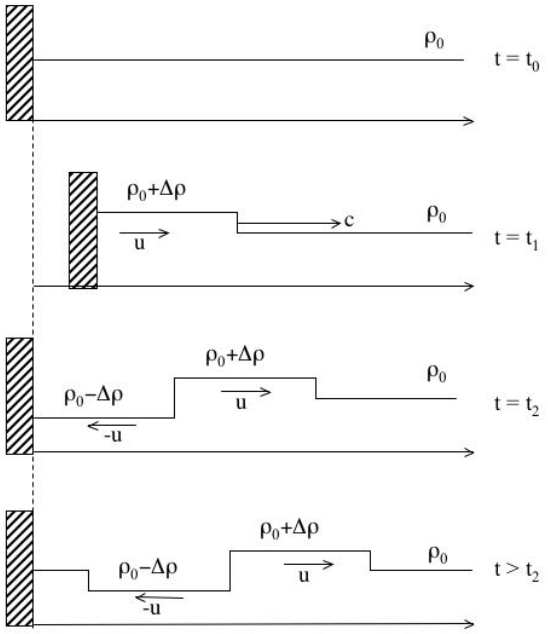

FIG. 1.4 – Propagation d'ondes de compression et de raréfaction créées par un piston dans un gaz initialement au repos.

Cet exemple simple illustre la réponse d'un milieu compressible à une perturbation de densité (ou de pression) : celle-ci s'y propage à la vitesse du son et la conservation de l'énergie implique une réaction du milieu qui se traduit par une onde de raréfaction.

Solutions non linéaires : Caractéristiques

Compliquons quelque peu la situation en changeant les conditions initiales. Nous venons d'étudier la propagation d'une perturbation dans un gaz initialement immobile (du point de vue "particules fluides"). Lorsque le gaz bouge à une vitesse constante u, les solutions de l'équation d'onde à une dimension donnent comme précédemment des perturbations se propageant vers la droite et vers la gauche, mais cette fois-ci qui sont transportées par le courant de manière à ce que leurs vitesses respectives deviennent $u + c$ et $u - c$. Il s'agit maintenant de voir ce qu'il advient dans le cas d'un écoulement isentropique arbitraire décrit par les fonctions $u(x, t)$, $p(x, t)$ ou $\rho(x, t)$.

Plaçons nous au voisinage $\mathcal{V}_0$ du point (x_0, t_0) dans le plan (x, t). En première approximation, les fonctions $u(x, t)$,$p(x, t)$,$\rho(x, t)$ et $c(x, t)$ y sont considérées comme constantes. Les perturbations $\Delta u(x_0, t_0)$ et $\Delta p(x_0, t_0)$ peuvent être séparées en deux

composantes se propageant "vers la droite" à la vitesse $u_0 + c_0$ et "vers la gauche" à la vitesse $u_0 - c_0$. On peut écrire que dans le voisinage $\mathcal{V}_\prime$, la vitesse des perturbations est donnée par :

$$\frac{x_0}{t_0} = u_0 \pm c_0,$$

ce qui revient à se ramener localement à un écoulement stationnaire.

S'il on veut généraliser à tout le plan (x, t), il faut alors tenir compte du fait que u et c varient d'un point à l'autre. Les chemins sur lesquels se propagent les perturbations dans le plan (x, t) sont alors donnés par :

$$C_+ : \frac{dx}{dt} = u + c, \tag{1.33}$$

$$C_- : \frac{dx}{dt} = u - c, \tag{1.34}$$

et sont appelés les courbes caractéristiques ou plus simplement caractéristiques C_+ et C_-. Celles-ci sont représentées schématiquement sur la figure 1.5. Dans le cas d'un écoulement stationnaire on obtiendrait des droites.

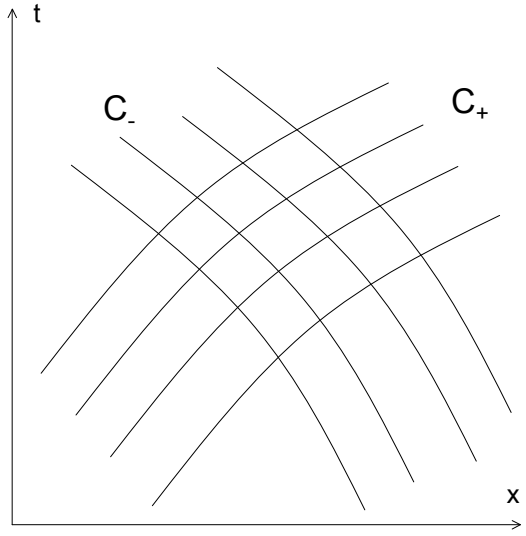

FIG. 1.5 – Famille de caractéristiques C_+, C_-.

Transformons maintenant les équations de la dynamique de gaz de manière à n'avoir que des dérivées le long des caractéristiques. Considérons une fonction de deux variables $f(x, t)$. La dérivée de $f(x, t)$ le long d'une courbe arbitraire $x = \phi(t)$ est donnée par :

$$\left(\frac{df}{dt}\right)_\phi = \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial x}\frac{dx}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial x}\phi', \tag{1.35}$$

qui n'est qu'une généralisation de la définition de la dérivée particulaire, précédemment définie dans le cas particulier où $\phi(t) = ut + u_0$.

Commençons par transformer l'équation de continuité (1.23). On élimine la dérivée particulaire de la densité :

$$\begin{aligned}\frac{D\rho}{Dt} = \frac{1}{c^2}\frac{Dp}{Dt} &\Rightarrow \frac{1}{c^2}\frac{Dp}{Dt} + \rho\frac{\partial u}{\partial x} = 0\\ \Rightarrow \frac{1}{c^2}\left(\frac{\partial p}{\partial t} + u\frac{\partial p}{\partial x}\right) &+ \rho\frac{\partial u}{\partial x} = 0\\ \Rightarrow \frac{1}{\rho c}\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{u}{\rho c}\frac{\partial p}{\partial x} &+ c\frac{\partial u}{\partial x} = 0.\end{aligned}$$

En additionnant ou soustrayant cette dernière expression à l'équation du mouvement (1.25) , on obtient :

$$\left[\frac{\partial u}{\partial t} + (u \pm c)\frac{\partial u}{\partial x}\right] \pm \frac{1}{\rho c}\left[\frac{\partial p}{\partial t} + (u \pm c)\frac{\partial p}{\partial x}\right] = 0,$$

qui s'identifie à (1.35) :

$$\left(\frac{du}{dt}\right)_{\phi_\pm} \pm \frac{1}{\rho c}\left(\frac{dp}{dt}\right)_{\phi_\pm} = 0$$

où $\phi_\pm = (u \pm c)t$. Les équations de la dynamique des gaz peuvent ainsi s'écrire sous une forme plus compacte regroupant la continuité de la masse et de la quantité de mouvement :

$$du \pm \frac{p}{\rho c} = 0 \quad \text{le long de} \quad C_\pm : \frac{dx}{dt} = u \pm c. \tag{1.36}$$

Invariants de Riemann

Les équations de la dynamique des gaz (1.36) sont des différentielles totales exactes des quantités :

$$J_\pm = u \pm \int \frac{dp}{\rho c} = u \pm \int c\frac{d\rho}{\rho}.$$

J_+ et J_- sont constantes le long des caractéristiques et sont appelées *invariants de Riemann*. Les grandeurs c, p et ρ sont donc fonctions de u.

Ondes simples

(1.33) a pour solution

$$x(t) = (u + c(u))t + \phi(u), \tag{1.37}$$

soit

$$u = \phi^{-1}\Big(x(t) - (u + c(u))t\Big)$$

qui est une onde simple se propageant vers la droite à la vitesse $u+c(u)$. On peut alors constater dès maintenant qu'un profil spatial de vitesse $u(x, t = 0)$ verra ses différents points propagés à des vitesses différentes du fait de la dépendance de c à u.

On se propose alors d'étudier cette distorsion du profil dans le cas d'un gaz parfait.

Distorsion d'une onde simple se propageant dans un gaz parfait

On cherche ici à expliciter le terme $c(u)$. Dans le cas d'un gaz parfait dont les chaleurs spécifiques sont connues, on a $p \propto \rho^\gamma$ et $c^2 = \partial p/\partial\rho \propto \gamma\rho^{\gamma-1}$, et l'on obtient :

$$J_+ = u + \frac{2}{\gamma - 1}c.$$

On choisit les conditions initiales de manière à avoir dans le gaz non perturbé

$$u = 0,$$

$$c = c_0.$$

L'invariant de Riemann permet alors d'écrire

$$c(u) = c_0 + \frac{\gamma - 1}{2}u.$$

On voit alors que si $u > 0$, $c(u) > c_0$ et que sinon $c(u) < c_0$. Considérons alors le profil initial de vitesse $u(x, 0)$ de la figure 1.6. Les noeuds A, B et C se propagent à la vitesse du son du fluide non perturbé c_0 et les caractéristiques issues de ces points dans le plan (x, t) ont toutes la même pente. Par contre, le ventre D possède une vitesse initiale > 0. La caractéristique issue de ce point est donc plus pentue et la vitesse de propagation y est supérieure à la vitesse du son c_0. A l'inverse, le ventre E part avec une vitesse < 0 : la caractéristique qui en est issue est moins pentue que celles issues des noeuds et la vitesse de propagation de E est donc inférieure à la vitesse du son c_0.

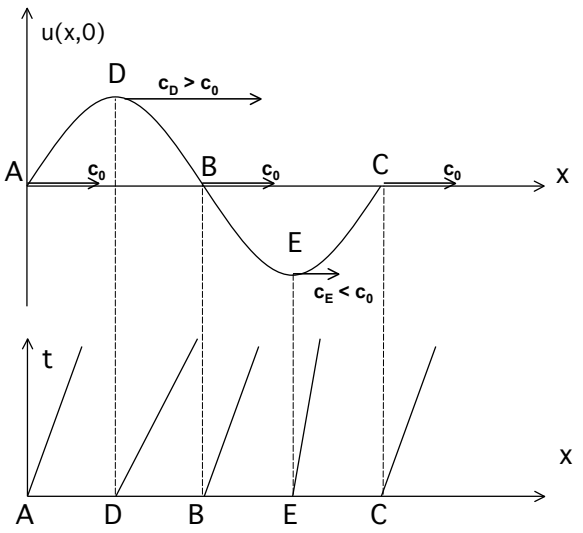

FIG. 1.6 – Profil initial de vitesse et caractéristiques correspondantes.

Au bout d'un temps suffisamment long, les caractéristiques issues de D, B et E se croisent et on obtient un profil distordu comme sur la figure 1.7. Ce croisement

des caractéristiques se traduit par une non-unicité des variables de l'écoulement. On se trouve alors dans le cas où une solution continue aux équations de la dynamique des gaz n'existe pas. C'est historiquement devant cette difficulté qu'a commencé le développement de la théorie des ondes de choc.

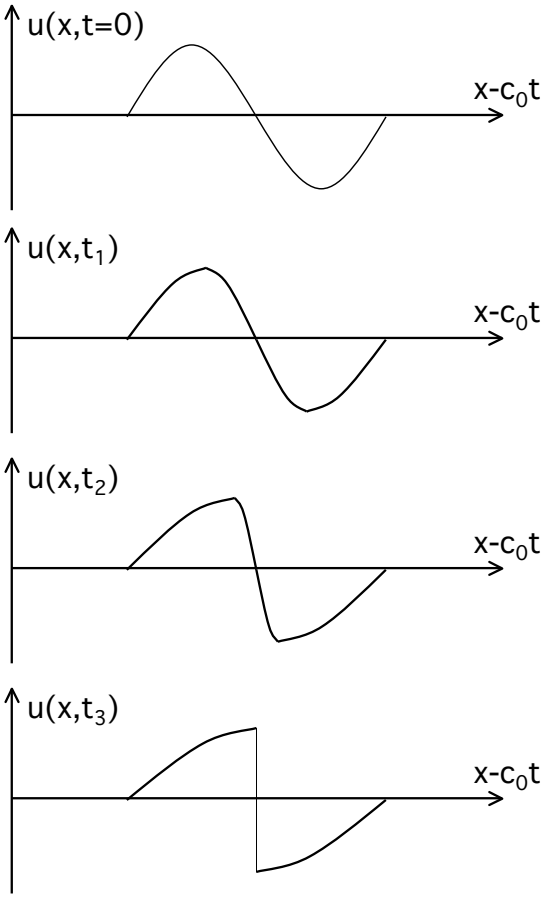

FIG. 1.7 – Distorsion au cours du temps d'une onde sonore résultant de la non-linéarité des équations de la dynamiques des gaz.

Onde de raréfaction

A la lumière du formalisme des courbes caractéristiques que nous venons de décrire, nous présentons quelques résultats concernant l'onde de raréfaction.

Cas général Nous partons cette fois-ci d'un gaz initialement au repos. A sa gauche se trouve un piston s'en éloignant (fig. 1.8) et dont l'équation du mouvement est donnée par $X(t) = w(t).t + cste$.

Dans la zone I, les caractéristiques ne sont pas affectées par le mouvement du piston. Leurs pentes sont données par la vitesse du son dans le gaz au repos.

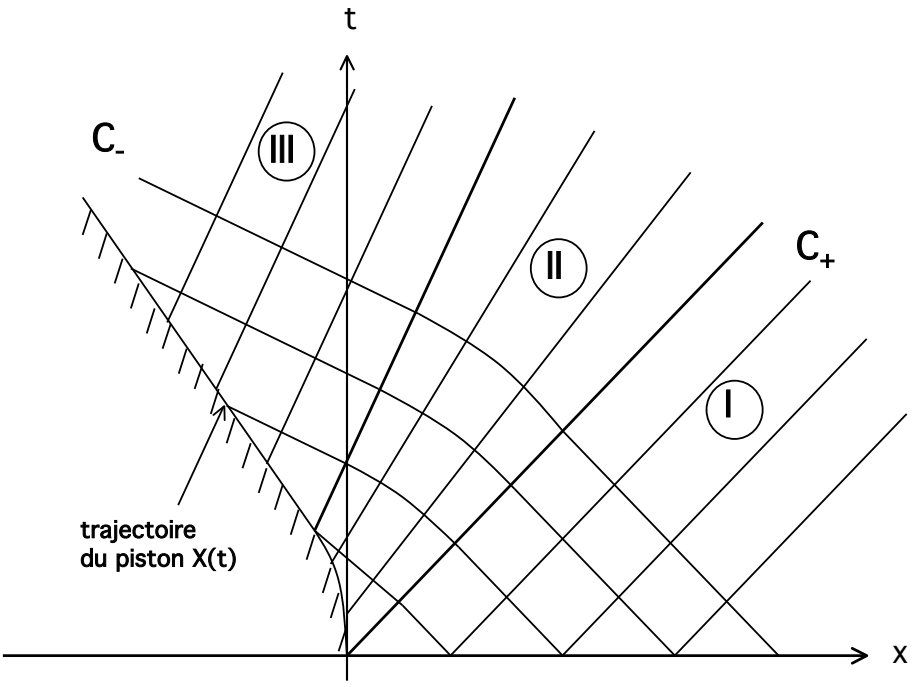

FIG. 1.8 – Représentation dans le plan (x, t) d'une onde de raréfaction arbitraire dans un gaz

A l'interface entre le gaz et le piston, on a $u = w(t) < 0$, d'où $p < p_0$, $\rho < \rho_0$ et $c < c_0$. Les pentes des caractéristiques C_+ dans la zone II sont données par :

$$\begin{aligned}\left(\frac{dx}{dt}\right)_+ &= u + c \\ &= u + c_0 + \frac{\gamma - 1}{2} u \\ &= -|w| \frac{\gamma + 1}{2} + c_0.\end{aligned}$$

Et comme le piston est en phase d'accélération, $(\frac{dx}{dt})_+$ augmente : les droites caractéristiques sont alors divergentes.

Dans la zone III, la vitesse du piston est constante : $w(t) = U = cste$. La pente $(\frac{dx}{dt})_+$ est alors à son tour stationnaire ; les caractéristiques sont à nouveau parallèles entre elles. Les variables de l'écoulement sont alors données par :

$$\begin{aligned}u &= -U, \\ c &= c_0 - \frac{\gamma - 1}{2} U,\end{aligned} \tag{1.38}$$

et leurs profils spatiaux sont montrés sur la figure 1.9.

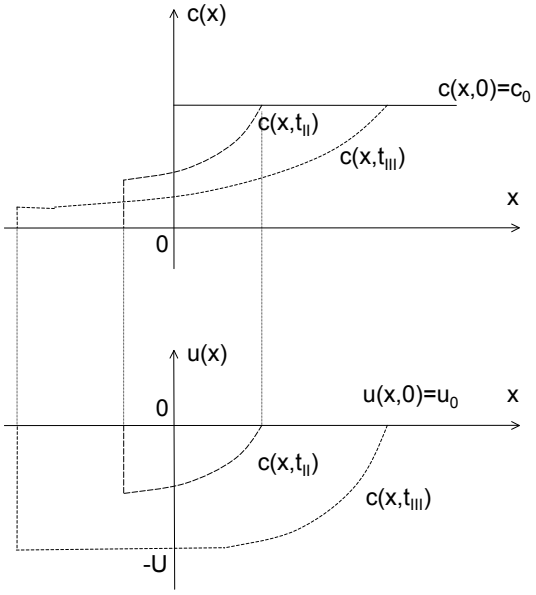

FIG. 1.9 – Profils spatiaux de c et u à $t = 0$, $t = t_{II}$ et $t = t_{III}$

Onde de raréfaction centrée On s'intéresse à présent au cas limite $w(t) = -U\Gamma(t)$ où $\Gamma(t)$ est la fonction de Heavyside. Cela revient à faire tendre vers 0 le segment curviligne générant la région II. Toutes les caractéristiques de cette région ont donc une origine commune en $O(x = 0, t = 0)$.

(1.37) devient $x(t) = [u + c(u)]t$. Dans la région III, la vitesse du son est donnée par (1.38) :

$$c = c_0 - \frac{\gamma - 1}{2}|u|,$$

que l'on injecte dans la nouvelle expression de $x(t)$ pour obtenir :

$$|u| = \frac{2}{\gamma + 1}(c_0 - \frac{x}{t}).$$

On voit donc que la vitesse est linéaire avec l'abscisse. De plus, elle ne dépend que de la variable $\xi = x/t$. Ce qui signifie que le profil spatial de la vitesse ne change pas de forme au cours du temps. On peut montrer qu'il en est de même pour les autres variables de l'écoulement telles la pression, la vitesse du son et la densité. On parle alors d'écoulement *auto-semblable*.

L'auto-similarité implique le caractère isentropique de l'onde de détente

L'auto-similarité de l'onde de raréfaction centrée s'explique par l'absence d'échelles caratéristiques de temps et de longueur dans les équations de la dynamique des gaz et dans les relations thermodynamiques. Les seules pouvant intervenir seraient le libre parcours moyen moléculaire permettant d'expliquer la viscosité et le transfert thermique. Cependant, nous avons décidé de négliger ces phénomènes dans les hypothèses

au début de ce chapitre. Les seules grandeurs caractéristiques intervenant dans la description de l'onde de raréfaction centrée sont des vitesses, définies par les conditions initiales et aux limites : la vitesse du son et la vitesse constante du piston se retirant. L'écoulement ne peut donc dépendre que de l'espace et du temps via la variable $\xi = x/t$.

Cette condition d'auto-similarité permet de simplifier grandement les équations de la dynamique des gaz. Partons d'une fonction f ne dépendant que de $\xi = x/t$. On peut alors écrire ses dérivées en fonction de ξ :

$$\begin{aligned}
\frac{\partial f}{\partial x} &= \frac{1}{t}\frac{df}{d\xi} \\
\frac{\partial f}{\partial t} &= -\frac{x}{t^2}\frac{df}{d\xi} = -\frac{\xi}{t}\frac{df}{d\xi} \\
\frac{Df}{Dx} &= \frac{\partial f}{\partial t} + u\frac{df}{dx} = \frac{u-\xi}{t}\frac{df}{d\xi}.
\end{aligned} \tag{1.39}$$

Ceci permet de réécrire les équations de la continuité, du mouvement et de l'entropie en géométrie plane :

$$\frac{D\rho}{Dt} = -\rho\frac{\partial u}{\partial x} \rightarrow (u-\xi)\frac{d\rho}{d\xi} = -\rho\frac{du}{d\xi} \tag{1.40}$$

$$\rho\frac{Du}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial x} \rightarrow (u-\xi)\rho\frac{du}{d\xi} = -\frac{dp}{d\xi} \tag{1.41}$$

$$\frac{DS}{Dt} = 0 \rightarrow (u-\xi)\frac{dS}{d\xi} = 0. \tag{1.42}$$

On voit dans (1.42) que $S(x,t) = const$, la solution $u = \xi$ étant en contradiction avec (1.40). Par conséquent, nous pouvons de là affirmer que *l'écoulement autosemblable est isentropique.*

En éliminant le terme $du/d\xi$ de (1.40) et (1.41) et en se rappellant que $dp/d\xi = c^2 d\rho/d\xi$, on obtient :

$$u - \xi = \pm c, \tag{1.43}$$

que l'on réinjecte dans (1.41) pour obtenir :

$$du \pm \frac{d\rho}{\rho} = 0.$$

On retrouve alors l'expression des invariants de Riemann en intégrant cette relation :

$$u \pm \int \frac{dp}{\rho c} = cste = J_{\pm},$$

ce qui permet une fois de plus de constater que la donnée des invariants de Riemann et de (1.43) permet de décrire complètement l'écoulement.

Dans cette sous-section concernant la dynamique des gaz, nous avons décrit les différents aspects régissant l'hydrodynamique d'un milieu compressible simple, à savoir un gaz parfait s'écoulant de manière arbitraire. A partir des équations de conservation, nous avons établi l'équation de propagation des ondes sonores et avons montré que la conservation de l'énergie de celles-ci conduit à l'existence d'ondes de raréfaction. Nous avons ensuite étudié la propagation d'une onde sonore dans un écoulement dont les grandeurs thermodynamiques évoluent de manière arbitraire en faisant apparaître l'idée de courbes caractéristiques $C_{\pm}$. Nous avons réexprimé les équations de la dynamique des gaz le long de ces courbes puis avons obtenu les invariants de Riemann par intégration. La donnée de ces derniers ainsi que des conditions initiales et aux limites permet alors de complètement décrire l'écoulement sous une forme plus compacte que les équations de conservation. A l'aide de ces outils nous avons décrit la propagation d'une onde simple, c'est à dire d'une perturbation se propageant dans une direction unique. Nous avons alors montré que la non-linéarité des équations de la dynamique des gaz provoque une distortion du profil initial jusqu'à obtenir une non-unicité des variables d'écoulement : l'onde sonore devient onde de choc.

Enfin nous nous sommes intéressés de plus près à l'onde de raréfaction créée par le recul d'un piston initialement placé dans un gaz. Nous avons montré que dans la limite où la vitesse du piston est constante, l'onde de raréfaction est auto-semblable et que cette auto-similitude implique son caractère isentropique.

1.2.2 Ondes de choc

Equations de conservation

Considérons un gaz au repos de pression et densité constantes p_0 et ρ_0 (figure 1.10). A la gauche de ce gaz se trouve un piston. A partir du temps $t > 0$, le piston pénètre dans le gaz à la vitesse constante u. Comme nous l'avons vu précedemment, il n'existe pas de solution continue à ce problème. Seules les solutions triviales aux équations de la dynamique des gaz peuvent être appliquées ; en l'occurence u, p, et ρ constantes. De plus, il faut respecter les conditions initiales décrivant l'état du gaz à $t < 0$ et aux limites, à savoir que la vitesse du gaz près du piston doit être égale à u. Il ne reste donc qu'une seule solution : celle donnée par le croisement des caractéristiques dans le plan (x, t).

Les équations de conservation de manière générale ne requièrent pas la continuité des variables d'écoulement. Elles sont le plus souvent écrites sous forme d'équations différentielles car il s'agit le plus fréquemment d'un écoulement continu. D'un point de vue mathématique, il est possible d'intégrer ces équations sur une épaisseur Δx que l'on fait tendre vers 0. Les variables d'écoulement possèdent donc sur Δx des gradients très importants. En ignorant toute longueur caractéristique, Δx se réduit à une discontinuité appellée onde de choc. En pratique, Δx est de l'ordre du libre parcours moyen dans un gaz et du paramètre de maille du réseau cristallin dans un solide.

Utilisons alors les lois de conservation pour déterminer les inconnues du problème :

la pression et la densité du milieu comprimé p_1 et ρ_1 ainsi que la vitesse de propagation du choc notée D.

Conservation de la masse Une masse de gaz $\rho_0 Dt$, contenue dans une section unité, est mise en mouvement au temps t. Cette masse occupe un volume $(D-u)t$. La densité du milieu comprimé satisfait donc à la condition :

$$\rho_1(D-u)t = \rho_0 Dt.$$

Conservation de l'impulsion L'impulsion acquise par la masse $\rho_0 Dt$ est $\rho_0 Dtu$ qui doit être égale à la quantité de mouvement due à la force de pression exercée par le piston :

$$\rho_0 Dut = (p_1 - p_0)t.$$

Conservation de l'énergie Enfin, l'augmentation de la somme des énergies cinétique et interne est égale au travail effectué par les forces exterieures agissant sur le piston, c'est à dire :

$$\rho_0 Dt\left(E_1 - E_0 + \frac{u^2}{2}\right) = p_1 ut,$$

où l'équation d'état $E(p,\rho)$ est supposée être connue.

Les équations de conservation que nous venons d'écrire sont en réalité complètement indépendantes de la nature du milieu dans lequel se propage le choc. Nous sommes parti de l'exemple du gaz parfait uniquement à des fins d'illustration. En arrangeant

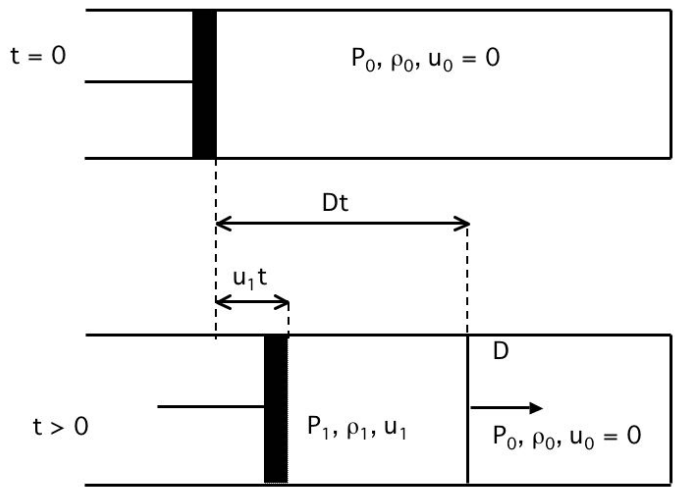

FIG. 1.10 – Propagation d'une onde de choc générée par le mouvement d'un piston dans un gaz

ces trois équations de manière à faire disparaître la dépendance temporelle on obtient :

$$\begin{aligned}
\rho_1 &= \rho_0 \frac{D}{D-u} && (1.44)\\
p_1 - p_0 &= \rho_0 D u && (1.45)\\
h_0 + \frac{D^2}{2} &= h_1 + \frac{(D-u)^2}{2}, && (1.46)\\
& && (1.47)
\end{aligned}$$

où $h_i = E_i + \frac{p_i}{\rho_i}$ désigne l'enthalpie spécifique du milieu dans l'état $i = 0$ ou 1. On appelle cet ensemble de trois équations les *relations d'Hugoniot-Rankine*. Elles définissent un système de trois équations pour cinq inconnues. Connaissant l'état initial (indicé 0) du milieu étudié, la mesure des vitesses de choc D et de la vitesse fluide u permet alors d'accéder aux grandeurs thermodynamiques ρ_1, p_1 et E_1 caractérisant l'état final.

Relations d'Hugoniot-Rankine dans le référentiel du front de choc En intégrant les équations fluides (1.22), (1.25) et (1.26) sur une épaisseur $\Delta x \to 0$, on obtient les équations de conservation de la masse, de l'impulsion et de l'énergie dans le référentiel du front de choc :

$$\begin{aligned}
\rho_1 u_1 &= \rho_0 u_0 && (1.48)\\
p_1 + \rho_1 u_1^2 &= p_0 + \rho_0 u_0^2 && (1.49)\\
h_1 + \frac{u_1^2}{2} &= h_0 + \frac{u_0^2}{2}, && (1.50)\\
& && (1.51)
\end{aligned}$$

où ici u_1 et u_0 désignent respectivement les vitesses fluides en amont et en aval du front de choc. Dans le référentiel du front de choc,

$$\begin{aligned}
u_0 &= -D,\\
u_1 &= -(D-u).
\end{aligned} \qquad (1.52)$$

Variation d'entropie La compression par choc est une transformation fortement irréversible qui par conséquent implique une augmentation d'entropie.

Dans le cas d'un gaz parfait, l'entropie est

$$S - S_0 = c_v \ln \frac{p_0 V_0}{T_0(\gamma - 1)},$$

où ici γ est le coefficient adiabatique des gaz parfaits et où $c_v = \frac{pV}{T(\gamma-1)}$. Dans une transformation par choc, le saut d'entropie est

$$\Delta S = \frac{p_0 V_0}{T_0(\gamma-1)} \ln \left(\frac{p_1}{p_0} \Big(\frac{(\gamma-1)\frac{p_1}{p_0} + (\gamma+1)}{(\gamma+1)\frac{p_1}{p_0} + (\gamma-1)} \Big)^{\gamma} \right)$$

qui augmente avec la pression et qui tend vers 0 lorsque $\frac{p_1}{p_0} \to 1$.

Courbe d'Hugoniot

Pour plus de clarté dans ce qui suit, posons $V_0 = 1/\rho_0$ et $V_1 = 1/\rho_1$. en éliminant successivement les variables $D - u$ et D des équations (1.44) et (1.45), on a :

$$(D-u)^2 = V_1^2 \frac{p_0 - p_1}{V_1 - V_0}, \tag{1.53}$$

$$D^2 = V_0^2 \frac{p_0 - p_1}{V_1 - V_0}. \tag{1.54}$$

Ce qui nous permet d'exprimer la vitesse fluide u définie par rapport au milieu non perturbé :

$$u = [(p_0 - p_1)(V_0 - V_1)]^{1/2}. \tag{1.55}$$

Puis en injectant (1.53) et (1.54) dans la relation de conservation de l'énergie (1.46), on obtient :

$$\Delta h = \frac{1}{2}(p_1 - p_0)(V_0 + V_1),$$

qui peut également s'écrire $\Delta E = \frac{1}{2}(p_1 + p_0)(V_0 - V_1)$. Cette relation permet de tracer la *courbe d'Hugoniot*, représentant le lieu des états finaux du milieu comprimé par onde de choc. De manière générale, on peut écrire que cette courbe est donnée par la fonction :

$$p_1 = H(V_1, p_0, V_0).$$

Elle n'est pas fonction d'une seule variable, mais est aussi paramétrée par l'état initial du milieu p_0, V_0. De plus, du fait de l'irréversibilité du processus, le chemin suivi n'est pas situé sur la surface d'état (1.5).

Ainsi comme nous pouvons le constater sur la figure 1.11, une transformation par choc dépend des conditions initiales et diffère de l'isentrope.

La transformation isentropique peut être décomposée en plusieurs transformations isentropiques, par exemple $A \to A'_S$ suivie de $A'_S \to A_S$ équivaut à la transformation $A \to A_S$.

Dans le cas d'un choc, cette décomposition n'est plus possible puisque l'augmentation d'entropie modifie le système. L'Hugoniot (H_B) conduit donc à des états différents que ceux issus du point A, tout comme l'Hugoniot (H_C) conduit à des états différents que ceux issus du point B. La conséquence est que l'on atteint pas le même état final si on comprime un milieu avec une succession de chocs plutôt qu'un seul choc de forte puissance. En effet, comme un choc chauffe la matière, la courbe (H_A) atteint la même pression que la courbe (S), mais à une densité moindre : la compression par choc est moins efficace que la compression isentropique.

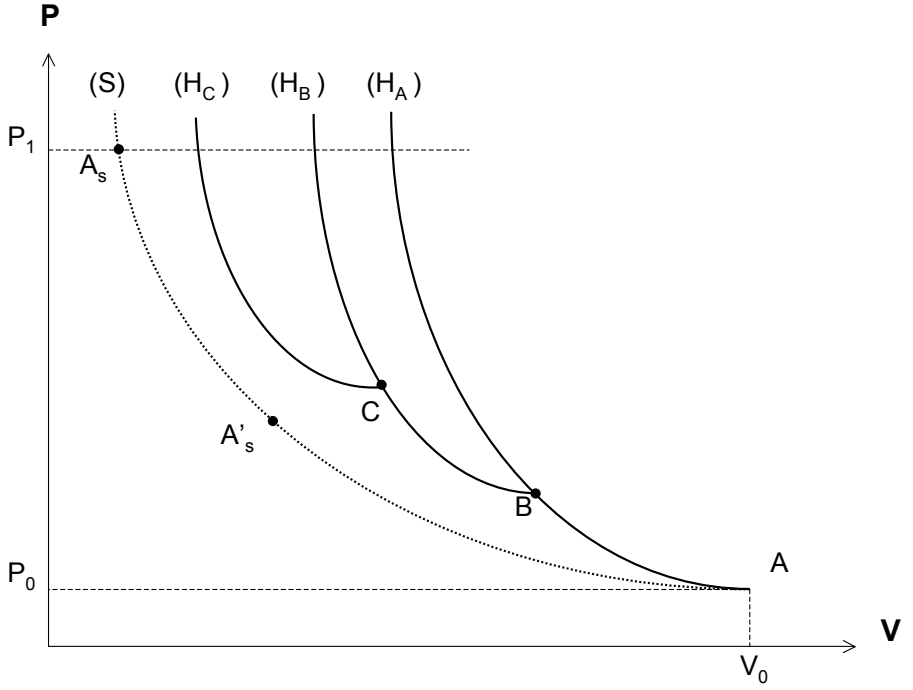

FIG. 1.11 – Dans le plan pression-volume spécifique : transformation isentropique (courbe (S)) et courbes d'Hugoniot issues des états A, B et C (respectivement, courbes (H_A), (H_B) et (H_C)).

Cas limites

$\mathbf{p_1 \to p_0}$: Choc faible La pression générée diffère très peu de la pression initiale et (1.54) devient

$$D^2 \to V_0^2 \Big(\frac{\Delta p}{\Delta V}\Big)_S \to c_0^2.$$

La vitesse de choc tend vers la vitesse du son c_0. Dans cette limite, le choc se confond avec une onde sonore.

On peut également montrer que dans cette limite, l'isentrope et l'Hugoniot ne diffèrent qu'à l'ordre 3 au voisinage du point initial.

En effectuant une série de chocs faibles, on peut alors se rapprocher de l'isentrope et comprimer le plus efficacement possible.

$\mathbf{p_1 \gg p_0}$: Choc fort Le chauffage important du milieu fait tendre la compression vers une valeur maximale finie. Par exemple pour un gaz parfait, on a la relation suivante le long de l'Hugoniot :

$$\rho_1 = \rho_0 \frac{(\gamma+1)p_1 - (\gamma-1)p_0}{(\gamma-1)p_1 - (\gamma+1)p_0}$$

qui met en évidence une valeur finie de la compression lorsque $p_1 \to \infty$

$$\lim_{p_1 \to \infty} \frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}.$$

Le coefficient adiabatique des gaz parfait vaut $\gamma = \frac{3+2n}{1+2n}$ où $n = 1$ pour un gaz monoatomique, 2 pour un gaz diatomique sans modes vibrationnels et 3 avec, etc. La compression est donc respectivement limitée à 4, 6, 8, etc.

Il est intéressant de comparer la vitesse fluide à la vitesse du son. Pour cela, plaçons nous dans le référentiel du front de choc. Les relations de conservation (1.51) correspondant à cette situation nous permettent d'écrire

$$u_0 = V_0 \Big(\frac{p_1 - p_0}{V_0 - V_1} \Big)^{1/2},$$

$$u_1 = V_1 \Big(\frac{p_1 - p_0}{V_0 - V_1} \Big)^{1/2},$$

Dans le cas d'un gaz parfait,

$$u_0^2 = \frac{V_0}{2}((\gamma - 1)p_0 + (\gamma + 1)p_1),$$

$$u_1^2 = \frac{V_0}{2} \frac{((\gamma + 1)p_0 + (\gamma - 1)p_1)^2}{(\gamma - 1)p_0 + (\gamma + 1)p_1},$$

$$c^2 = \gamma p V.$$

On compare alors le nombre de Mach, défini comme étant le rapport de la vitesse fluide à la vitesse du son, à 1 et on trouve dans le cas d'un choc fort

$$M_0 = \frac{u_0}{c_0} > 1,$$

$$M_1 = \frac{u_1}{c_1} < 1.$$

Le gaz non perturbé traverse donc le front de choc avec une vitesse supersonique et s'en éloigne avec une vitesse subsonique.

Si l'on se place dans le référentiel du laboratoire, c'est à dire que l'on effectue le changement de variable (1.52) on trouve que le choc est supersonique par rapport au fluide non perturbé ($D > c_0$) et subsonique par rapport au fluide perturbé ($D < u + c$).

Température du choc

Les relations d'Hugoniot-Rankine permettent de connaître la pression, la densité et l'enthalpie d'un milieu comprimé par une onde de choc. Pour cela, il faut connaître les paramètres du choc qui sont la vitesse fluide et la vitesse du choc. Cependant les relations de conservation ne permettent pas d'accéder à la température du choc, qui

est pourtant une grandeur thermodynamique fondamentale pour la détermination de l'équation d'état.

Pour y remédier on peut utiliser la relation de cohérence thermodynamique (1.6).

$$p - \rho^2 \Big(\frac{\partial E}{\partial \rho}\Big)_T = T \Big(\frac{\partial P}{\partial T}\Big)_\rho, \tag{1.56}$$

et en écrivant

$$\Big(\frac{\partial E}{\partial \rho}\Big)_T = \Big(\frac{\partial E}{\partial \rho}\Big)_p + \Big(\frac{\partial E}{\partial p}\Big)_\rho \Big(\frac{\partial p}{\partial \rho}\Big)_T,$$

$$\Big(\frac{\partial p}{\partial \rho}\Big)_T = -\Big(\frac{\partial T}{\partial \rho}\Big)_p \Big(\frac{\partial p}{\partial T}\Big)_\rho,$$

on obtient une équation différentielle en T :

$$T(p,\rho) = \left[\rho^2 \Big(\frac{\partial E}{\partial p}\Big)_\rho\right] \Big(\frac{\partial T}{\partial \rho}\Big)_p - \left[\rho^2 \Big(\frac{\partial E}{\partial \rho}\Big)_p - p\right] \Big(\frac{\partial T}{\partial p}\Big)_\rho.$$

La détermination de la température ne dépend donc pas uniquement des grandeurs p, ρ et E le long de l'Hugoniot, mais également dans une partie de l'espace des phase autour de cette courbe, car il faut également évaluer les dérivées de l'énergie par rapport à la pression et la densité.

En pratique, la température doit donc être déterminée séparément car elle ne peut pas être déduite des grandeurs p, ρ et E.

1.2.3 Le débouché du choc

Dans les expériences décrites dans les chapitres suivants, nous mesurons les paramètres d'un choc se propageant dans le fer. Du fait de son opacité, nous ne pouvons pas observer directement le choc s'y propageant. Les seules possibilités d'observation dont nous disposons se situent au niveau du débouché du choc, dont nous décrivons quelques propriétés.

Vitesse de surface libre

Dans (1.2.1), nous avons montré, dans le cas d'un piston avançant dans une colonne de gaz puis reculant, que la conservation de l'énergie implique l'existence d'une onde de raréfaction se propageant vers le piston. La situation est analogue dans le cas d'un choc débouchant de la surface libre d'un solide : une onde sonore remonte vers l'intérieur de la cible avec une vitesse $v_{détente}$ (fig. 1.12).

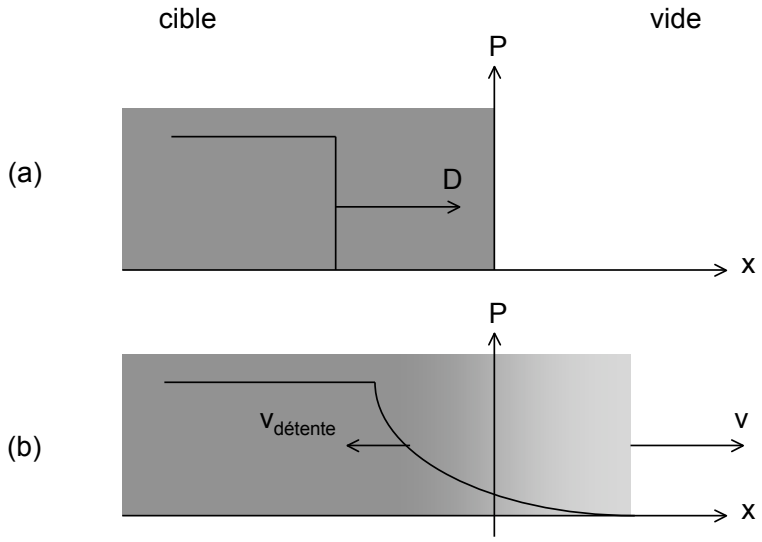

FIG. 1.12 – (a) : un choc se propage à la vitesse D dans une cible solide ; (b) : après le débouché du choc, une onde de détente remonte à l'intérieur de la cible avec une vitesse $v_{détente}$ et la surface libre se déplace dans le sens $x > 0$ à la vitesse v.

Dans ce cas de figure, il n'y a pas de caractéristiques C_+, on peut alors écrire que l'invariant J_+ est nul, ce qui permet d'écrire l'expression de la vitesse de l'onde de détente :

$$J_+ = 0 \Rightarrow v_{détente} = \int_{p_{choc}}^{p=0} \Big(- \frac{\partial V}{\partial p} \Big)_S^{1/2} dp = \int_{V_0}^{V_{choc}} \Big(- \frac{\partial p}{\partial V} \Big)_S^{1/2} dV$$

et la vitesse d'interface est la composition de la vitesse de l'onde de détente et de la vitesse fluide u des particules derrière le front de choc :

$$v = u_{détente} + u.$$

La vitesse fluide est donnée par (cf. (1.2.2))

$$u = (p(V_0 - V_{choc}))^{1/2}.$$

Pour un choc faible, on peut faire l'approximation

$$V_{choc} - V_0 \approx p \Big(\frac{\partial V}{\partial p} \Big)_S,$$

et la vitesse fluide devient

$$u \approx p \Big(- \frac{\partial V}{\partial p} \Big)_S^{1/2} \approx \frac{p}{\rho_0 c_0}.$$

De même,

$$v_{détente} = \int_{p_{choc}}^{p=0} \Big(- \frac{\partial V}{\partial p} \Big)_S^{1/2} dp \approx p \Big(- \frac{\partial V}{\partial p} \Big)_S^{1/2} \approx u.$$

La vitesse d'interface est donc, en première approximation et pour un choc faible, c'est à dire typiquement pour un choc ne provoquant pas de vaporisation de la cible, égale à deux fois la vitesse fluide :

$$v \approx 2u.$$

Sur la figure 1.13, nous avons extrait des tables SESAME l'Hugoniot du fer ainsi que la détente isentropique dans le cas d'un choc de 4 Mbar. Cette courbe diffère initialement très peu de la symétrique de l'Hugoniot. La différence est plus manifeste au niveau de l'intersection avec l'axe $p = 0$. La vitesse de face arrière diffère de quelques % du double de la vitesse fluide.

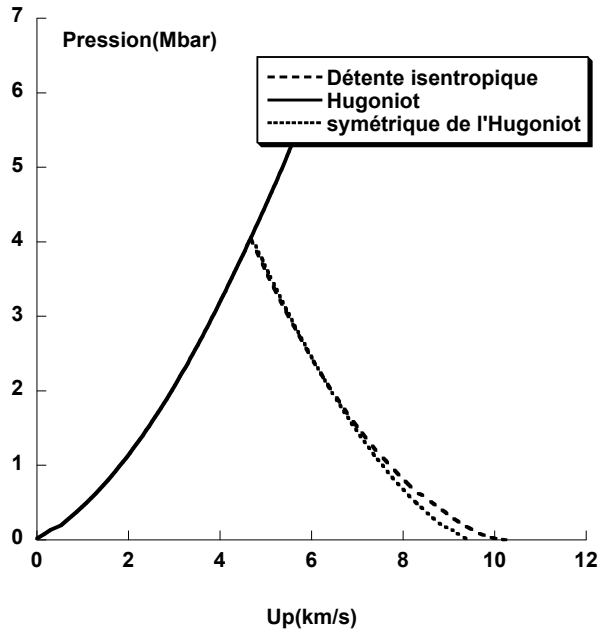

FIG. 1.13 – Hugoniot du fer, symétrique et détente isentropique dans le cas d'un choc de 4 Mbar.

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

Nous présentons ici les phénomènes qui interviennent lors de la propagation d'un choc à l'interface de deux milieux A et B. L'interface est une surface d'équilibre entre ces deux milieux donc de part et d'autre les vitesses fluides et les pressions sont égales. Par contre, la densité et la température de chaque matériau ne sont déterminées que par l'équation d'état. Elles peuvent donc être très différentes d'un milieu à l'autre.

On appelle *polaire de choc* le lieu des états finaux dans le plan pression-vitesse fluide (fig. 1.14). Si M représente l'état final du choc alors on appelle *impédance de choc* la pente de la droite OM. D'après (1.45), la pression du choc est $p = \rho_0 D u$, si bien que l'impédance du choc Z est

$$Z = \rho_0 D.$$

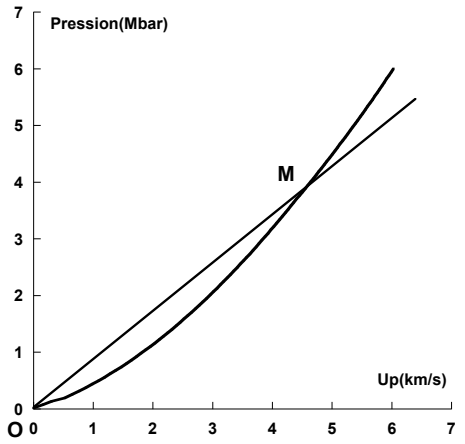

FIG. 1.14 – Polaire de choc du fer extraite des tables SESAME. La pente de la droite OM est l'impédance de choc.

Lorsqu'un choc est transmis d'un milieu A vers un milieu B, deux possibilités sont à considérer :

- Si $Z_A < Z_B$: un choc de pression supérieure est transmis dans le matériau B et un choc (de pression égale à celui transmis dans B) est réfléchi dans A.
- Si $Z_A > Z_B$: une onde de choc de pression moindre est transmise dans le matériau B et une onde de détente est réfléchie dans le matériau A. On est dans un cas similaire à l'émergence d'un choc d'une surface libre, à ceci près que la détente est partielle.

$\mathbf{Z_A < Z_B}$ Le choc qui se propage dans le matériau A amène la matière au point A dans le plan pression densité (fig. 1.15). De ce point part une onde de choc réfléchie vers le milieu A décrite par la courbe (H'_{Ac}). Cette courbe est la symétrique de la polaire (H_{Ac}) appelée polaire chaude car elle a pour conditions initiales le point A situé sur la polaire (H_A). La pression du choc réfléchi dans A et transmis dans B est donnée par l'intersection de (H'_{Ac}) et de la polaire de B (H_B).

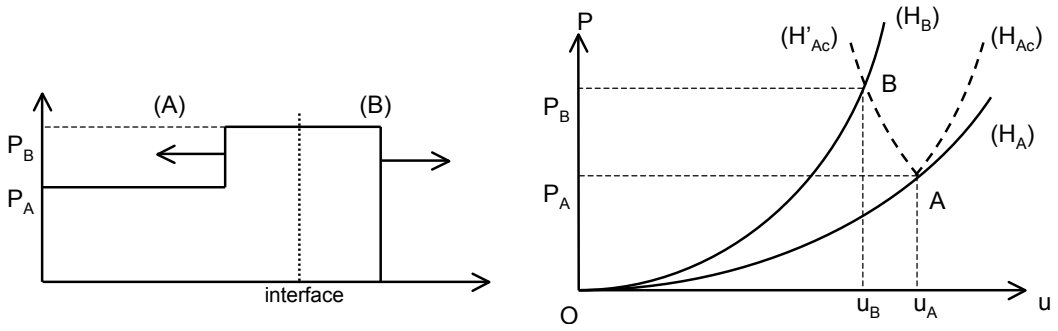

FIG. 1.15 – Profil de pression après passage du choc d'un matériau d'impédance de choc Z_A vers un matériau d'impédance Z_B plus élevée et représentation dans le plan (p, u).

$\mathbf{Z_A > Z_B}$ Une onde de détente est réfléchie dans le matériau (A). Dans le plan pression-vitesse fluide (fig. 1.16), la pression de A en détente partielle dans B est donnée par l'intersection de l'isentrope issue de la polaire H_A avec la polaire H_B de B.

La vitesse de l'onde de détente est déterminée de la même manière que pour la vitesse de surface libre. Comme la détente est partielle, nous avons ici

$$v_{détente} = \int_{p_A}^{p_B} \Big(-\frac{\partial V}{\partial p} \Big)_S^{1/2} dp.$$

La détente fait progressivement décroître la pression dans la matériau A. La tête de l'onde de détente voyage plus vite que la queue car la vitesse du son est croissante avec la densité.

Au cours des chapitres 4, 5 et 6, nous traiterons des résultats obtenus avec des cibles de fer comportant une fenêtre de fluorure de lithium (LiF) en face arrière. L'impédance de choc du LiF étant plus faible que celle du fer, nous serons amené à considérer ce cas présent. En particulier, c'est la mesure de la vitesse l'interface Fe/LiF (correspondant à la vitesse u_B sur la figure 1.16) qui nous permettra d'accéder à la pression en détente du fer dans le LiF.

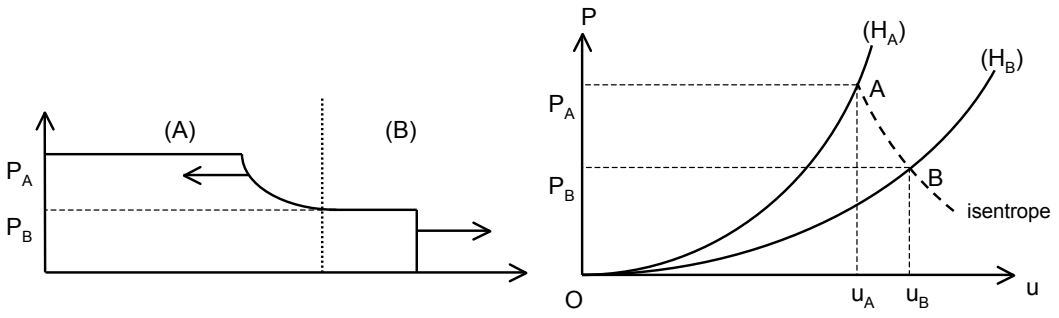

FIG. 1.16 – Profil de pression après passage du choc d'un matériau d'impédance de choc Z_A vers un matériau d'impédance Z_B plus faible et représentation dans le plan (p, u).

1.3 Description phénoménologique de l'interaction laser matière à haut flux

L'interaction laser matière se délimite en trois régimes :
- régime bas flux : l'interaction du rayonnement laser avec la cible peut aller jusqu'à provoquer la fusion de celle-ci ;
- régime moyen flux : celui-ci est caractérisé par l'apparition de la phase vapeur ;
- régime haut flux ($I_{laser} > 10^{12}$W/cm^2) : l'interaction du rayonnement avec le milieu crée un plasma fortement voire complètement ionisé.

Dans ce dernier régime, un plasma chaud est créé à la surface de la cible. Ce plasma, dans lequel se propage le faisceau laser, se détend dans le vide. En réaction à cette détente se forme une onde de choc qui va se propager vers l'intérieur de la cible. Dans un premier temps nous décrivons les mécanismes d'absorption de l'énergie laser dans (1.3.1), puis son transport vers l'intérieur de la cible dans (1.3.2). Enfin, dans (1.3.3), nous donnons les équations décrivant l'écoulement du plasma qui se détend permettant d'évaluer la pression d'ablation à laquelle l'onde de choc se forme.

1.3.1 Absorption de l'énergie laser

La relation de dispersion d'une onde électromagnétique de pulsation ω et de vecteur d'onde k s'écrit :

$$k^2c^2 = \omega^2 - \omega_p^2,$$

où ω_p est la fréquence plasma, liée à la densité électronique n_e par :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}}.$$

Le laser se propage dans le plasma qu'il a créé et rencontre un profil de densité électronique croissant. On définit alors une densité critique n_c en égalisant la pulsation de l'onde laser avec la fréquence plasma

$$n_c = \frac{\epsilon_0 m_e}{e^2}\omega^2 = \frac{1,1.10^{21}(cm^{-3})}{(\lambda(\mu m))^2}$$

pour laquelle le vecteur d'onde s'annule et le laser ne se propage plus. Dans nos conditions, λ=0,527 μm ce qui conduit à n_c=4.10^{21} cm^{-3}.

La zone où la densité électronique est inférieure à la densité critique est la zone d'interaction, également appelée couronne (fig. 1.17). Cette zone où le rayonnement laser se propage est généralement isotherme ($\sim$ keV pour une impulsion de l'ordre de la ns et un éclairement de l'ordre de 10^{13} W/cm^2). Elle est le siège de nombreux mécanismes non-linéaires (instabilités paramétriques) résultant de l'interaction du faisceau laser avec le plasma. Les deux principaux mécanismes d'absorption de l'énergie laser sont l'absorption résonnante et l'absorption collisionnelle.

Absorption résonnante

Ce mécanisme se produit lorsque l'onde laser est en incidence oblique et qu'elle est polarisée dans le plan d'incidence. Il existe alors une composante du champ électrique qui va interagir avec les électrons de façon résonnante et générer une onde plasma longitudinale de grande amplitude au voisinage de la densité critique.

Les champs électriques associés à cette onde peuvent être beaucoup plus grands que le champ de l'onde laser et ainsi accélérer des électrons suprathermiques qui vont préchauffer la cible en aval. Cet effet est tout à fait néfaste car il modifie l'état thermodynamique initial du matériau à étudier.

Des études théoriques [Fabre *et al.* 1980] et expérimentales [Labaune *et al.* 1982] montrent que l'absorption résonnante est négligeable devant l'absorption collisionnelle si

$$I_{laser} \leq \frac{10^{14}}{(\lambda(\mu m))^2},$$

ce qui est vérifié dans nos expériences.

Absorption collisionnelle

L'absorption collisionnelle, également dénommée Bremsstrahlung inverse, est le mécanisme dominant d'absorption de l'énergie laser dans nos conditions expérimentales. Il s'agit d'un processus à trois corps : un photon est absorbé lors de la collision entre un électron et un ion.

L'absorption de l'intensité laser est décrite par

$$\frac{dI_{laser}}{dx} = -\alpha I_{laser}$$

où α est le coefficient d'absorption, exprimé en m^{-1}. Dans le cadre du modèle classique de Drude-Lorentz décrivant l'effet de l'onde laser sur le plasma, on peut écrire

$$\alpha = \frac{\nu_{ei}\omega_p^2}{\omega^2 c\mathcal{R}(n)[1 + (\nu_{ei}/\omega)^2]},$$

où $\mathcal{R}(n) = \sqrt{1 - n_e/n_c}$ est la partie réelle de l'indice optique et ν_{ei} est la fréquence de collision électrons-ions.

Celle-ci s'obtient à partir de l'équation de Fokker-Planck[Shkarovsky *et al.* 1966] :

$$\nu_{ei} = 3,6 Z^2 n_i \frac{\log \Lambda}{T_e^{3/2}},$$

où Λ est le logarithme coulombien donné par

$$\log \Lambda = \log \frac{\lambda_D}{b_0},$$

où λ_D est la longueur de Debye et b_0 est le paramètre d'impact pour un angle de déflexion de 90°. Le logarithme coulombien vaut entre 5 et 10 pour des plasmas créés par laser [Alaterre 1982]. Dans nos conditions, $\nu_{ei} \ll \omega$; le coefficient d'absorption s'écrit alors

$$\alpha = \frac{3,6 Z^2 n_i \omega_p^2 \log \Lambda}{T_e^{3/2} \omega^2 c \sqrt{1 - n_e/n_c}}.$$

Le coefficient d'absorption est une fonction décroissante de la température, mais croît avec la densité électronique. Il présente un maximum très piqué au voisinage de la densité critique. L'absorption collisionnelle se produit donc majoritairement au niveau de la densité critique.

1.3.2 Transport de l'énergie laser

Cas d'un matériau léger ($Z < 10$)

On peut distinguer sur la figure 1.17 les profils de densité volumique de masse et de température dans les différentes zones caractéristiques de l'écoulement du plasma en face avant créé par laser :

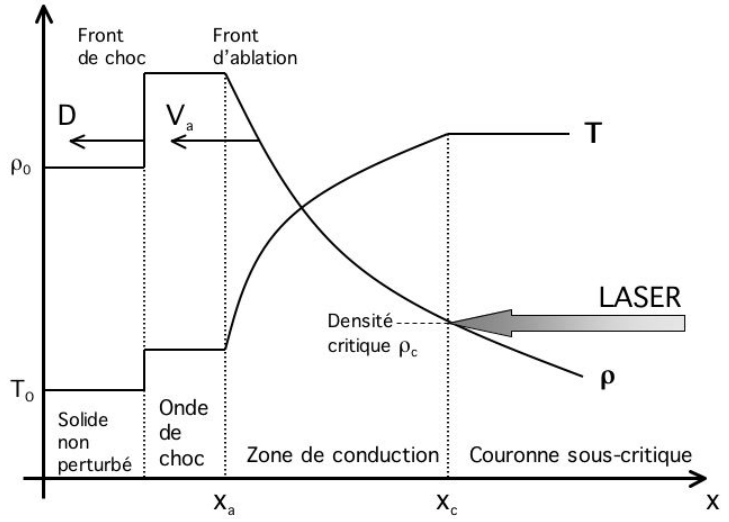

FIG. 1.17 – Absorption et transport de l'énergie laser par un matériau léger. x_a désigne la position du front d'ablation et x_c désigne celle de la surface critique.

On distingue trois zones : la couronne que nous venons de décrire, la zone de conduction et la zone sous choc où la densité est supérieure à la densité du solide.

Dans la zone de conduction, l'énergie est transportée vers l'intérieur de la cible essentiellement par conduction thermique électronique. La température ainsi que la vitesse du fluide décroît de la densité critique jusqu'au front d'ablation.

Cas d'un matériau lourd ($Z > 10$)

Lorsque le numéro atomique du matériau est élevé, les profils de densité et de température sont donnés par la figure 1.18.

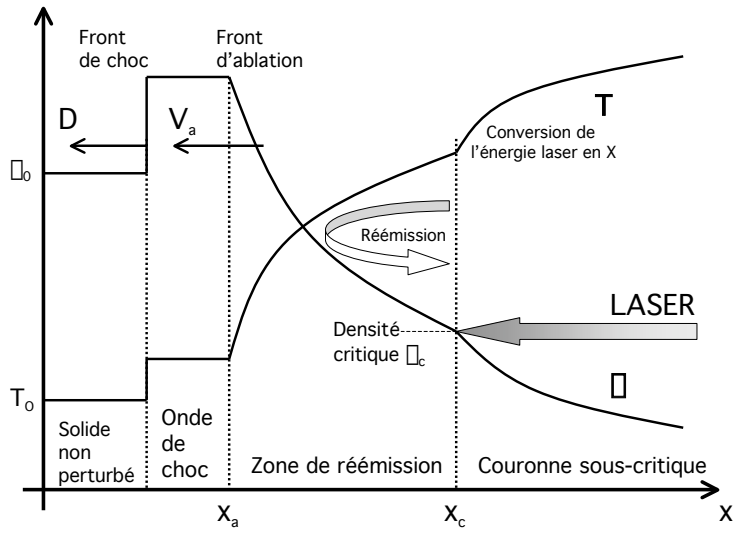

FIG. 1.18 – Absorption et transport de l'énergie laser par un matériau lourd.

Le transport de l'énergie laser ne se fait plus uniquement par conduction thermique, mais aussi par émission et absorption de rayonnement X. L'énergie laser est convertie en rayonnement X avec un taux de conversion proportionnel à Z^{*3} [Benuzzi 1997], où Z^* est le degré moyen d'ionisation.

1.3.3 Ecoulement du plasma et processus d'ablation

Le processus d'ablation, conséquence directe de l'expansion du plasma vers le vide, est à la base de la formation de l'onde de choc. L'étude de l'écoulement du plasma permet d'obtenir des lois d'échelle pour la pression d'ablation, égale à la pression du choc, et pour le taux d'ablation.

On se place en géométrie plane et monodimensionnelle. Cette hypothèse suppose une tâche focale spatialement homogène. On peut alors écrire que, dans le plasma, les équations de conservation de la masse, de l'impulsion et de l'énergie sont :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial x} = 0, \tag{1.57}$$

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x}(p + \rho v^2), \tag{1.58}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{3}{2}p + \frac{\rho v^2}{2}\right) = -\frac{\partial}{\partial x}(\rho v\left(h + \frac{v^2}{2}\right) + q) + I_{laser}\delta(x - x_c). \tag{1.59}$$

La pression p est donnée par :

$$p = n_e k_B T_e + n_i k_B T_i = \rho \frac{(Z+1)}{Am_0} k_B T = \rho c_s^2$$

où $c_s = (\frac{(Z+1)}{Am_0} k_B T)^{1/2}$ est la vitesse du son isotherme.

L'enthalpie est $h = \frac{\gamma}{\gamma+1}\frac{P}{\rho} = \frac{\gamma}{\gamma+1} c_s^2$. γ est le coefficient adiabatique d'un gaz parfait.

Le flux de chaleur dans un plasma est donné par : $q = -K_0 T^{5/2} \frac{\partial T}{\partial x}$, où $K_0 \approx 10^{-11} S.I.$

Mora [1982] montre que si l'intensité laser est supérieure à une intensité critique

$$I_c(W/cm^2) \approx 2.10^{13} \lambda^{-5}(\mu m)(\frac{Z^*}{3,5})^{3/2}(\frac{A}{2Z})^{5/4}\tau^{3/2}(ns) \tag{1.60}$$

alors la pression et le taux d'ablation $\dot{m}_a$ sont donnés par [Fabbro 1980] :

$$p_{ablation}(Mbar) = 12,3(I(10^{14}W/cm^2))^{2/3}(\lambda(\mu m))^{-2/3}(\frac{A}{2Z})^{1/3}$$
$$\dot{m}_a(kg/s.cm^2) = 150(I(10^{14}W/cm^2))^{1/3}(\lambda(\mu m))^{-4/3}(\frac{A}{2Z})^{2/3}$$

La détente est alors isotherme(figure 1.19).

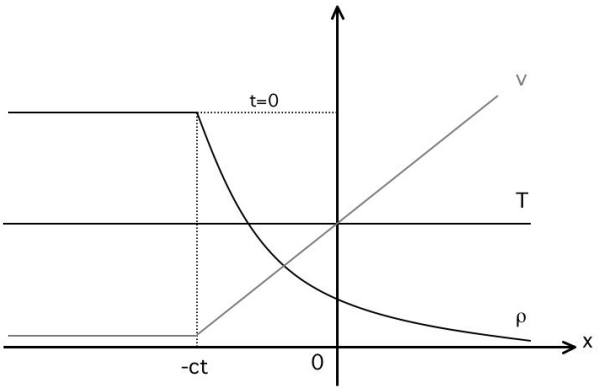

FIG. 1.19 – Détente isotherme d'un plasma dans le vide.

Il n'existe pas de bord défini entre le plasma et le vide. Les solutions pour la vitesse v et la densité ρ sont données par :

$$\begin{aligned} v(x) &= c_s + \frac{x - x_c}{t} \\ \rho(x) &= \rho_0 exp\left(- \frac{x - x_c}{c_s t} \right) \end{aligned} \tag{1.61}$$

Pour maintenir cette détente isotherme, on peut montrer qu'il faut maintenir un flux d'énergie $q = \rho c_s^3$.

Si l'intensité est inférieure à l'intensité critique (1.60)), la pression et le taux d'ablation sont alors donnés par

$$p_{ablation}(Mbar) = 11,6(I(10^{14}W/cm^2))^{3/4}(\lambda(\mu m))^{-1/4}(\frac{A}{2Z})^{7/16}(\frac{Z^*\tau(ns)}{3,5})^{-1/8}$$
$$\dot{m}_a(kg/s.cm^2) = 143(I(10^{14}W/cm^2))^{3/4}(\lambda(\mu m))^{-4/3}(\frac{A}{2Z})^{2/8}(\frac{Z^*\tau(ns)}{3,5})^{-1/4}$$

La détente est alors autosemblable (la forme des profils des variables de l'écoulement ne change pas au cours du temps) et adiabatique (fig. 1.20).

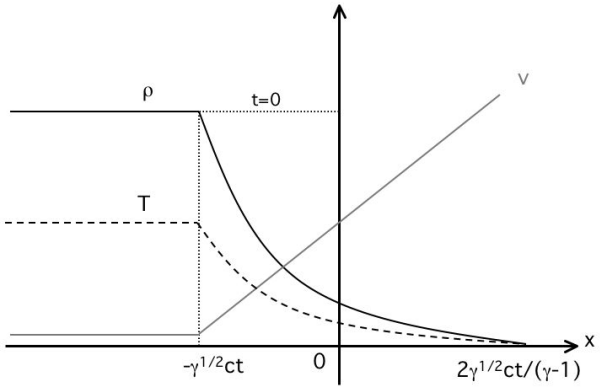

FIG. 1.20 – Détente adiabatique d'un plasma dans le vide.

Le bord du plasma est défini par $\rho = 0$ et se déplace à la vitesse $\frac{2\gamma^{1/2}}{\gamma-1}c_s$. Les solutions de l'écoulement sont :

$$\begin{aligned} v(x) &= \gamma^{1/2}c_s + \frac{2}{\gamma+1}(\frac{x-x_c}{t}) \\ \rho(x) &= \rho_c(\frac{c_s}{c_{s0}})\frac{2}{\gamma-1} \end{aligned} \tag{1.62}$$

où ρ_c est la densité volumique de masse au niveau de la densité critique.

Dans nos expériences, $\lambda = 0,527\mu m$ et $\tau \approx 0,6ns$. Si le matériau ablateur est du fer que l'on suppose $Z^* = 13$, alors on a les valeurs numériques suivantes

$$\begin{aligned} I_c &\approx 1,6.10^{15}W/cm^2 \\ p_{ablation}(Mbar) &= 12,3(I(10^{14}W/cm^2))^{3/4} \end{aligned}$$

Les intensités laser atteintes dans nos expériences sont limitées à $\approx 6.10^{13}$W/cm^2, ce qui conduit à des pressions d'ablation de $\approx$ 8 Mbar.

1.4 Conclusions

L'outil laser intense permet d'obtenir des pressions de plusieurs Mbar, ce qui le rend tout à fait adapté pour effectuer des expériences de planétologie en laboratoire. Dans (1.1), nous avons vu que l'équation d'état de la matière fortement comprimée pouvait notamment être décrite par les tables SESAME, auxquelles nous feront référence de manière récurrente dans la suite de ce travail. Ensuite, nous avons donné les principaux résultats concernant la propagation d'une une onde de choc dans un matériau dans (1.2). Plus particulièrement, nous nous sommes penchés sur l'étude du débouché du choc en surface libre et à sa transmission dans un milieu d'impédance de choc plus faible. Ces phénomènes sont d'une importance cruciale, car nous verrons dans les chapitres suivants que les seules possibilités de diagnostics dont nous disposons sont basées sur l'observation de la face arrière ou de l'interface avec un milieu transparent.

Chapitre 2

Dispositif expérimental

Examinons les moyens utilisés pour générer une onde de choc et les méthodes expérimentales permettant d'accéder aux observables associées. Au cours de cette thèse, deux campagnes d'expériences ont été menées au LULI. La section (2.1) est dédiée à la description de la chaîne laser 6 faisceaux du LULI avec laquelle toutes les expériences ont été effectuées. Dans la section (2.3), nous décrivons en détail les diagnostics grâce auxquels nous observons les phénomènes hydrodynamiques et optiques liés au débouché de l'onde de choc. Enfin nous consacrons la section (2.4) à l'analyse de résultats préliminaires concernant des feuilles de fer.

2.1 Le laser 6 faisceaux du LULI

Toutes les expériences décrites dans ce document ont eu lieu au LULI à l'Ecole Polytechnique sur l'installation 6 faisceaux. La chaîne nanoseconde est constituée de deux parties : le banc d'oscillateur et la chaîne d'amplification. Les faisceaux sont ensuite convertis en fréquence juste avant de pénétrer dans l'enceinte.

Le banc d'oscillateur

L'oscillateur est un verre dopé Nd :YLF pompé par un flash hélicoïdal. La longueur d'onde d'émission laser est de 1,053 μm avec une largeur spectrale de $\approx$ 0,5 Å. Les impulsions en sortie de l'oscillateur peuvent être longues (de 2 à 30 ns) ou "courtes" (600 ps). Dans nos expériences, nous avons utilisé des impulsions composées de fronts montant et descendant représentés par des demi-gaussiennes de demi largeur à mi hauteur de $\approx$ 200 ps et d'un plateau de 400 ps à 700 ps. La divergence du faisceau en sortie de l'oscillateur et après passage dans un filtre spatial de diamètre 700 μm est de 2.10^{-4} rad. Ses caractéristiques spatiales et temporelles sont fixées par la cavité oscillatrice où sont placés un diaphragme permettant la sélection transverse et longitudinale de modes et un modulateur acousto-optique.

La chaîne d'amplification

A sa sortie de l'oscillateur, l'impulsion est amplifiée en passant successivement dans des amplificateurs à verre phosphate dopés au néodyme de diamètre croissant. Un tronc commun donne ainsi deux faisceaux de 60 J pour une durée d'impulsion de 600 ps. Les étages d'amplification suivants (fig. 2.1) permettent d'obtenir une énergie maximale de 85J.

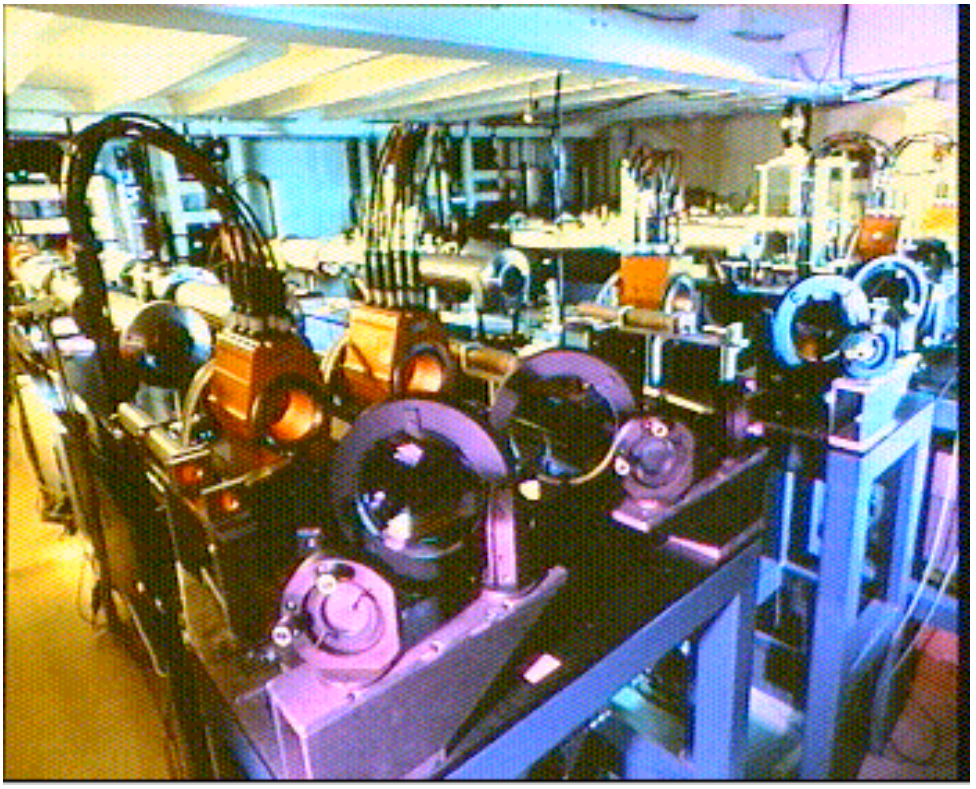

FIG. 2.1 – Vue partielle de la chaîne laser du LULI : chaîne d'amplification.

La qualité optique des faisceaux est maintenue par un apodiseur à liquide en début de chaîne, ainsi que par des filtres spatiaux placés entre les amplificateurs. Des rotateurs de Faraday (dispositifs dont la biréfringence est commandée par un champ magnétique) assurent la protection anti-retour. En fin de chaîne, le faisceau présente un diamètre de 82-85 mm et conserve une divergence de 2.10^{-4} rad.

Conversion de fréquence

La chaîne laser émet dans l'infrarouge à 1,053 μm. Or, depuis la fin des années 70, il a été mis en évidence de nombreux avantages justifiant l'utilisation de courtes longueur d'ondes, à savoir :

- l'absorption quasi-totale de l'énergie laser à des densités élevées [Labaune *et al.* 1982],

– l'abscence d'électrons supra-thermiques impliquant une diminution du préchauffage [Fabre *et al.* 1980],
– une meilleure efficacité hydrodynamique [Amiranoff *et al.* 1982].

C'est pour quoi dans nos expériences nous avons toujours utilisé le doublage en fréquence. Ce phénomène se produit lorsque l'onde électromagnétique du laser se propage dans un milieu diélectrique non-linéaire, en l'occurrence un cristal liquide de KDP. Le rendement de la conversion dépend de l'intensité laser, de l'épaisseur du cristal et de son orientation qui fixe le déphasage entre l'onde incidente et l'onde transmise. L'efficacité de conversion est obtenue en mesurant l'énergie en sortie de la chaîne laser et après passage dans les doubleurs. Elle atteint environ 50% dans nos expériences.

Lissage optique

La qualité de la tâche focale, essentielle à l'obtention de chocs de bonne qualité [Koenig *et al.* 1994], est assurée par l'utilisation de lames de phase de type PZP ("Phase Zone Plates") [Bett *et al.* 1995]. Les PZP sont des lames carrées comportant un pavage de lentilles de Fresnel déphasées aléatoirement de 0 ou π. Chaque lentille de Fresnel est une succession de zones concentriques déphasant l'onde incidente de 0 ou π. Ces zones sont les zones de Fresnel et leurs rayons sont donnés par

$$R_n^2 = n\lambda r_0 + \lambda^2 \frac{n(n-1)}{4},$$

où R_n est la rayon de la n-ième zone en partant du centre et r_0 est la distance du point d'observation au plan équiphase où sont définies les zones. Le rayon W_z de la lentille de Fresnel est donné par le nombre n_{max} de zones concentriques :

$$W_z = 2R_{max} = 2\sqrt{n_{max}}R_1$$

et on note sa distance focale f_{PZP}.

Les PZP sont placées à l'intérieur de l'enceinte, derrière les lentilles de focalisation de focale f. Le faisceau se sépare donc en sous-faisceaux qui se focalisent chacun en différents points du plan situé à une distance f_{totale} de la lentille de focalisation. Cette distance est donnée par la relation de conjugaison

$$\frac{1}{f_{totale}} = \frac{1}{f} + \frac{1}{f_{PZP}}.$$

Comme $f_{PZP} \gg f$, $f_{totale} \approx f$.

Tous les sous-faisceaux se superposent dans le plan de la lentille de focalisation, très proche de celui du système lentille+PZP. On défocalise alors de quelques centaines de microns afin d'obtenir une tâche optimale. En supposant petite la distance entre la lentille de focalisation et la PZP, on peut écrire que le diamètre Φ de la tâche focale est lié au caractéristiques de la PZP par

$$\Phi = \frac{W_z f}{f_{PZP}} = \frac{4n_{max}\lambda f}{W_z}.$$

Sachant que le diamètre de la tâche focale est de 500 μm, que la focale des lentilles de focalisation est 50 cm, et fixant $n_{max} = 5$, alors on trouve que le diamètre des lentilles de Fresnel est $W_z = 1.064$ cm. On trouve également f_{PZP}=10,64 m et on a bien $f_{PZP} \gg f$.

Cette technique de lissage optique permet d'empêcher l'apparition d'une figure de tavelures de grandes dimensions ($> 10\mu$m) qui conduit à des inhomogénéités d'éclairement, accroissant les instabilités paramétriques et donnant un front de choc spatialement inhomogène. La tâche focale obtenue est alors de type supergaussienne d'ordre 6 d'une largeur à mi-hauteur de 500 μm avec une zone plate au centre de diamètre 250 μm [Benuzzi 1997] (fig. 2.2).

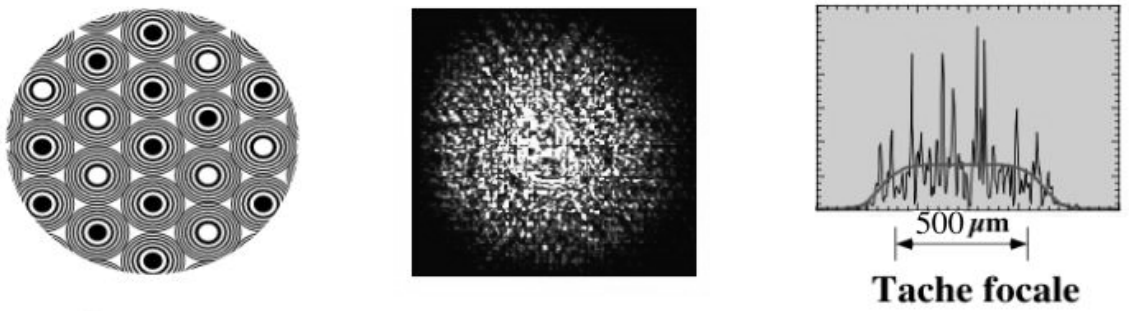

FIG. 2.2 – Lame de phase PZP, Image de la tâche focale obtenue et profil spatial d'intensité correspondant.

2.2 L'enceinte d'interaction

La cible est placée au centre d'une enceinte sphérique de 1,4 m de diamètre et munie de hublots (fig. 2.3). Pour éviter le claquage des faisceaux laser dans l'air, un vide secondaire de 10^{-3} mbar est maintenu par deux pompes à diffusion. La cible est introduite par un sas afin d'éviter de casser le vide et de repomper entre deux tirs. Son positionnement est assuré par des translations suivant trois axes, commandées par des moteurs piézoélectriques. La visualisation de la cible est rendue possible par l'intermédiaire de trois caméras vidéo couplées à des télémicroscopes. Le centrage d'une microbille de diamètre 100-300 μm est alors effectué depuis la salle de contrôle lorsque celle-ci est centrée sur les moniteurs correspondant à chacune des caméras. Cette procédure permet de positionner la cible avec une précision de 10 à 20 μm.

Les hublots par lesquels pénètrent les faisceaux laser sont légèrement obliques afin de réfléchir une faible fraction (8%) du flux incident vers des calorimètres. On obtient ainsi une mesure de l'énergie laser. D'autres hublots permettent d'utiliser des diagnostics optiques.

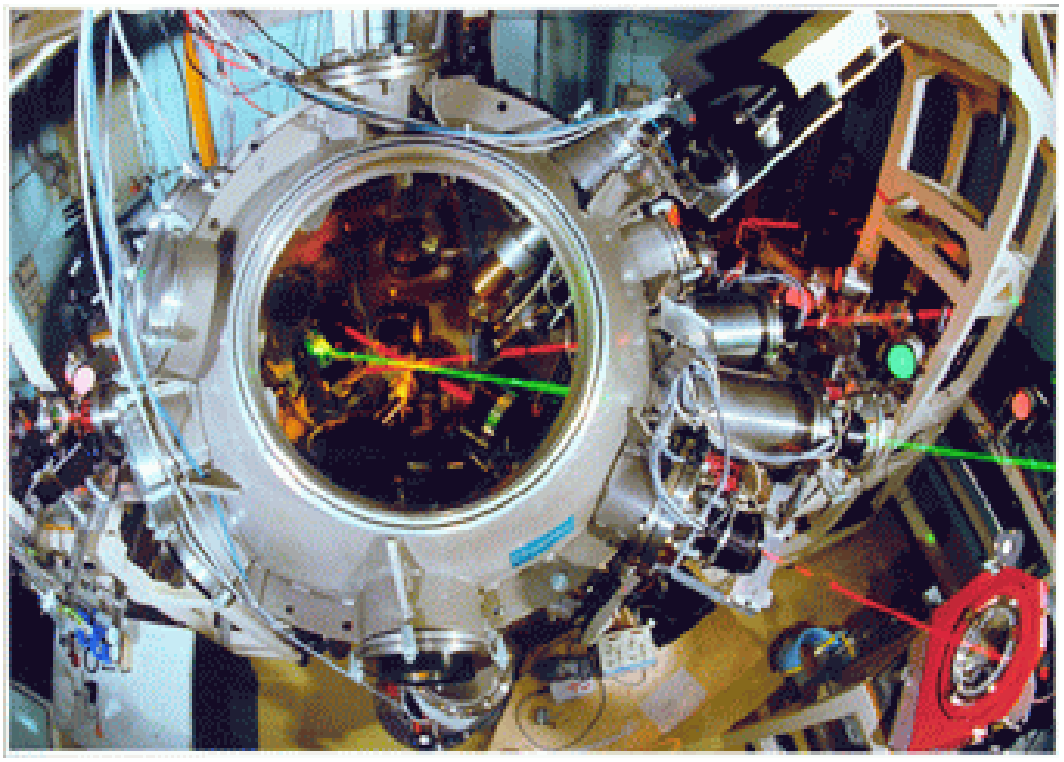

FIG. 2.3 – Enceinte d'interaction utilisée dans nos expériences.

2.3 Diagnostics optiques

Les diagnostics utilisés se situent dans le domaine visible et infrarouge proche. Du fait de l'opacité de nos cibles de fer dans ce domaine spectral, la seule possibilité d'observation se trouve en face arrière de la cible. Le débouché de l'onde de choc y provoque un chauffage important (la température du choc est dans nos experiences de l'ordre de plusieurs milliers de Kelvin) et une mise en vitesse (la vitesse particulaire de la matière entraînée derrière un choc est de l'ordre de quelques km/s). Le but de nos expériences est d'obtenir des mesures simultanées de vitesses et de températures, résolues dans l'espace et dans le temps.

Mesure de vitesse La mesure de la vitesse se fait par un diagnostic *actif*, car basé sur l'utilisation d'un faisceau sonde. Après réflexion sur la cible en mouvement, le faisceau sonde voit sa fréquence changer par effet Doppler avant d'être injecté dans deux interféromètres VISAR [1]. Le décalage spectral est linéaire avec la phase de la figure de franges d'interférences, imagée en sortie sur la caméra à balayage de fente. On mesure alors une vitesse à partir du décalage des franges en sortie des VISAR.

[1] Acronyme anglais signifiant "Velocity Interforemeter for Any Reflector", et demeurant identique en français avec "Vélocimètre Interférometrique pour une Surface Ayant une Réflectivité".

Mesure de la température La mesure de la température se fait de manière passive. Le moyen d'y parvenir est de mesurer la luminosité émise par la face arrière de la cible lors du chauffage important produit par le débouché du choc. La gamme de température attendue étant de quelques milliers de Kelvin, on peut s'attendre à mesurer un rayonnement de corps noir équivalent dont le maximum d'intensité se trouve dans le domaine visible. On utilise alors une caméra à balayage de fente (dite streak) munie d'un filtre rejetant la longueur d'onde du faisceau sonde et couplée à une caméra CCD. Après calibrage en énergie de cet ensemble, le nombre de coups mesuré peut être lié à la température de la surface émissive.

2.3.1 Configurations expérimentales utilisées

Campagne 2000

Au cours de la première campagne d'expériences qui a eu lieu en 2000, nous avons utilisé le dispositif expérimental schématisé sur la figure 2.4.

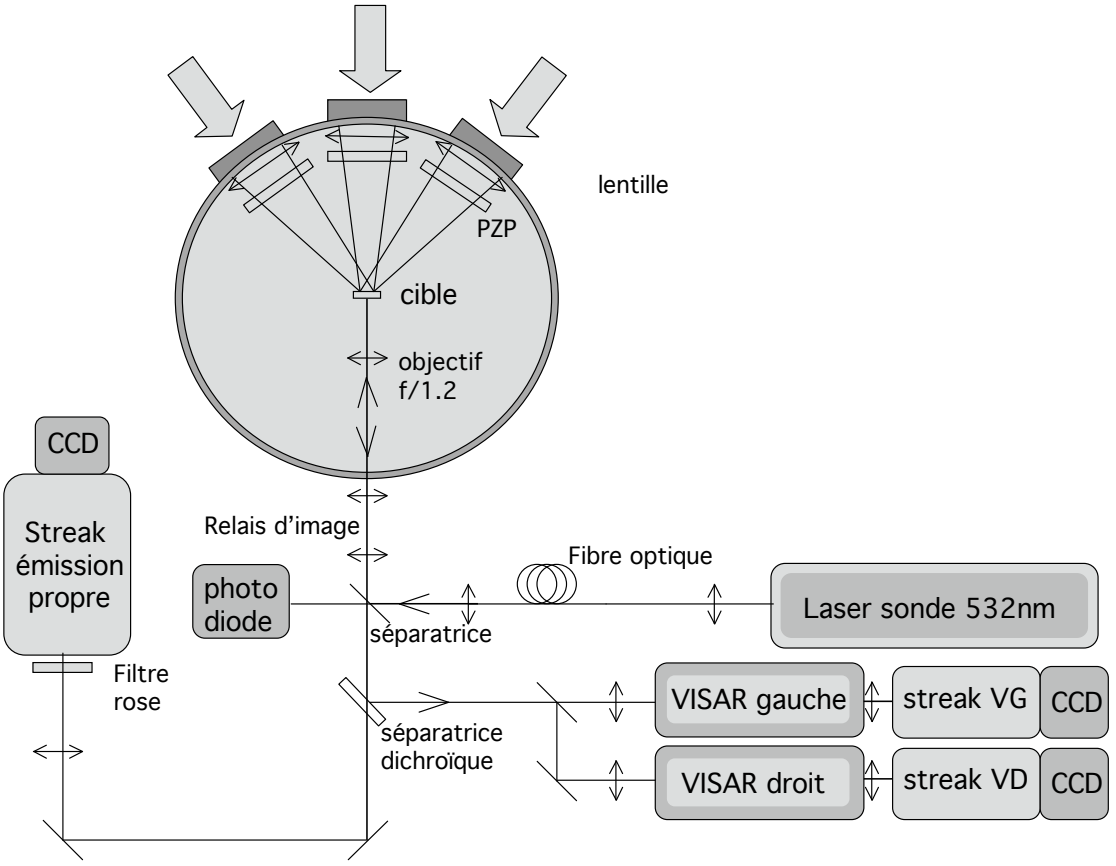

FIG. 2.4 – Schéma des expériences en 2000.

Dans cette configuration, nous utilisons un laser sonde Nd :YaG doublé en fréquence. Le faisceau de longueur d'onde λ_0=532 nm est injecté dans une fibre optique en silice

de 15 m de long et de diamètre de coeur 940 μm. La sortie de la fibre est imagée à l'infini (faisceau parallèle) par une lentille de diamètre 50 mm. Une partie du faisceau est prélevée par une photodiode qui permet de contrôler la qualité de l'impulsion. Le reste va se réfléchir sur la face arrière de la cible avant de pénétrer dans un système optique constitué de deux interféromètres VISAR (voir 2.3.2), chacun couplé à une caméra streak rapide.

Une troisième caméra streak enregistre l'émission propre de la cible dans le domaine visible. C'est pourquoi nous plaçons devant un filtre rose afin de couper la longueur d'onde du laser sonde.

Campagne 2002

Pour la seconde campagne en 2002, nous avons modifié la configuration décrite ci-avant afin de pouvoir utiliser les deux longueurs d'onde du laser sonde (fondamental à 1064 nm et second harmonique à 532 nm) et d'effectuer des mesures de réflectivité absolue (fig. 2.5).

Dans cette configuration, deux faisceaux sortent du laser sonde, l'un à ω (1064 nm), l'autre à 2ω (532 nm). Ces deux faisceaux sont acheminés séparément d'une part vers le système optique en sortie de l'enceinte (par des fibres identiques à celles utilisées lors de la campagne précédente), d'autre part directement vers les caméras streak des deux VISAR (par des fibres plastiques de diamètre de coeur 200 μm).

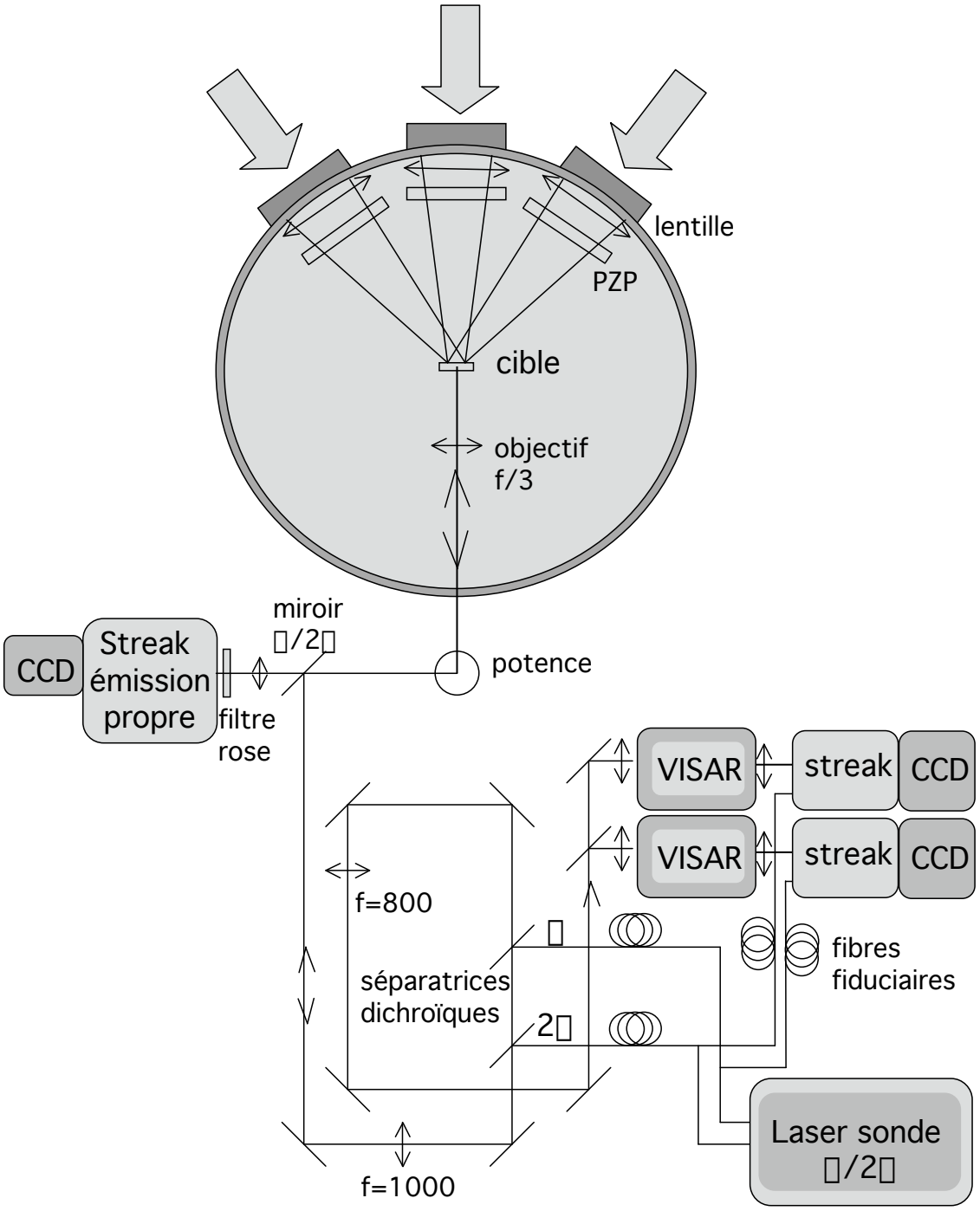

FIG. 2.5 – Schéma des expériences en 2002.

2.3.2 Diagnostic actif : Interférometrie VISAR

Le VISAR est un interféromètre permettant de mesurer la vitesse d'une surface réfléchissante. Afin de savoir comment lier la vitesse à la phase de la figure de franges d'interférences, nous allons calculer le profil spatial d'intensité en sortie de l'interféromètre. Nous considérons d'abord le cas d'un interféromètre de Mach Zehnder, puis nous regardons l'effet de l'étalon lorsque la surface est immobile. Ensuite nous considérons le cas d'une surface en mouvement.

Interféromètre de Mach-Zenhder

Le VISAR est une variation de l'interféromètre de Mach-Zehnder à petit angle (fig. 2.6). Le faisceau sonde réfléchi sur la cible est séparé en deux au niveau de la séparatrice S1. Une moitié va être envoyée sur le miroir M1 et l'autre sur le miroir M2. Celui-ci est monté sur une translation piézoélectrique afin d'ajuster la différence de chemin optique entre les deux bras de l'interféromètre au dixième de micron près. Le faisceau se recombine enfin sur la séparatrice S2. Lorsque les surfaces des quatre composants optiques se trouvent dans des plans tous parallèles les uns aux autres et que les distances les séparant sont toutes égales, alors on obtient en sortie l'ordre 0 de la figure d'interférences (teinte plate).

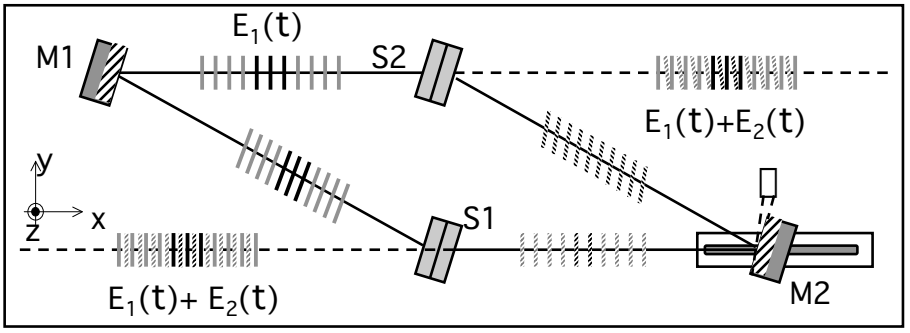

FIG. 2.6 – interféromètre de Mach-Zehnder. M1 et M2 désignent des miroirs tandis que S1 et S2 sont des lames séparatrices.

Si l'on incline le miroir d'un petit angle α défini dans le plan (x, y) du VISAR, alors on forme un coin d'air. On va donc créer une différence de marche dans le plan (x, y) entre les deux surfaces d'ondes issues des miroirs M1 et M2 et se recombinant sur la séparatrice S2 (fig. 2.7).

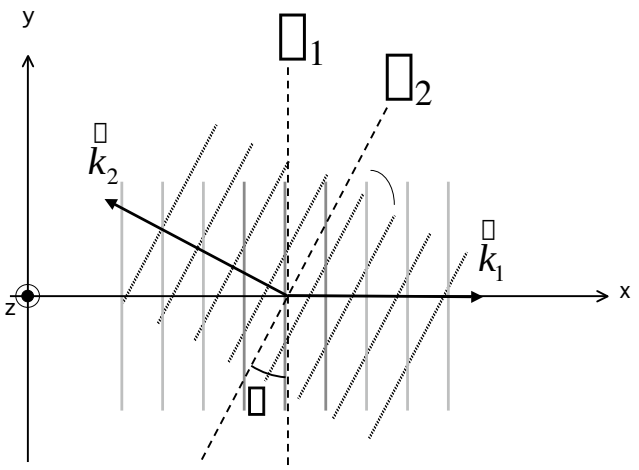

FIG. 2.7 – Coin d'air entre les deux surfaces d'onde sur la face de sortie de la séparatrice S2.

Les champs électriques associés aux deux surfaces d'onde Σ_1 et Σ_2 sont :

$$\begin{aligned}
\widetilde{E}_1 &= E_0 e^{i(\omega_0 t - \vec{k}_1.\vec{r})} \\
&= E_0 e^{i(\omega_0 t - kx)} \\
\widetilde{E}_2 &= E_0 e^{i(\omega_0 t - \vec{k}_2.\vec{r})} \\
&= E_0 e^{i(\omega t + kx\cos\alpha - ky\sin\alpha)}
\end{aligned}$$

avec $\|\vec{k}\| = \|\vec{k}_1\| = \|\vec{k}_2\|$.

L'intensité est :

$$\begin{aligned}
I &= (\widetilde{E}_1 + \widetilde{E}_2)(\widetilde{E}_1 + \widetilde{E}_2)^* \\
&= 2E_0^2(1 + \cos((k + k_x)x - k_y y)),
\end{aligned}$$

avec $k_x = k\cos\alpha$ et $k_y = k\sin\alpha$. Sur le plan de sortie de la séparatrice (y,z), le profil spatial d'intensité (fig. 2.8) est :

$$I_{separatrice}(y) = 2E_0^2(1 + \cos(ky\sin\alpha)). \tag{2.1}$$

L'interfrange est la distance séparant deux extrema consécutifs du profil spatial d'intensité et vaut $i = \frac{\lambda}{sin\alpha}$.

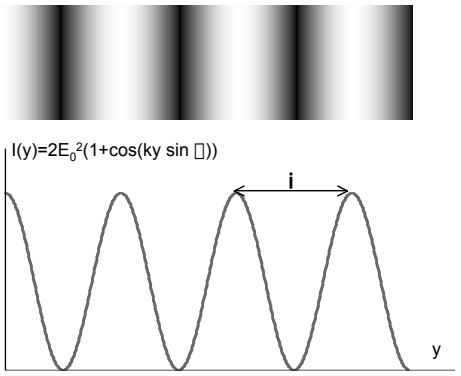

FIG. 2.8 – Profil spatial d'intensité.

Effet de l'étalon

L'ajout d'un étalon va provoquer une réfraction et un retard du faisceau sonde. Comme nous pouvons le voir sur la figure 2.9, l'ajout d'un étalon sur le miroir M2 provoque une réflexion hors axe, l'image apparente de celui-ci étant alors plus proche de l'observateur. La cohérence spatiale au niveau de la séparatrice de sortie ne pourra donc plus être assurée.

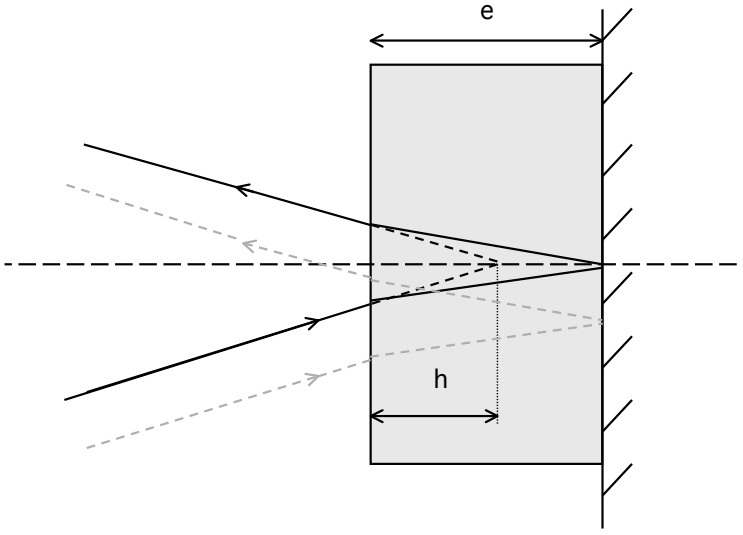

FIG. 2.9 – Réfraction du faisceau sonde au passage dans l'étalon du VISAR. En traits continus figure le trajet du faisceau lorsque les 2 bras de l'interféromètre ont la même longueur *optique* ; les pointillés gris correspondent au cas où les 2 bras de l'interféromètre ont la même longueur *métrique*.

Notons e l'épaisseur de l'étalon et h la distance entre l'interface étalon-vide et le plan de réflexion en l'absence d'étalon. On recule le miroir M2 d'une distance $d = e - h$

pour se réflechir dans l'axe et maintenir la cohérence spatiale. Ceci revient à égaliser les longueurs *optiques* des deux bras de l'interféromètre. En considérant que l'incidence est quasi-normale[2], et en notant n l'indice de réfraction de l'étalon, on obtient :

$$d = e(1 - \frac{1}{n}). \tag{2.2}$$

Le retard entre les deux bras est donné par la différence de chemin optique. Le trajet suivi par l'onde Σ_1 est égal au chemin suivi pour aller de la séparatrice S1 à S2, passant par le miroir M1 : $S_1 = L$. L'onde Σ_2 va passer par le miroir M2 et donc effectuer un aller-retour dans l'étalon. Son trajet optique est $S_2 = L + 2e(n-1) + 2d$. Le retard est alors :

$$\tau = \frac{S_1 - S_2}{c} = \frac{2e}{c}(n - \frac{1}{n}). \tag{2.3}$$

Dans le cas d'un étalon en silice fondue : $n = 1,4609$, ce qui conduit à un retard de 5,176 ps par millimètre d'épaisseur d'étalon.

Le calcul du profil d'intensité en sortie se fait de la même manière que dans le paragraph précédent, avec cette fois-ci :

$$\begin{aligned} \widetilde{E}_1 &= E_0 \exp\Big[i(\omega_0 t - kx)\Big], \\ \widetilde{E}_2 &= E_0 \exp\Big[i(\omega_0 \times (t-\tau) + k_x x - k_y y)\Big]. \end{aligned} \tag{2.4}$$

Le profil d'intensité devient :

$$I_{separatrice}(y) = 2E_0^2(1 + \cos(\omega_0 \tau + ky \sin\alpha)). \tag{2.5}$$

Comme on pouvait s'y attendre, l'étalon n'aura donc pour effet que de provoquer un déphasage constant $\omega_0\tau$ du profil d'intensité. L'interfrange reste le même.

Figure d'interférences lorsque la surface est en mouvement

Dans ce cas, la fréquence du faisceau entrant dans l'interféromètre dépend de la vitesse de la surface réfléchissante (effet Doppler). Au niveau de la source (par exemple un laser Nd :YaG), la longueur d'onde est $\lambda_0 = 532$ nm.

La surface se rapproche de la source avec une vitesse $v(t)$, petite devant la vitesse de la lumière. En vertu de l'effet Doppler non-relativiste elle perçoit un rayonnement de longueur d'onde :

$$\lambda_c(t) = \frac{\lambda_0}{1 + \frac{v(t)}{c}} \sim \lambda_0(1 - \frac{v(t)}{c}). \tag{2.6}$$

Elle se comporte comme une source secondaire émettant à la longueur d'onde $\lambda_c(t)$.

[2]en réalité 6°

Le détecteur placé en sortie du VISAR voit à son tour la surface-source s'en rapprocher. La longueur d'onde mesurée y est donc de :

$$\begin{aligned}\lambda_d(t) &= \frac{\lambda_c(t)}{1+\frac{v(t)}{c}} \\ &= \lambda_0 \frac{1-\frac{v(t)}{c}}{1+\frac{v(t)}{c}} \sim \lambda_0(1-\frac{2v(t)}{c}).\end{aligned} \tag{2.7}$$

Cas où la vitesse est constante On considère d'abord le cas simple $v(t) = \Gamma(t)V_0$ où $\Gamma(t)$ est l'échelon de Heavyside. La pulsation du rayonnement entrant dans le VISAR est donc donnée par :

$$\omega_{(t)} = \begin{cases} \omega_0 & \text{si } t < 0, \\ \omega_0/(1-2\frac{V_0}{c}) & \text{si } t > 0. \end{cases}$$

Lorsque $t < 0$, les champs électriques s'écrivent comme dans (2.4) et on retrouve le profil d'intensité déphasé uniquement par la présence de l'étalon (2.5).

Lorsque $0 < t < \tau$, l'onde Σ_1 transporte l'information que la surface est en mouvement : sa fréquence est modifiée par l'effet Doppler. Par contre ce n'est pas le cas de l'onde Σ_2, en retard de τ par rapport à Σ_1 et qui correspond à la réflexion du faisceau sonde sur la surface immobile. Les champs électriques associés s'écrivent donc :

$$\begin{aligned}\widetilde{E}_1 &= E_0 \exp\Big[i(\omega(t)t - kx)\Big], \\ \widetilde{E}_2 &= E_0 \exp\Big[i(\omega(t) \times (t-\tau) + k_x x - k_y y)\Big].\end{aligned} \tag{2.8}$$

Ce qui donne pour l'intensité en sortie :

$$I_{separatrice}(y) = 2E_0^2(1+\cos(\frac{2V_0}{c-2V_0}\omega_0 t + \omega_0\tau + ky\sin\alpha)). \tag{2.9}$$

On reconnaît dans le cosinus un premier terme linéaire avec le temps, auquel viennent s'ajouter les deux termes déjà évoqués : $\omega_0\tau$ lié à la présence de l'étalon et $ky\sin\alpha$ représentant le coin d'air entre les deux miroirs.

Lorsque $t > \tau$, les deux bras de l'interféromètre sont parcourus par un faisceau dont la fréquence a été modifiée par effet Doppler. Les champs électriques s'écrivent alors :

$$\begin{aligned}\widetilde{E}_1 &= E_0 \exp\Big[i(\frac{\omega_0}{1-2\frac{V_0}{c}}t - kx)\Big], \\ \widetilde{E}_2 &= E_0 \exp\Big[i(\frac{\omega_0}{1-2\frac{V_0}{c}} \times (t-\tau) + k_x x - k_y y)\Big],\end{aligned} \tag{2.10}$$

et l'intensité en sortie est :

$$\begin{aligned} I_{separatrice}(y) &= 2E_0^2(1+\cos(\frac{\omega_0\tau}{1-2V_0/c}+ky\sin\alpha)) \\ &= 2E_0^2(1+\cos(\phi+ky\sin\alpha)). \end{aligned} \tag{2.11}$$

Effectuons un développement limité en V_0/c au premier ordre[3] du terme ϕ dans le cosinus :

$$\phi \sim \omega_0\tau(1+2\frac{V_0}{c}).$$

On peut alors isoler la composante de la phase ϕ_v liée à la vitesse :

$$\phi_v = \frac{2\omega_0\tau V_0}{c} = \frac{4\pi\tau V_0}{\lambda_0}.$$

On appelle F le décalage de franges. Celui-ci vaut 1 lorsque $\phi_v = 2\pi$ (une frange entière) :

$$F = \frac{\phi_v}{2\pi} = \frac{2\tau V_0}{\lambda_0}. \tag{2.12}$$

C'est la relation la plus usitée permettant de relier le décalage de frange à la vitesse de la surface réflechissante. L'interférogramme résolu en temps est alors celui apparaissant sur la figure 2.10.

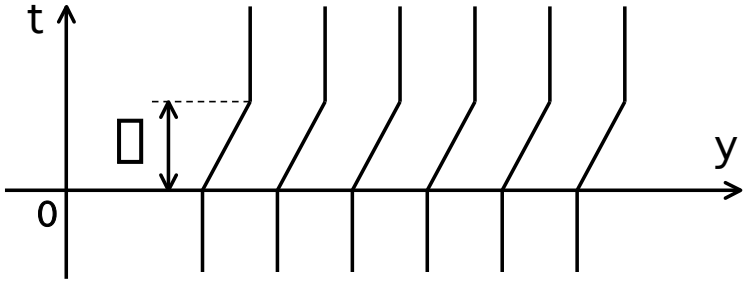

FIG. 2.10 – Déplacement des franges au cours du temps dans le cas d'une vitesse constante.

Dispersion dans l'étalon L'indice de l'étalon, qui est fonction de la fréquence, varie lui aussi. Le retard τ est fixé par l'indice de réfraction et l'épaisseur de l'étalon. Dans le cas général où nous avons affaire à un faisceau dont la fréquence varie au cours du temps, et considérant l'étalon comme étant faiblement dispersif, nous pouvons écrire, au premier ordre :

$$n(t) = n_0 + \left(\frac{dn}{d\lambda}\right)_{\lambda=\lambda_0}(\lambda(t)-\lambda_0). \tag{2.13}$$

[3]ce qui paraît raisonnable, étant donné que $V_0/c \sim 10^{-4}$

Le retard induit par l'étalon devient alors fonction du temps :

$$\tau(t) = \frac{2e}{c}(n(t) - \frac{1}{n_0}), \tag{2.14}$$

où le n_0 provient de la distance de recul du bras de l'interféromètre : $d = e(1 - \frac{1}{n_0})$. En posant $\tau_0 = \frac{2e}{c}(n_0 - \frac{1}{n_0})$, on obtient pour le retard induit par l'étalon :

$$\tau(t) = \tau_0(1 + 2\delta\frac{v(t)}{c})$$
$$\text{avec : } \delta = -\frac{n_0}{n_0^2}\lambda_0(\frac{dn}{d\lambda})_{\lambda_0},$$

correction due à la dispersion spectrale dans l'étalon, introduite la première fois par Barker & Schuler [1974]. Dans le cas de la silice fondue, $dn/d\lambda = -4,6.10^{-5}$ nm^{-1} à $\lambda = 532$ nm et à 20°C, ce qui conduit à $\delta = 0,0315$.

L'équation du VISAR devient alors :

$$F(t) = \frac{2\tau(1+\delta)v(t)}{\lambda_0}.$$

Propagation des crêtes Dans les limites imposées par nos conditions expérimentales, l'équation du VISAR que nous venons d'écrire est correcte mais ne tient pas compte des conditions physiques réelles.

Les champs qui interfèrent sur la face de la séparatrice de sortie ne sont plus monochromatiques mais possèdent une dispersion en fréquence. La donnée des spectres associés aux ondes Σ_1 et Σ_2 remplace les champs $\widetilde{E}_1$ et $\widetilde{E}_2$, ce qui complique fâcheusement le calcul. Il convient alors d'adopter une représentation temporelle plutôt que fréquentielle. C'est ce que fait Goosman [1975], en regardant la propagation des crêtes d'un train d'onde entre la sortie du laser sonde et le détecteur.

Considérons alors la propagation d'une crête du train d'ondes émis au point A sur la figure 2.11.

L'onde peut y est décrite par $\Psi_A(t) = \cos(\omega_0 t)$. Une crête passant par A au temps T se réfléchira sur le miroir au temps $\bar{t} = T + \frac{y - S(\bar{t})}{c}$ et passera par le point B au temps[4] $\bar{t} + \frac{y - S(\bar{t})}{c}$.

On pose $t = \bar{t} - \frac{S(\bar{t})}{c}$, ce qui permet d'écrire :

$$\Psi_A(t) = \Psi_B(t + \frac{y}{c}) = \Psi_{miroir}(\bar{t}). \tag{2.15}$$

En posant $\Psi_B = \cos\Phi_B$ et en montrant que $\frac{d\Phi_B}{dt}(t + \frac{y}{c}) = \omega(\bar{t})$, on aboutit à :

$$\Phi_B(t + \frac{y}{c}) = \Phi_B(\frac{y}{c}) + \int_0^t \omega(\bar{t}')d\bar{t}'. \tag{2.16}$$

[4]Le retard à la reflexion sur le miroir, de l'ordre de $10^{-17}s$, est négligé.

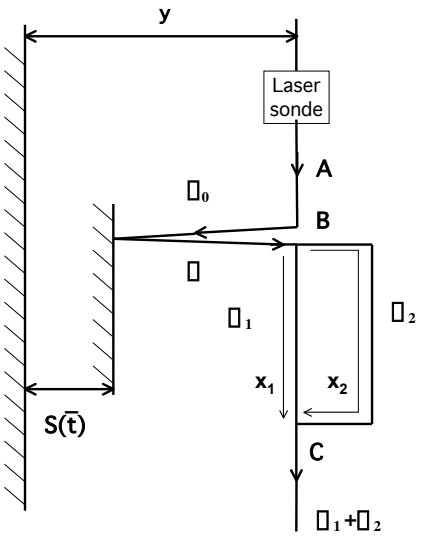

FIG. 2.11 – Représentation du VISAR. Le point A désigne la sortie du laser, B la séparatrice d'entrée et C celle de sortie. La surface réfléchissante se déplace d'une distance $S(\bar{t})$.

Ce qui signifie que le taux de variation de la phase au point B au temps $t + y/c$ est donné par le décalage Doppler de la pulsation laser sur le miroir au temps $\bar{t}$.

On se place maintenant en sortie de l'interféromètre au point C. On y écrit alors que :

$$\Psi_1^C(t + \frac{x_1 + y}{c}) = \frac{1}{2}\Psi_B(t + \frac{y}{c}) = \Psi_2^C(t + \tau + \frac{x_1 + y}{c}) \tag{2.17}$$

où le terme $\frac{1}{2}$ ne sert que de commodité de calcul.

On peut maintenant exprimer l'intensité. Si $|V/c| < 0,2$, les termes croisés deviennent négligeables et l'on peut écrire :

$$I(t + \frac{x_1 + y}{c}) = 1 + \cos\omega_0\left(\tau + 2\frac{S(\bar{t}) - S(\bar{t} - \tau)}{c}\right). \tag{2.18}$$

Si $S(\bar{t}) - S(\bar{t} - \tau) = \tau\langle v(t - \frac{\tau}{2})\rangle_\tau$, alors on peut approximer $\langle v(t - \frac{\tau}{2})\rangle_\tau \approx v(t)$. et on retrouve la relation usuelle du VISAR (2.12). Cette relation n'est cependant valable que lorsque τ est suffisamment petit. Pour connaître la borne supérieure sur τ, on développe $I(t + \frac{x_1+y}{c})$ en série de Taylor et on fait quelques judicieux changements de variables, pour aboutir à la condition :

$$\tau^3 \ll \frac{24\pi c}{\omega_0(\ddot{v} + 3\dot{v}^2/c)}. \tag{2.19}$$

Dans nos expériences, les changements de vitesse sont de l'ordre du km/s par ns ; la concavité $\ddot{v}$ peut être considérée comme nulle. On trouve alors $\tau \ll 10^{-7}s$, ce qui est largement réalisé puisque nos étalons n'induisent qu'un retard de quelques dizaines de picosecondes.

Utilisation pratique du VISAR

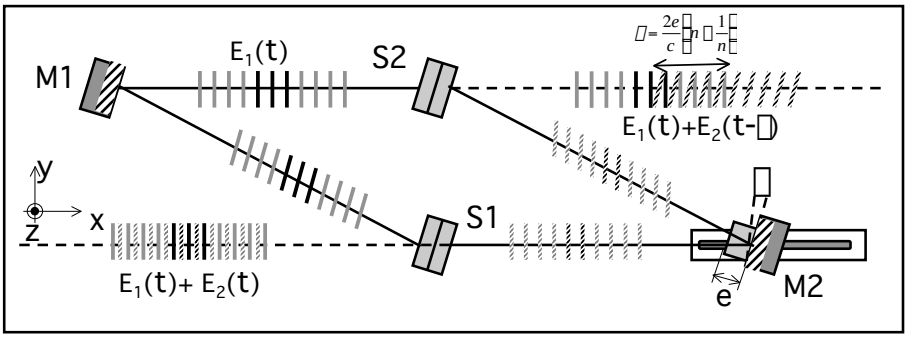

FIG. 2.12 – Schéma du VISAR.

Mesure de la vitesse Comme nous venons de le voir lors du paragraphe précédent, nous pourrons utiliser la relation (2.12) corrigée d'un facteur de l'ordre de 3% du à la dispersion spectrale dans l'étalon :

$$F(t) = \frac{2\tau(1+\delta)V(t)}{\lambda_0},$$

dans tous les cas de figure nous concernant pour mesurer la vitesse.

La constante de proportionnalité permettant d'accéder à la vitesse, exprimée en km.s^{-1}.frange^{-1}, est appellée à tort sensibilité[5] du VISAR. Le décalage d'une frange entière correspond à une variation de phase de 2π

Les vitesses attendues allant de 1 à 15 km/s, nous utilisons alors un VISAR de sensibilité inversement forte (par exemple, 16,68 km.s^{-1}.frange^{-1}) : celui-ci donne une mesure de la vitesse avec une précision limitée, mais sans ambiguïté sur le décalage de frange, puisque l'angle correspondant reste inférieur ou égal à 2π. Un second VISAR de sensibilité inversement faible (par ex. 3,39 km.s^{-1}.frange^{-1}) mesurera un angle pouvant être supérieur à 2π, mais dont la précision ne dépend plus que de l'erreur systématique sur le multiple de 2π.

Mesure de la réflectivité Les VISAR nous permettent également de mesurer la réflectivité de la surface réflechissante étudiée.

Réflectivité relative Lors des experiences menées en 2000, nous avons effectués des mesures de réflectivité relative à 532 nm en nous basant sur la luminosité des franges au cours du temps. Pour chaque cible, nous avons effectué un tir dit de

[5]Celle-ci devrait alors s'exprimer en frange.km^{-1}.s.

référence, c'est à dire uniquement avec le faisceau sonde puis un tir réel avec le laser de puissance. Nous avons ensuite soustrait la composante quasi-continue due au bruit (mesurée dans la partie la plus sombre des images obtenues) à chacun des deux signaux obtenus.

Si l'on suppose que le signal issu du laser sonde a toujours la même intensité d'un tir à l'autre et qu'il est toujours parfaitement synchronisé par rapport à l'ordre de tir, alors la réflectivité relative s'obtient alors en effectuant le rapport $\frac{\text{signal réel}}{\text{signal de référence}}$. Comme c'est rarement le cas[6], il existe deux possibilités de mesurer la réflectivité relative :

- Le signal de référence peut être prélevé sur une frange au bord de la cible, si celle-ci n'est pas perturbée par le choc.
- Le signal de référence est ajusté en le translatant verticalement et/ou horizontalement de manière à ce qu'il coïncide avec le signal réel avant le débouché du choc, ceci afin d'obtenir une réflectivité relative de 1 tant que la cible n'est pas encore perturbée par le choc (fig. 2.13).

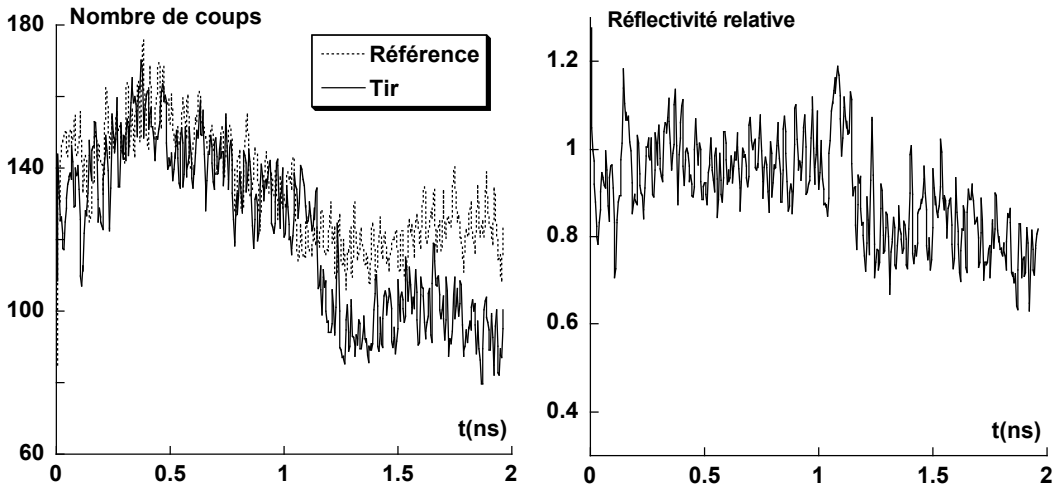

FIG. 2.13 – Mesure de la réflectivité relative à partir du signal de référence. A gauche : Signaux expérimentaux : signal de réference (tirets) ajusté sur le signal réel (trait continu) . A droite : réflectivité relative.

A partir de la variation de la réflectivité relative et connaissant la réflectivité absolue de la cible non perturbée à la longueur d'onde de la cible (par exemple à partir de données standard ou d'une mesure préalable), on peut remonter à la réflectivité réelle de la cible au cours du temps :

$$R_{réelle}(t) = R_{standard} \times R_{relative}(t).$$

[6]le laser sonde peut avoir un "jitter" de 1 à 1,5 ns et des fluctuations d'énergie d'un tir à l'autre

Réflectivité absolue Nous avons amélioré ce dispositif lors de la campagne d'expériences menée en 2002 en développant une mesure de réflectivité absolue aux deux longueurs d'onde du fondamental (1064 nm) et du second harmonique (532 nm) du laser sonde. Dans ce but, nous avons utilisé le dispositif représenté figure 2.14 pour les deux voies.

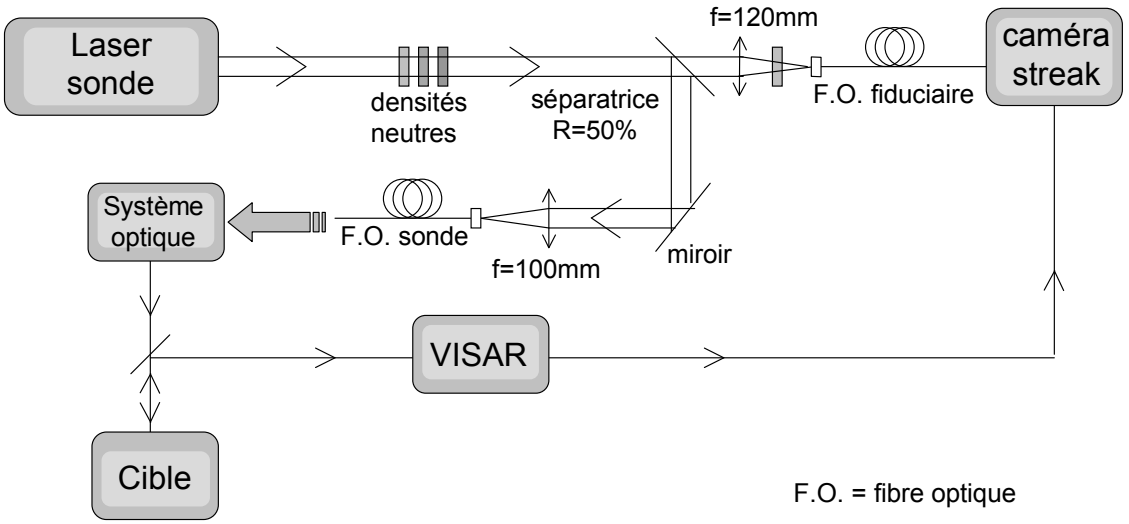

FIG. 2.14 – Dispositif mis en place en sortie du laser sonde. Pour alléger la figure, une seule des deux voies est représentée.

Chacun des deux faisceaux en sortie du laser est séparé en deux. Une moitié est envoyée dans le système optique en sortie de l'enceinte expérimentale pour aller se réfléchir sur la face arrière de la cible avant d'être injecté dans les VISAR. L'autre moitié est acheminée directement vers la fente des caméra streak couplées aux VISAR. On a alors la possibilité de comparer le signal réfléchi provenant de la cible avec celui provenant du laser sonde. Le rapport entre ces deux signaux permet d'accéder à la réflectivité absolue de la face arrière de la cible.

Pour calibrer ce système, on remplace la cible par un miroir de réflectivité R_{miroir} connue, en l'occurrence :

$$R_{miroir}(\lambda = 532nm) = 0,9646,$$
$$R_{miroir}(\lambda = 1064nm) = 0,91.$$

A la réflectivité du miroir, on fait correspondre le rapport K entre l'intensité du signal issu de la fibre $I_{fiduciaire}$ et celui des franges I_{miroir} (voir figure 2.15)

Nous retenons comme valeur de K le rapport entre les deux valeurs maximales des signaux I_{miroir} et$I_{fiduciaire}$. Nous trouvons alors, aux deux longueurs d'onde utilisées :

$$K(\lambda = 532nm) = 0,921,$$
$$K(\lambda = 1064nm) = 0,64.$$

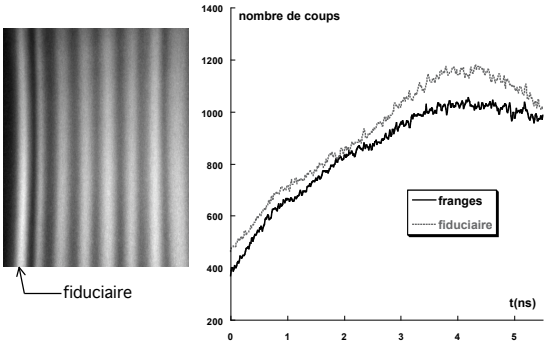

FIG. 2.15 – A gauche, image VISAR d'un tir de calibrage à 532 nm sur miroir ; à droite, profils temporels des signaux fiduciaire (en gris) et de réflexion (en noir).

La réflectivité d'une surface inconnue R_{cible} au cours du temps est donc :

$$R_{cible}(t) = \frac{R_{miroir}}{K} \frac{I_{cible(t)}}{I_{fiduciaire(t)}}. \tag{2.20}$$

Nous avons d'abord testé cette méthode en effectuant des tirs de référence, c'est à dire uniquement avec le laser sonde, sur des cibles connues de fer (fig. 2.16).

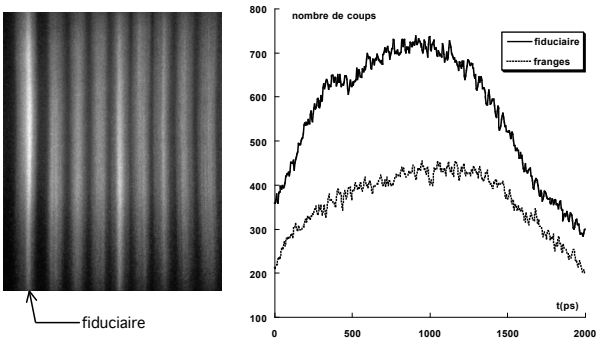

FIG. 2.16 – Image VISAR d'un tir de référence sur une cible de fer et profils temporels des signaux $I_{fiduciaire}$ (trait continu) et I_{cible} (pointillés).

Les valeurs mesurées sont :

$$R_{Fe}^{exp}(\lambda = 532nm) = 0,587,$$
$$R_{Fe}^{exp}(\lambda = 1064nm) = 0,643.$$

à comparer avec les valeurs standard :

$$R_{Fe}(\lambda = 532nm) = 0,567,$$
$$R_{Fe}(\lambda = 1064nm) = 0,623.$$

soit une erreur inférieure à 4%, permettant de valider cette méthode.

Dans le cas d'une cible de réflectivité inconnue, nous mesurons la réflectivité sur le tir de réference ainsi que sur le tir de puissance. Ceci permet de s'assurer que la réflectivité dans l'état non perturbé reste la même. Sur la figure 2.17, nous montrons l'exemple d'un tir sur une cible de fer comportant une fenêtre de fluorure de lithium en face arrière.

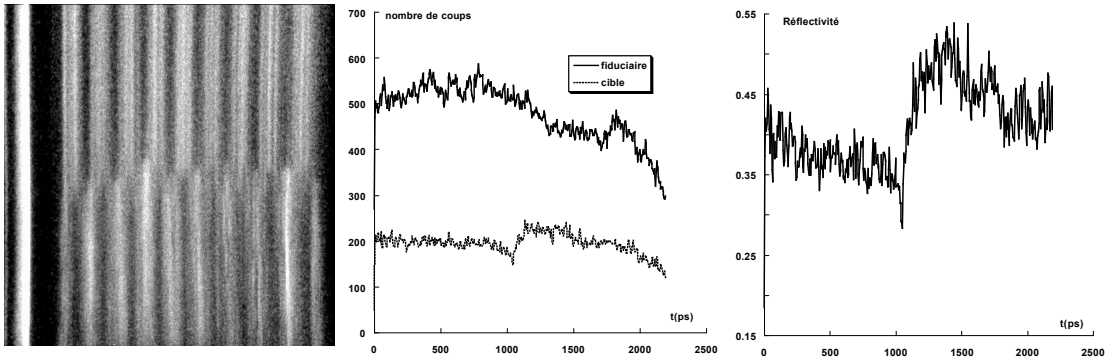

FIG. 2.17 – Mesure absolue de la réflectivité dans le cas d'une cible a priori inconnue.

La précision ainsi obtenue sur la mesure absolue de la réflectivité est d'environ ±10% selon la qualité de l'image.

2.3.3 Diagnostic passif : Mesure de l'émission propre

Le débouché du choc en face arrière s'accompagne par une émission de lumière [Zel'dovich & Raizer 1959]. Le but du diagnostic d'émission propre est alors de mesurer la luminosité issue de la face arrière de la cible au cours du temps et d'y associer une température équivalente de corps noir.

La loi de Planck :

$$B(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{exp(\frac{hc}{\lambda k_B T}) - 1}, \tag{2.21}$$

définit une densité spectrique de luminance en W.cm^{-2}.sr^{-1}.nm^{-1}. A cette loi d'émission de corps noir on peut associer le nombre de coups sur la caméra CCD se trouvant en bout de la chaîne de mesure (fig. (2.18)).

En convoluant la fonction de Planck $B(\lambda, T)$ avec la réponse spectrale $T(\lambda)$ du système optique assurant le relais d'image prise sur la bande spectrale visible $\Delta\lambda$ s'étendant de 400 à 800 nm, et connaissant la réponse spectrale de la photocathode $r(\lambda)$, on obtient le flux par unité d'angle solide émis par la surface et perçu par la CCD. Il reste alors à multiplier le tout par l'angle solide de collection des photons Ω (défini par l'ouverture de la première lentille en partant de la cible) et par la surface S illuminant un pixel sur la CCD. Cette surface est donnée par le grandissement en surface G de la chaîne de mesure (système optique de relais d'image et streak). Enfin, étant donné la réponse en énergie k, exprimée en J/coup, du système streak+CCD,

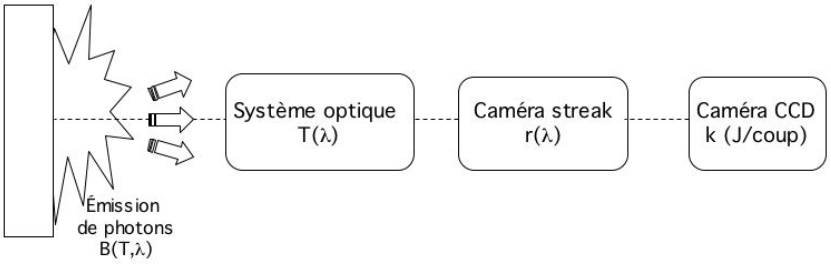

FIG. 2.18 – Schéma de principe de la mesure de l'émission propre.

nous devons connaître le temps d'exposition Δt d'un pixel. Le nombre de coups N d'un pixel de la CCD est donc :

$$N = \frac{S\Omega\Delta t}{k} \int_{\Delta\lambda} B(\lambda, T)T(\lambda)r(\lambda)d\lambda. \tag{2.22}$$

Afin d'identifier chacun des paramètres intervenant dans la formule ci-avant, nous avons calibré en énergie la caméra rapide à balayage de fente et nous avons mesuré la transmission spectrale du système optique.

Calibrage en énergie du système streak + CCD

La caméra streak (fig. 2.19) est munie d'une photocathode convertissant les photons incidents en photoélectrons. Ceux-ci sont déviés au cours du temps par une rampe de tension et vont bombarder un écran fluorescent où se forme l'image. La luminosité de l'image peut être règlée par un intensificateur. Derrière cet écran est placée une caméra CCD qui enregistre un nombre de coups lié à sa luminosité.

La calibrage en énergie du système constitué de la streak couplée à la caméra CCD consiste alors à associer au nombre de coups l'énergie des photons incidents sur la fente.

Pour ce faire, une impulsion laser Nd :YaG doublée en fréquence (532 nm) a été utilisée. Le principe de ce calibrage est de séparer en deux l'impulsion : la moitié des photons est envoyée sur la streak, l'autre va dans un microjoulemètre. Afin d'homogénéiser la tâche spatialement, on fait d'abord un relais dans une fibre optique de diamètre de coeur 900 μm (fig. 2.20).

Connaissant la surface de la fente de la streak et le diamètre du faisceau, on sait alors combien de photons ont illuminé la fente de la streak. On accède ainsi à la constante de calibrage de la streak notée k et exprimée en J/coup.

Cette méthode est cependant limitée car elle ne permet de connaître la réponse en énergie de la caméra streak qu'à la longueur d'onde du laser, en l'occurence à 532 nm. Il faut aussi tenir compte de la réponse spectrale de la photocathode sur tout le spectre visible. Celle-ci a été mesurée par Benuzzi *et al.* [1995] et est en bon accord avec les données du constructeur (fig. 2.21).

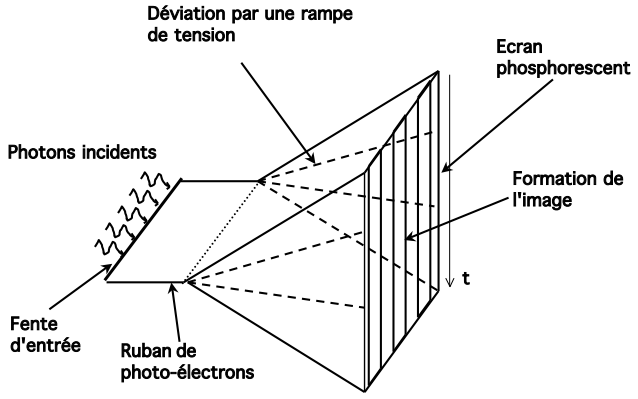

FIG. 2.19 – Schéma de principe du fonctionnement de la caméra streak.

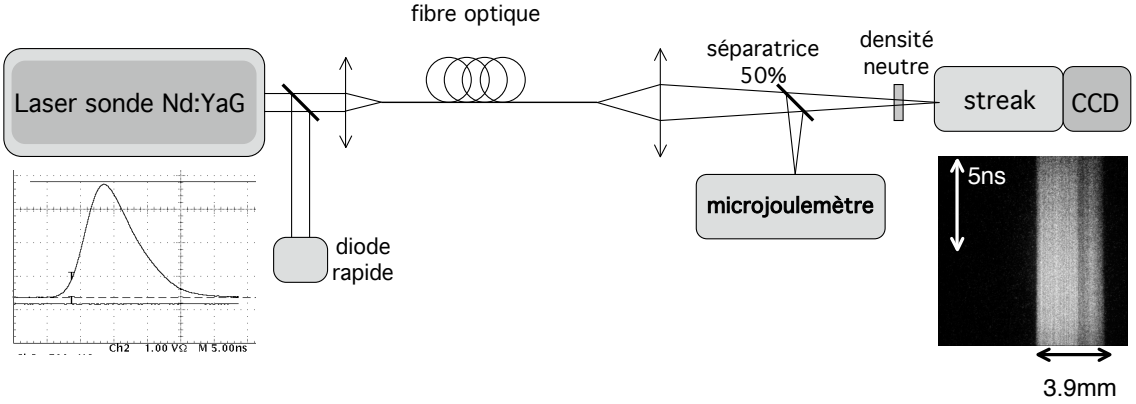

FIG. 2.20 – Schéma de principe du calibrage de la caméra streak en énergie.

Temps d'exposition

Le temps d'exposition Δt d'un pixel est défini par la vitesse de balayage de la streak exprimée en ps/pixel. Il faut également tenir compte de la largeur de la fente. En effet, celle-ci n'illumine pas une rangée de pixels pour chaque pas temporel, comme ce serait le cas idéalement. Lorsque l'on fait l'image statique de celle-ci sur la CCD , on s'aperçoit qu'elle illumine entre 4 et 5 rangées de pixels pour la configuration de 2000 et 6 rangées pour la configuration de 2002 (fig. 2.22). On multiplie alors le temps "idéal" d'exposition des pixels obtenu à partir de la vitesse de balayage par le nombre de rangées de pixels éclairés en mode statique.

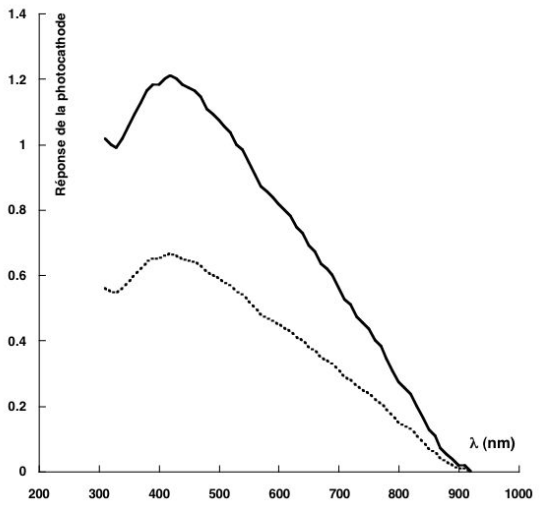

FIG. 2.21 – Réponse de la photocathode donnée par le constructeur (traits pointillés) et normalisée à la longueur d'onde de calibrage (trait plein).

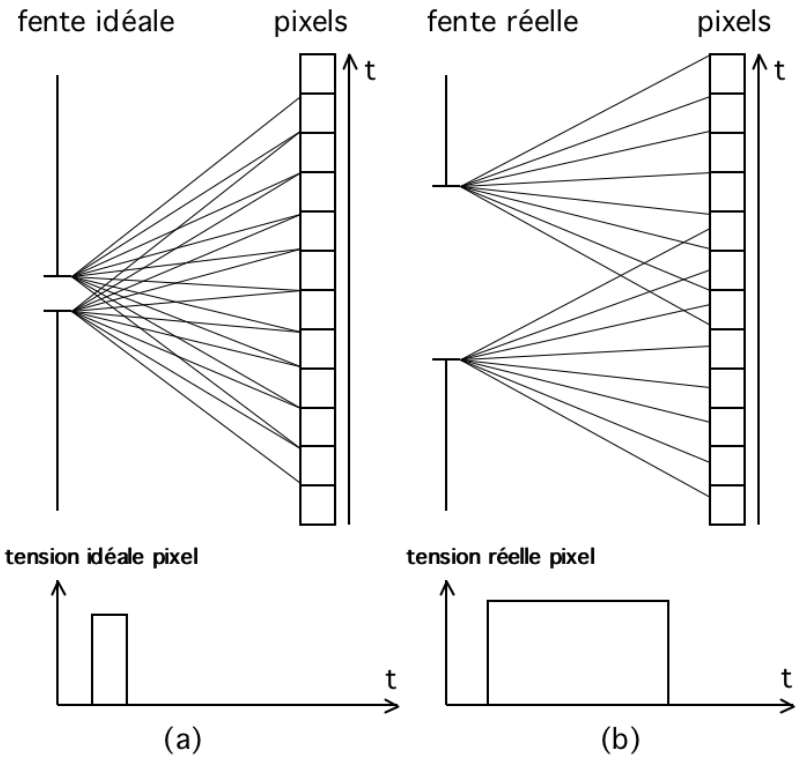

FIG. 2.22 – Exposition des pixels de la CCD au cours du balayage. (a) Cas idéal (b) Cas réel. Apparaissent également les tensions enregistrées dans les deux cas. Le cas réel est approximé par un créneau car le temps de montée des capteurs CCD ($\sim$ fs) est très court devant la durée d'exposition ($\sim$ 10-100 ps).

Réponse spectrale du système optique

La réponse spectrale $T(\lambda)$ du système optique a été mesurée en plaçant une lampe spectrale (Optics Lab OL 5500) au centre de l'enceinte et en remplacant la streak par un spectromètre calibré auparavant. Connaissant le spectre d'émission de la lampe, on peut alors remonter à la transmittivité spectrale du système. Nous avons également passé chacun des composants optiques dans un spectrophotomètre, à l'exception des lentilles et des miroirs. Pour ces derniers nous avons utilisés les données du constructeur. En effectuant le produit de chacune des réponses spectrales, on obtient la transmission spectrale du système entier. La figure (2.23) montre les spectres de transmission intervenant au cours des deux campagnes de tir de 2000 et 2002.

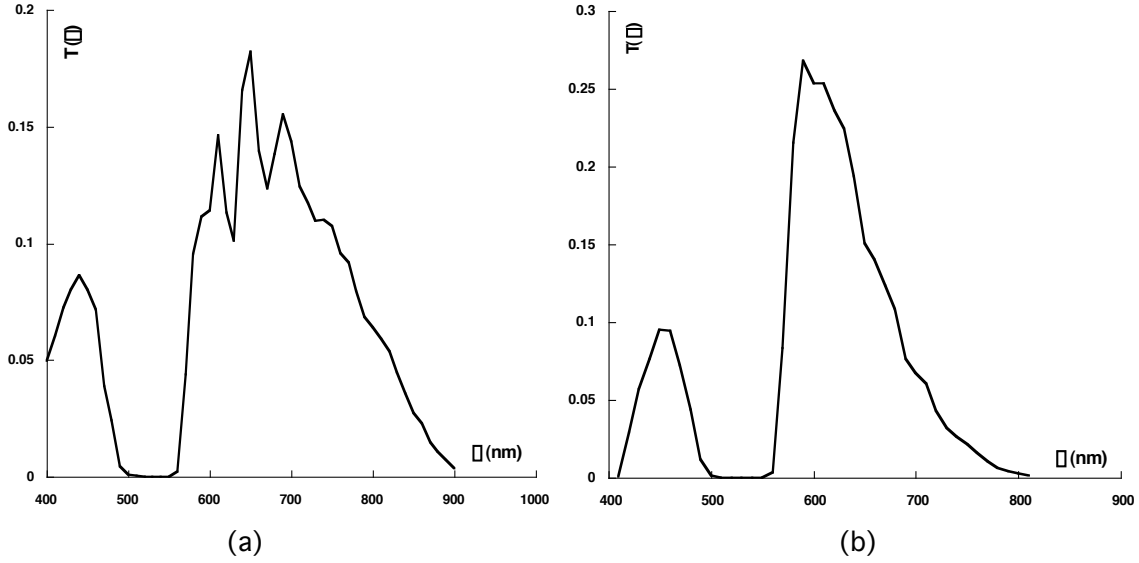

FIG. 2.23 – Transmittivité spectrale du système optique reliant la cible à la caméra CCD d'émission propre (la réponse de la photocathode est prise en compte). (a) expériences de 2000, (b) expériences de 2002

Enfin nous avons effectué des mesures de transmission intégrée en longueur d'onde à l'aide d'une lampe spectrale (émettant un rayonnement de corps noir) et d'un photomultiplicateur de réponse $r_{PM}(\lambda)$ (fig. 2.24).

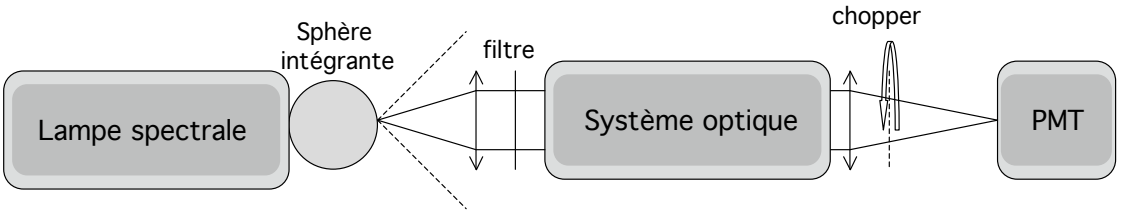

FIG. 2.24 – Schéma de principe du banc de mesure de la transmission intégrée du système optique séparant la streak émission propre de la cible.

Nous avons imagé le trou de sortie de la lampe spectrale calibrée OL 5500 sur la photocathode d'un photomultiplicateur Hamamatsu (PMT), relié à un oscilloscope.

La lampe spectrale émet un rayonnement de corps noir. La surface du trou a été mesurée au microscope et son ouverture est supérieure à celle de la lentille de reprise d'image, fixant ainsi l'angle solide de collection des photons. Après traversée du système optique, le faisceau passe par un chopper qui permet un fonctionnement pulsé du PMT. Les mesures ont été effectuées avec différents filtres (rouge, rose, bleu) et différentes tensions de polarisation du PMT (entre -1,5 et 2 kV) afin de s'assurer de la linéarité de la réponse. Pour chaque mesure, la luminance de la lampe, proportionnelle à la puissance spectrale en sortie du trou, a été variée entre 0 et 35000 fL.

La réponse en tension du PMT a été calibrée en y envoyant directement la lumière de la lampe avec une ouverture fixée. Sa réponse spectrale $r_{PM}(\lambda)$ (photocathode S20) est donnée par le constructeur. La tension mesurée en présence du système optique permet alors d'accéder à la transmission intégrée $\bar{T}$ du système optique

$$\bar{T} = \frac{\int B(\lambda, T) r_{PM}(\lambda) T(\lambda) d\lambda}{\int B(\lambda, T) r_{PM}(\lambda) d\lambda}.$$

On mesure alors une transmission intégrée en excellent accord (à 1% près) avec la valeur reconstruite à l'aide du profil spectral. On peut alors considérer que la perte de rayons dans le système optique est négligeable.

Grandissement

L'accès à la grandeur S est déterminé par le grandissement total en surface G de la chaîne de mesure. On a en effet $S = G \times S_{1px}$ où $S_{1px} = (19{,}2\ \mu\text{m})^2$ désigne la surface d'un pixel. Le grandissement vaut quant à lui $G = G_{systemeoptique} G_{streak}$. On accède à ce dernier en faisant l'image sur la CCD couplée à la streak d'un objet de taille connue (en l'occurence une mire de diamètre extérieur 293 μm) placé au centre de l'enceinte (fig. 2.25).

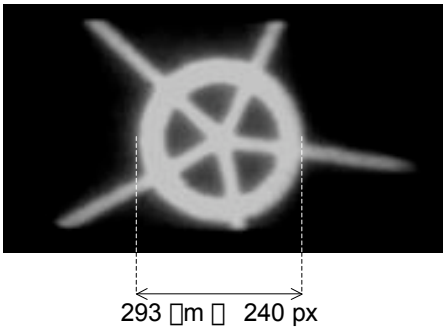

FIG. 2.25 – Image de la mire au centre chambre sur la CCD couplée à la streak émission propre dans le cas de la configuration de 2002.

Angle solide

L'angle solide de collection des photons issus de la surface émissive est défini par l'ouverture de la première lentille à partir de la cible. Pour une ouverture f/x, l'angle solide Ω est donné par

$$\Omega = 2\pi\left(1 - \frac{f}{\sqrt{(\frac{f}{2x})^2 + f^2}}\right).$$

L'objectif était ouvert à f/1.2 dans la configuration 2000 et à f/3 en 2002.

Paramètres de la chaîne de mesure

Les deux configurations utilisées au cours de nos expériences ont été entièrement caractérisées et l'ensemble des paramètres les décrivant sont réunis dans le tableau suivant :

Configuration	2000	2002
k(J/coup)	$1,5 \pm 0,5.10^{-18}$	$8 \pm 0,8.10^{-19}$
Δt (ps)	53 ± 5	118 ± 10
G	9,183	3,97
Ω (srad)	0,4833	0,08548

La donnée des paramètres caractérisant les détecteurs (caméras streak couplées aux CCD) et le système optique nous permet alors d'établir la correspondance entre le nombre de coups enregistrés sur les caméras CCD et la température équivalente de corps noir de la surface émissive.

Température du corps gris équivalent

La densité spectrique de luminance émise par la cible $I(\lambda, T)$ est liée à l'émission de corps noir $B(\lambda, T)$ par

$$I(\lambda, T) = \epsilon(\lambda)B(\lambda, T),$$

où ϵ est l'émissivité spectrale. Pour un corps noir, on a $\epsilon(\lambda) = 1$. Sinon, on doit tenir compte de la loi de Kirchhoff qui s'écrit, pour un milieu opaque :

$$\epsilon(\lambda) + R(\lambda) = 1,$$

où $R(\lambda)$ est la réflectivité spectrale. Dans ce cas, $I(\lambda, T)$ est une loi d'émission de *corps gris* et s'écrit :

$$I(\lambda, T) = (1 - R(\lambda))\frac{2hc^5}{\lambda^5}\frac{1}{exp(\frac{hc}{\lambda k_B T}) - 1}. \tag{2.23}$$

Le nombre de photons émis par un corps gris est donc, à température égale, plus faible que celui d'un corps noir. Pour un même nombre de photons détectés sur le diagnostic, nous mesurerons alors une température de corps gris équivalent supérieure à celle du corps noir.

Le nombre de coups sur CCD est alors

$$N = \frac{S\Omega\Delta t}{k} \int_{\Delta\lambda} I(\lambda, T)T(\lambda)r(\lambda)d\lambda.$$

Les réflectivités mesurées sont typiquement de 0,4 et sont mesurées avec une erreur de 10%. L'erreur sur la mesure de température, due à l'incertitude sur les paramètres k et Δt et à l'erreur sur la réflectivité est alors de $\pm 15\%$ (fig. 2.26).

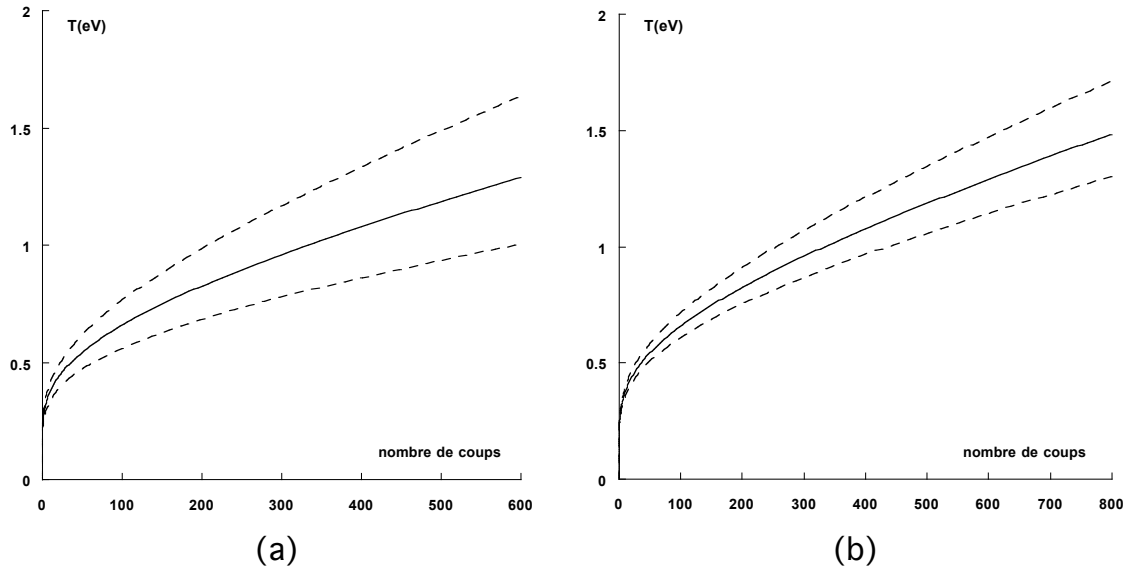

FIG. 2.26 – Courbes nombre de coups sur CCD-température équivalente de corps gris. Configuration 2000 (a) et 2002 (b). Les courbe en pointillés donnent l'amplitude de l'erreur de part et d'autre de la valeur mesurée.

2.4 Résultats préliminaires sur cibles simples

Afin de valider l'ensemble du dispositif expérimental mis en place, considérons tout d'abord le cas de cibles simples constituées d'une feuille mince de fer. Cette configuration permet de minimiser le nombre d'artefacts éventuels expérimentaux pouvant intervenir dans le dépouillement des données et d'obtenir des résultats simples à interpréter et à comparer avec les outils théoriques et numériques dont nous disposons.

Dans (1.3), nous avons vu comment une impulsion laser à haut flux pouvait générer une onde de choc dans un solide. Lorsque le choc débouche en face arrière, nous avons vu dans (1.2.1) que la conservation de l'énergie implique qu'une onde de détente

remonte dans la cible comprimée par le choc. La face arrière est ainsi mise en vitesse. Cette dernière est alors, comme nous l'avons explicité dans (1.2.3), la composition de la vitesse matérielle u_p des particules entraînées derrière le front de choc et de la vitesse u_d de l'onde de détente isentropique, égale à la vitesse du son dans le milieu comprimé. Dans le diagramme pression-vitesse fluide (fig. 2.27), l'état comprimé (avant le débouché) est donné par un point sur l'Hugoniot du fer et l'état en détente à pression nulle est défini par l'intersection de l'isentrope de détente et l'axe $p = 0$. C'est là que se situe la vitesse de face arrière.

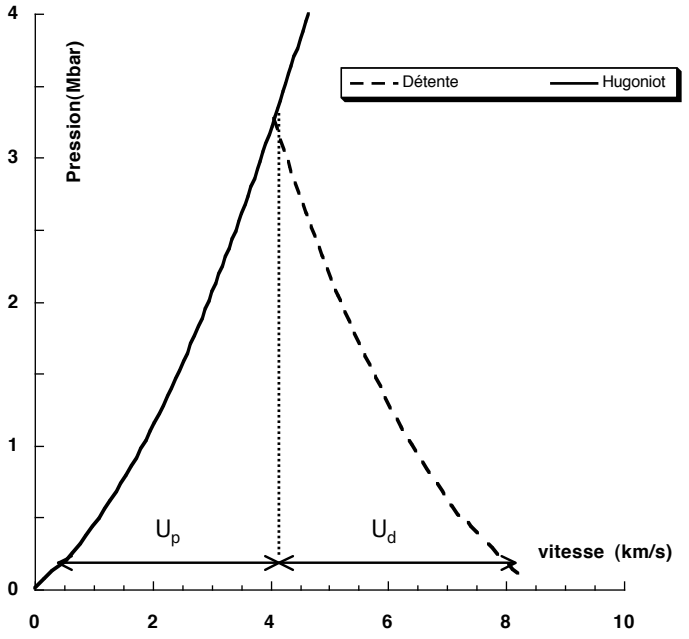

FIG. 2.27 – Contributions à la vitesse de face arrière de la vitesse fluide et de la vitesse de l'onde de détente.

2.4.1 Simulations numériques MULTI

Afin de définir les paramètres expérimentaux et de dimensionner correctement les cibles, nous avons préalablement effectué des simulations à l'aide du code hydrodynamique monodimensionnel MULTI[Ramis *et al.* 1988][7]. Il s'agit d'atteindre un compromis sur l'épaisseur de la cible. En effet, celle-ci doit être suffisamment petite pour assurer la propagation d'un choc stationnaire jusqu'à la face arrière et suffisamment

[7]Une description du code et des modifications qui y ont été apportées peut être trouvée dans [Benuzzi 1997]

épaisse pour éviter au mieux tout effet de préchauffage[8] en aval qui aurait pour effet de changer les conditions de densité et de température de la cible avant le débouché du choc.

Détermination de l'intensité laser sur cible Comme nous l'avons mentionné dans (2.3), des calorimètres situés près des hublots où pénètrent les faisceaux laser nous fournissent une mesure de l'énergie laser après doublage en fréquence. Cependant, nous ne disposons pas d'une mesure directe très précise de l'intensité laser sur cible en W/cm^2. Or la donnée de celle-ci est essentielle car elle sert de paramètre d'entrée pour les simulations MULTI. Il faudrait alors connaître exactement les pertes totales sur les optiques ainsi que l'énergie du faisceau absorbée dans la couronne.

Nous avons donc "calé" le code MULTI sur nos expériences. En effet, à chaque fois que nous avons changé la durée d'impulsion, nous avons effectué des tirs sur des cibles d'aluminium comportant des marches de hauteur connue (3,5 à 3,7 μm). Cette configuration permet de mesurer la vitesse de choc sur le diagnostic d'émission propre et/ou sur les VISAR. Comme l'équation d'état de l'aluminium est très bien connue, celui-ci est désormais considéré comme matériau de référence. Nous avons donc effectué plusieurs simulations MULTI en faisant varier l'intensité laser de manière à retrouver la vitesse de choc expérimentale.

Nous obtenons donc les correspondances suivantes entre l'énergie du laser après doublage et l'intensité utile sur cible :

Campagne	$FWHM_{impulsion}$	$I_{laser}(10^{13}W/cm^2)$
06/2000	600 ps	$0,1E_{(J)}$
07/2000	720 ps	$0,083E_{(J)}$
01-02/2002	1,35 ns	$1,62 - 0,1E_{(J)} + 0,002E^2_{(J)}$
05-06/2002	1,1 ns	$1,6 - 0,1E_{(J)} + 0,002E^2_{(J)}$

Nous nous sommes assurés que pour des éclairements laser allant de 10^{13} W/cm^2 à 6.10^{13} W/cm^2 et une durée d'impulsion de 600 ps, une épaisseur de $\sim$10-15μm est adaptée à de telles conditions expérimentales. On peut voir par exemple sur la figure 2.28 la propagation du choc jusqu'à la face arrière dans des conditions typiques. La pression du choc juste avant le débouché est de $\sim$ 3,4 Mbar pour une pression d'ablation de $\sim$ 5 Mbar, soit un "rendement" de $\sim$ 70%.

Le préchauffage prédit par MULTI est de 0,07 eV (fig. 2.29), ce qui est en dessous de la température de fusion du fer dans les conditions standard (0,156 eV).

[8]par exemple induit par la propagation d'électrons suprathermiques et de rayons X produit au cours de l'interaction laser-face avant

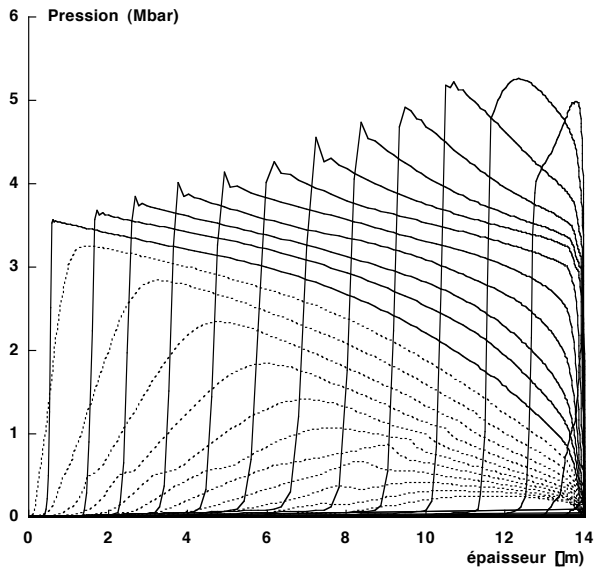

FIG. 2.28 – Profils de pression dans une feuille mince de fer de 14 microns calculés par MULTI. Les traits continus représentent le choc qui se propage et décroît dans la cible, les traits pointillés représentent l'onde de détente qui remonte dans la cible après le débouché. L'éclairement laser est de $2,9.10^{13}$ W/cm^2.

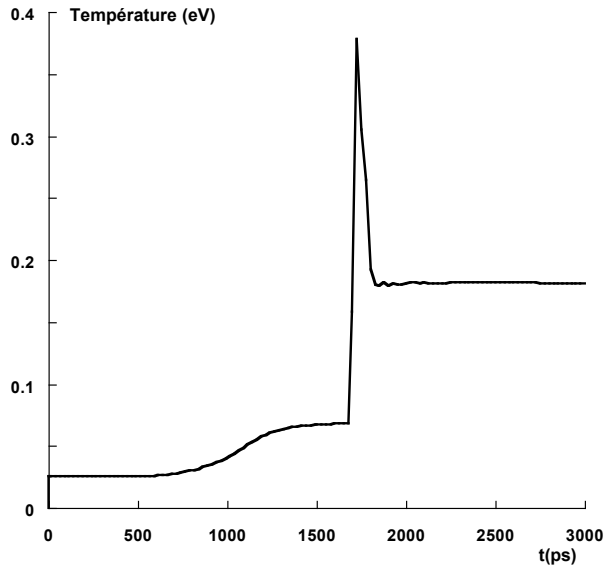

FIG. 2.29 – Température en face arrière. L'épaisseur de la cible est 14μm et l'intensité laser $2,9.10^{13}$ W/cm^2.

La mesure de vitesse se faisant grâce à la réflexion d'un faisceau sonde sur la face arrière, nous devons évaluer l'état de l'interface fer/vide lors du débouché du choc. En effet, mesurer une vitesse de surface libre suppose que celle-ci possède des propriétés optiques qui lui permettent d'être traitée comme une interface où peut se produire une réflexion de Fresnel. C'est le cas tant que le débouché du choc ne vaporise pas la face arrière de la cible. Cette dernière peut par contre être vaporisée et ionisée si le choc est suffisamment fort. Le faisceau sonde se réfléchit éventuellement à la densité critique de la face arrière en expansion et le décalage des franges mesuré en sortie du VISAR donne la vitesse de la surface critique. C'est pourquoi nous nous sommes intéressés à la distribution spatiale de la densité électronique en face arrière.

Nous avons vérifié que la condition :

$$[\frac{1}{n_e}\frac{dn_e}{dx}]^{-1} \ll \frac{\lambda}{2} \tag{2.24}$$

était toujours respectée dans nos conditions expérimentales. Ceci signifie que le gradient de densité électronique est suffisamment raide pour que le faisceau sonde subisse une réflexion de Fresnel.

Dans le cadre de ces résultats préliminaires, nous nous limiterons à un éclairement de 4.10^{13} W/cm^2. Dans ces conditions, nous pouvons être assurés de la pertinence du diagnostic VISAR. Les simulations nous montrant que l'on pouvait s'attendre à des vitesse de face arrière allant de 3 à 12 km/s, nous avons utilisés deux VISAR dont les sensibilités sont respectivement de 3,39 et 16,68 km/s.

2.4.2 Données expérimentales VISAR

Mesures de vitesses de surface libre

Le dépouillement des données VISAR se fait en mesurant le décalage de franges au moment du débouché du choc. Comme nous l'avons signalé dans (2.3.2), les incertitudes sont principalement liées à la sensibilité ainsi qu'à la résolution spatiale du diagnostic déterminée par la taille de la figure d'interférences et des franges sur la lame de sortie du VISAR. Ainsi, en notant S la sensibilité en km.s^{-1}.frange^{-1}, F le décalage de franges et T l'interfrange exprimés en pixels, la vitesse de face arrière v est :

$$v = S\frac{F}{T},$$

avec une incertitude donnée par :

$$\Delta v = S\left|\frac{F\Delta T - T\Delta F}{T^2}\right|.$$

On considère des erreurs relatives de 10% sur la mesure du décalage de frange et de l'interfrange T (variant entre 20 et 40 pixels suivant le VISAR). On obtient alors l'incertitude maximale sur la vitesse pour les deux VISAR :

	Sensibilité	Δv
Visar Gauche	16,68 km.s^{-1}.frange^{-1}	± 0.5 km/s
Visar Droit	3,39 km.s^{-1}.frange^{-1}	± 0.3 km/s

La donnée de deux images VISAR telles celles de la figure 2.30 nous permet donc de mesurer une vitesse de face arrière avec une précision de ±0,3 km/s.

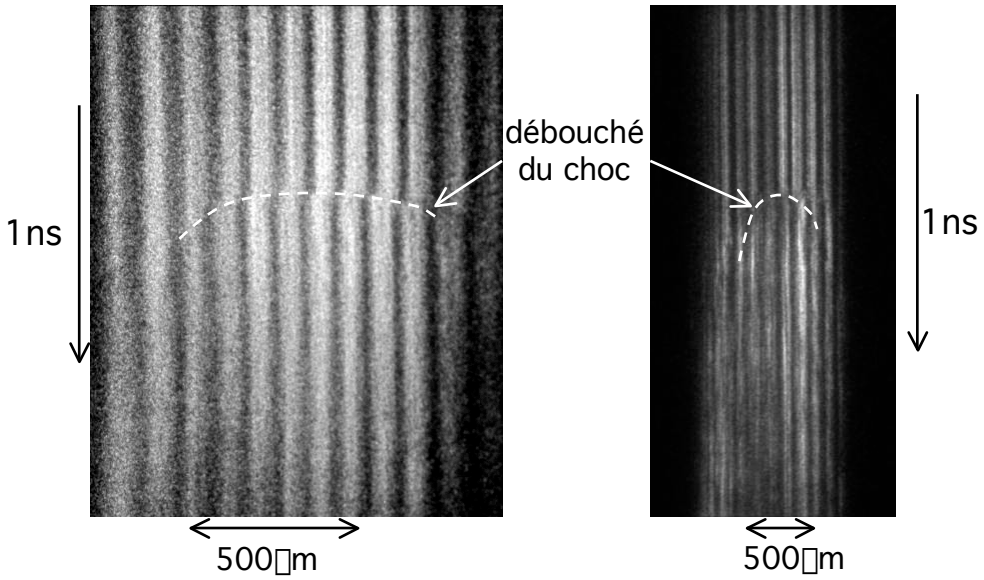

FIG. 2.30 – Images VISAR Gauche et Droit obtenues avec une feuille simple de fer de 12.5μm. L'éclairement laser est 7.10^{12}W/cm^2.

Nous avons effectué une série de tirs pour des éclairements laser échelonnés entre 0,56 et 3,75.10 ^{13}W/cm^2 (fig. 2.31).

Nous constatons un bon accord entre les points expérimentaux et les valeurs données par les simulations numériques, attestant de la pertinence du diagnostic VISAR. Les écarts aux valeurs prédites sont ici imputables à la qualité spatiale du choc, elle même très dépendante de la forme de la tâche focale.

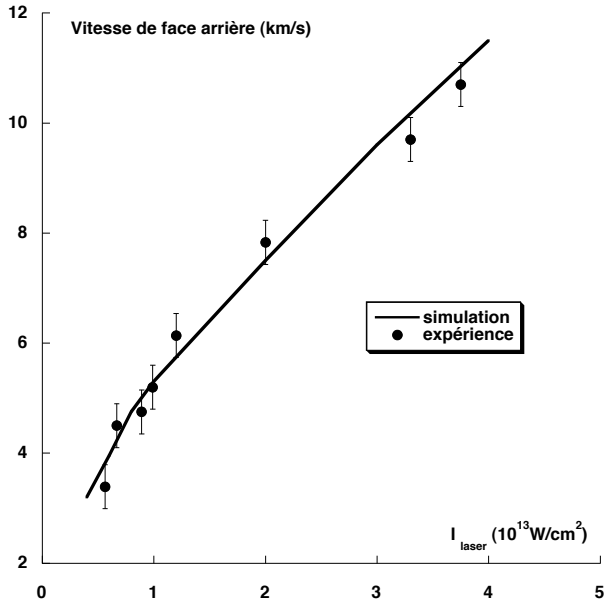

FIG. 2.31 – Vitesses de face arrière expérimentales et prédites par MULTI.

Réflectivité

Les VISAR permettent également d'effectuer une mesure de la réflectivité à partir de la luminosité des franges au cours du temps. Nous voyons sur la figure 2.32 qu'au delà d'une vitesse de surface libre de ~ 5 km/s, la réflectivité de la cible après le débouché du choc chute environ de moitié par rapport à sa valeur initiale. Elle continue ensuite de chuter jusqu'à $\approx 10\%$.

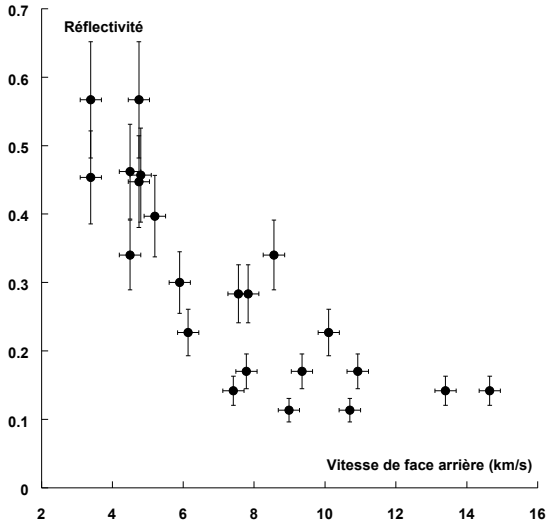

FIG. 2.32 – Réflectivité en face arrière après le débouché du choc en fonction de la vitesse de surface libre.

On peut attribuer cette chute de réflectivité avec la vitesse de face arrière, donc avec la pression et la température du choc, à un changement d'état de la face arrière. Une réflectivité élevée est signe que la cible est encore dans un état condensé, solide ou liquide, et relativement froid, en dessous de la température de vaporisation. Lorsque la vitesse de face arrière augmente, la température devient de plus en plus élevée et la réflectivité diminue. Pour des vitesses élevées (∼10-12 km/s), le faisceau sonde est absorbé dans le fer vaporisé qui se détend.

2.4.3 Emission propre

Présentation du problème

Le diagnostic d'émission propre fut un des premier outil utilisé pour la mesure relative d'équation d'état par choc laser (Koenig *et al.* [1995]). Le débouché du choc s'accompagne en effet d'une forte luminosité pour des matériaux à bas point de fusion. Cette propriété a été exploitée sur des cibles comportant une marche d'aluminium dont l'équation d'état est bien connue : le décalage temporel entre les signaux lumineux apparaissant en bas et en haut de celles-ci permet de mesurer la vitesse du choc. Dans le cas du fer, le point de fusion dans les conditions standard est beaucoup plus élevé (1811 K). A pression égale, le fer est donc beaucoup moins chaud que l'aluminium. Dans les conditions expérimentales décrites au début de cette section, aucun signal d'émission propre n'a été détecté. Nous avons pu observer de l'émission propre que sur deux tirs, en augmentant l'énergie laser (voir chapitre suivant). Cependant, cette émission est celle de la couche émissive dans la cible en détente. Cette surface est écrantée par la partie non émissive mais partiellement absorbante de la détente (fig. 2.33).

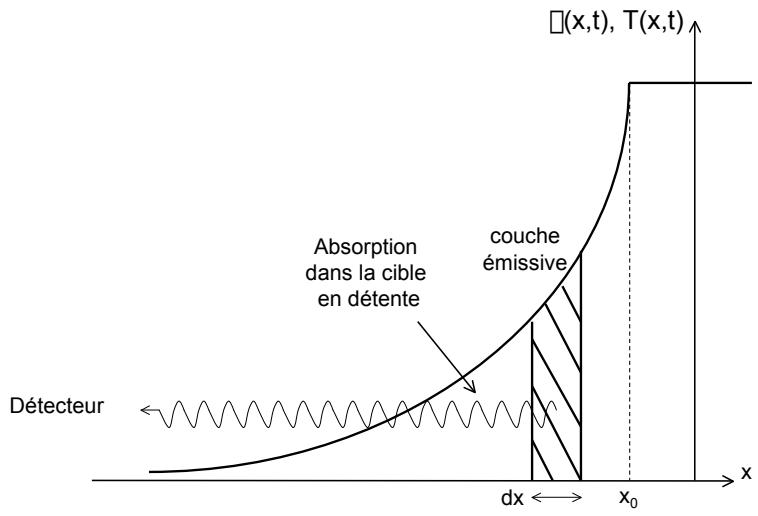

FIG. 2.33 – Emission propre apparente. Les photons issus de la surface émissive sont partiellement absorbés par le matériau en détente.

Ainsi le nombre de coups mesuré au cours du temps ne traduit pas la température initiale du choc mais est donné par

$$N(t) = \frac{S\Omega\Delta t}{k} \int_{\Delta\lambda} E(\lambda, T(t))T(\lambda)r(\lambda)d\lambda \tag{2.25}$$

où $E(\lambda, T(t))$ est la densité spectrique de luminance apparente. Celle-ci est donnée par l'équation du transfert radiatif :

$$E(\lambda, T(t)) = \int_{x_0}^{\infty} k(\rho(x,t), T(x,t), \lambda) I(\lambda, T(t)) e^{\int_x^{\infty} k(\rho(x',t), T(x',t), \lambda) dx'} dx. \tag{2.26}$$

Modèle de détente auto-semblable

On cherche d'abord à déterminer la forme analytique des profils $\rho(x,t)$ et $T(x,t)$. En considérant une équation d'état de type gaz parfait, on a donc pour une transformation adiabatique

$$\frac{p}{p_c} = \left(\frac{\rho}{\rho_c}\right)^{\gamma},$$

où p_c et ρ_c sont les pression et densité de la matière initialement comprimée par choc et occupant le demi-espace $x \in [0; +\infty[$. Pour $t > 0$ et $x \in [-2ct/(\gamma - 1); ct]$, où $c = \sqrt{\gamma p_c/\rho_c}$ est la vitesse du son. Les profils de densité et de température s'écrivent :

$$\rho(x,t) = \rho_c \left[\frac{2}{\gamma+1}\left(1 + \frac{\gamma-1}{2}\frac{x}{ct}\right)\right]^{\frac{2}{\gamma-1}}$$

$$T(x,t) = T_c \left[\frac{2}{\gamma+1}\left(1 + \frac{\gamma-1}{2}\frac{x}{ct}\right)\right]^{2}.$$

Tout comme la température initiale T_c, le coefficient adiabatique γ défini par :

$$\gamma = \frac{c_p}{c_v} = \frac{(\partial H/\partial T)_p}{(\partial U/\partial T)_V}$$

est un paramètre libre que nous faisons varier entre 1,2 et 1,45, valeurs raisonnables pour un gaz/plasma en détente [Hüller *et al.* 1994], afin d'obtenir le meilleur accord possible avec l'expérience. On obtient alors des profils tel ceux de la figure 2.34.

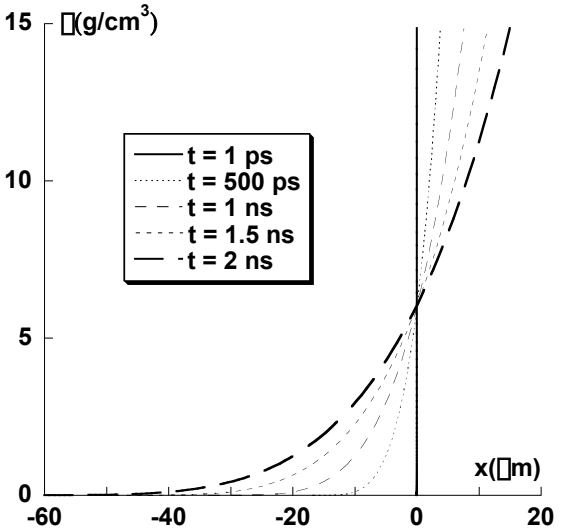

FIG. 2.34 – Profils de densités obtenus pour une détente adiabatique partant d'une densité initiale de 14,85 g/cm^3 et avec γ=1,45.

Coefficient d'absorption

Le coefficient d'absorption est donné par la formule de Kramer-Unsöldt proposée par Zel'dovich & Raizer [1967]. Il s'écrit

$$k(\lambda, x, t)(\mathrm{cm}^{-1}) = 7,13.10^{-16} \frac{N_i(x,t)(\mathrm{cm}^{-3})(Z^* + 1)^2}{T^2(x,t)} \frac{\exp(y - y_1)}{y^3}$$

où

$$N_i(x,t) = \rho(x,t)\frac{\mathcal{N}_A}{M}$$

est la densité ionique, $T(x,t)$ est la température exprimée en eV et Z^* est le degré moyen d'ionisation.

Les paramètres y et y_1 sont donnés par

$$y = \frac{12400}{\lambda(\text{Å})T(x,t)}$$

et

$$y_1 = \frac{\bar{I}}{T(x,t)}$$

où $\bar{I}$ est le potentiel moyen d'ionisation, exprimé en eV :

$$\bar{I} = 10,4Z^{4/3}\frac{(Z/Z^*)^2}{(1 - Z/Z^*)^{2/3}}.$$

Le degré moyen d'ionisation est proche de sa valeur dans les conditions standard : $Z^* \approx 2$. En effet, les températures de choc atteintes expérimentalement, de l'ordre de 1-2 eV sont petites devant le premier potentiel d'ionisation du fer (7 eV).

Résultats

En ajustant la température initiale, le coefficient adiabatique ainsi que le degré moyen d'ionisation, nous pouvons alors reproduire le nombre de coups enregistrés sur CCD au cours de l'expérience de manière satisfaisante, comme le montre la figure 2.35.

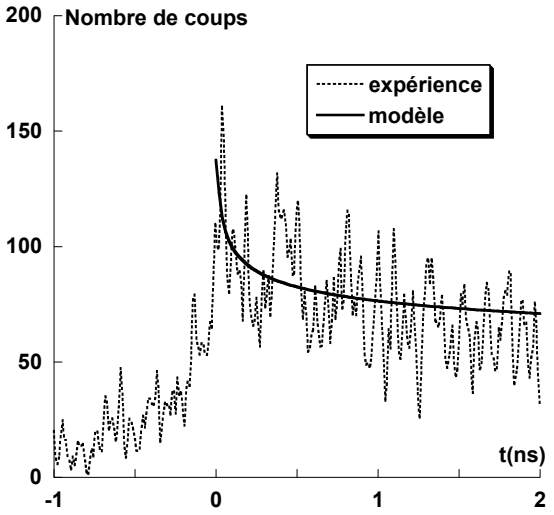

FIG. 2.35 – Nombre de coups sur CCD pour un choc de 7,9 Mbar. La température de choc initiale (2,4 eV) utilisée par le modèle est en bon accord avec les tables SESAME.

Les températures de choc estimées par cette méthode sont en bon accord avec les tables SESAME (fig. 2.36).

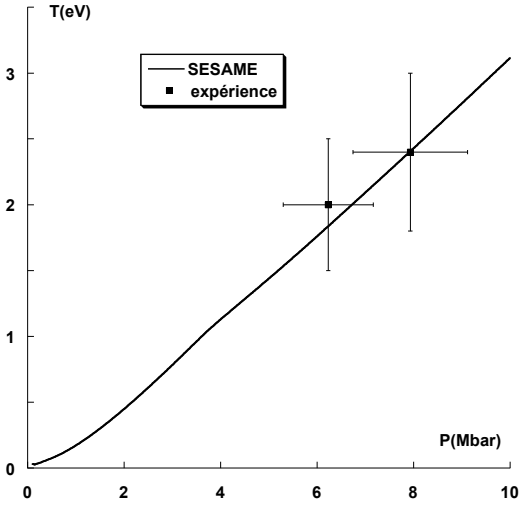

FIG. 2.36 – Température de choc déduites en réalisant l'accord entre le nombre de coups mesuré expérimentalement et celui calculé pour un écoulement auto-semblable.

Le diagnostic d'émission propre s'avère alors être un outil tout à fait intéressant pour estimer la température de choc. Toutefois, la configuration de surface libre présente des limites. En effet, comme nous l'avons déjà mentionné, les signaux obtenus sont très faibles (quelques dizaines de coups sur CCD) et ont été obtenus uniquement pour des intensités laser élevées ($>5.10^{13}$ W/cm^2). Seules des températures de choc relativement élevées ($\approx$ 2 eV) peuvent alors être mesurées, ce qui présente un intérêt moins direct en ce qui concerne l'étude du diagramme de phase. Enfin, cette mesure est dépendante d'un modèle de coefficient d'absorption du fer détendu.

Chapitre 3

Mesure absolue de l'équation d'état du fer

La possibilité de produire des chocs laser de grande qualité pour la mesure d'équations d'état a été démontrée depuis les années 90 ([Löwer *et al.* 1994], [Koenig *et al.* 1994], [Benuzzi-Mounaix *et al.* 1996]...). Cependant, ces expériences consistent à effectuer des mesures relatives. La technique utilisée est celle de la désadaptation d'impédance décrite dans (1.2.3). La mesure absolue d'équation d'état n'a été effectuée qu'avec des matériaux de faible Z tel le deutérium par Da Silva *et al.* [1997] ou le polystyrène et le béryllium par Cauble *et al.* [1998] en combinant les techniques VISAR et radiographie X. Nous présentons dans ce chapitre les résultats obtenus sur la mesure absolue de l'équation d'état du fer le long de l'Hugoniot principale, première mondiale pour un métal avec un laser de puissance de taille moyenne [Benuzzi-Mounaix *et al.* 2002].

3.1 Principe de la mesure

Nous avons pu constater à l'aide des résultats préliminaires présentés dans la section (2.4) que les cibles de fer restent réfléchissantes après le débouché du choc tant que celui-ci n'induit pas une vaporisation, c'est à dire au moins jusqu'à 6 Mbar. En utilisant des cibles de fer comportant des marches, nous pouvons accéder à la fois à la vitesse de face arrière et à la vitesse de choc. Ces mesures se font respectivement par interférométrie VISAR et à partir du temps de transit dans les marches (fig. 3.1).

Cette expérience a eu lieu au LULI en 2000 avec le dispositif expérimental décrit dans (2.4). Afin de maintenir au mieux la propagation du choc dans les cibles, nous avons utilisé une impulsion un peu plus longue que celle utilisée pour les tirs sur feuille simple. La forme est carrée avec des fronts montant et descendant décrits par des demi gaussiennes de demi largeur 120 ps. La largeur totale à mi-hauteur est de 720 ps.

Les cibles utilisées sont des feuilles de fer de 12 à 18 μm d'épaisseur. Des marches de 2,9 μm ont été obtenues par gravure ionique. Ce procédé permet de conserver la densité nominale de 7,86 g.cm^{-3}, ce qu'un dépôt n'aurait pas permis. La hauteur des

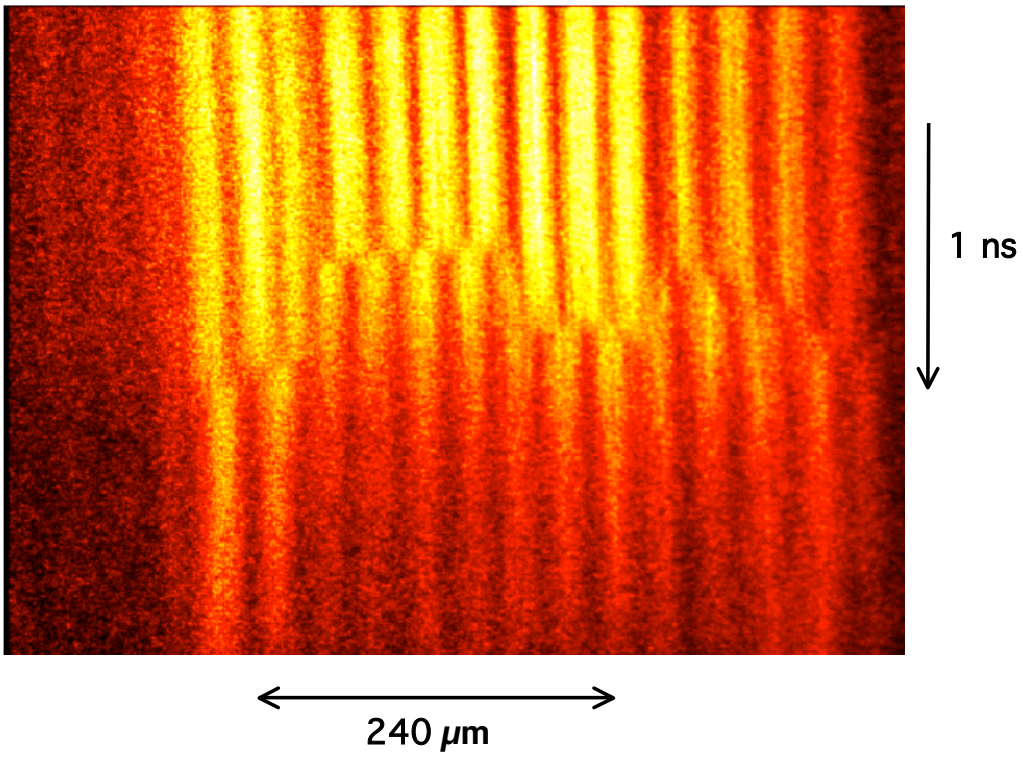

FIG. 3.1 – Image VISAR obtenue avec une cible de fer comportant des marches.

marches a été contrôlée au Dektat, stylet mobile très fin permettant une mesure à $\pm 0{,}03$ μm près. La figure 3.2 nous montre que les marches obtenues sont de bonne qualité, ce qui permet de négliger l'erreur sur l'épaisseur.

Dans (1.2.2), nous avons vu que la donnée des vitesses fluide u et de choc D permettait d'accéder à la pression p du choc ainsi qu'à la densité ρ de l'état comprimé en utilisant les relations d'Hugoniot-Rankine 1.47. En unités pratiques, nous utilisons :

$$\begin{aligned} p(Mbar) &= 10^{-2}\rho_0(g.cm^{-3})D(km.s^{-1})u(km.s^{-1}), \\ \rho &= \rho_0\frac{D}{D-u}. \end{aligned} \tag{3.1}$$

Les incertitudes sur la pression et la densité Δp et $\Delta\rho$ proviennent directement de la propagation des erreurs sur les mesures de u et D. Avec les mêmes unités pratiques que ci-dessus, on a :

$$\begin{aligned} \Delta p &= 10^{-2}(D\Delta u + u\Delta D) \\ \Delta\rho &= \rho_0\left(\frac{u\Delta D + D\Delta u}{(D-u)^2}\right) \end{aligned}$$

Nous devons alors évaluer les erreurs faites sur les données de vitesses. Celles-ci proviennent de la résolution instrumentale ainsi que de la nature même de la mesure.

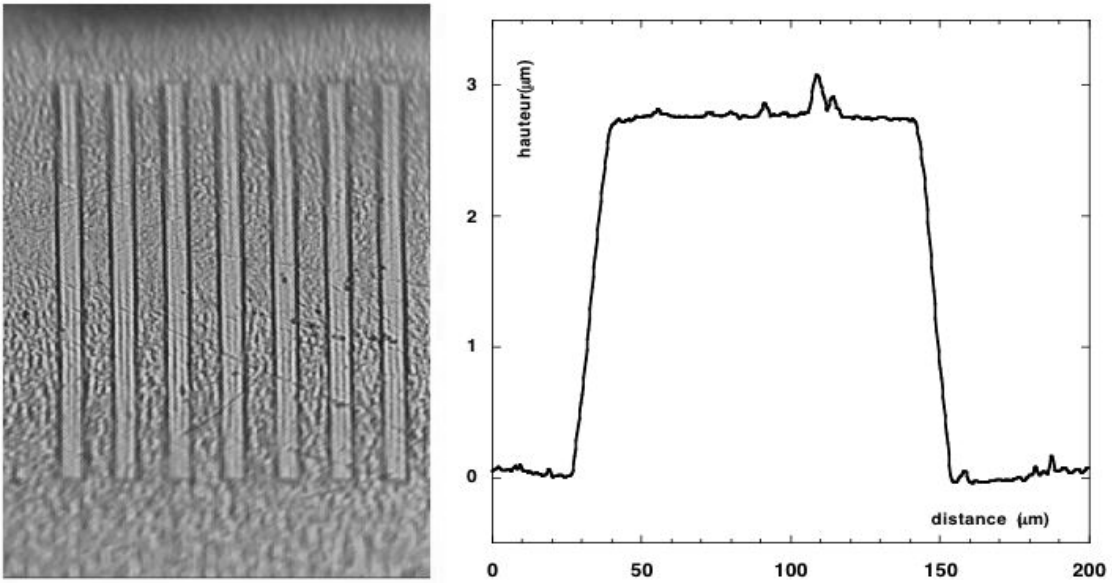

FIG. 3.2 – Feuille de fer gravée observée au binoculaire (à gauche) et profil spatial d'une marche obtenu avec un Dektat.

La vitesse de choc mesurée est moyennée spatialement sur l'épaisseur des marches. La validité du résultat est donc conditionnée par la stationnarité du choc dans les marches, traitée dans (3.2.2). La vitesse fluide est déduite de la vitesse de face arrière. Nous décrivons le passage de l'une à l'autre dans (3.3.2).

3.2 Mesure de la vitesse de choc

3.2.1 Résolution temporelle

La mesure de vitesse de choc a été un des premiers diagnostics a être développé dans les expériences de mesure d'équation d'état par choc laser. En utilisant des cibles comportant des marches et en mesurant l'émission propre résolue temporellement, on peut accéder à la vitesse de choc D. Il suffit pour cela d'obtenir une image où figurent les émissions de lumière accompagnant le débouché du choc en haut et en bas des marches. Le temps écoulé entre les deux émissions donne le temps de transit du front de choc dans les marches. On obtient ainsi D connaissant la hauteur des marches. Cette méthode a été utilisée par Koenig *et al.* [1995] pour l'aluminium et l'or. Une telle mesure n'est en effet possible que pour des matériaux qui rayonnent suffisamment dans le domaine visible lors du débouché du choc.

Le fer étant un métal au point de fusion relativement élevé (1811 °K), celui-ci chauffe relativement peu sous compression dynamique. Nous avons pu obtenir des signaux d'émission propre exploitables uniquement pour les tirs d'intensité laser les

plus élevées dans cette expérience ($\approx 5.10^{13}$ W/cm^2). C'est pourquoi nous utilisons le diagnostic VISAR en notant les instants où les franges bougent (ou disparaissent) en haut et en bas des marches.

Si D_{mes} est la vitesse de choc mesurée, e l'épaisseur de la marche et Δt le temps de transit, alors la mesure donne $D_{mes} = \frac{e}{\Delta t}$. L'erreur sur D_{mes} est alors donnée par les résolutions temporelles des deux streaks. Dans nos expériences, elles sont de 4,29 ps/pixel sur le VISAR gauche et 3,85 ps/pixel sur le VISAR droit. Tenant également compte du contraste imparfait sur les images, le nombre de pixels sur les images VISAR est mesuré avec une précision de ± 5 unités. Les incertitudes sur les vitesses de choc mesurées sont en unités pratiques :

$$\begin{aligned} |\Delta D_{mes}^{VISAR\ gauche}|(km.s^{-1}) &= \pm \frac{62,2.10^3}{(\Delta t(ps))^2}, \\ |\Delta D_{mes}^{VISAR\ droit}|(km.s^{-1}) &= \pm \frac{55,83.10^3}{(\Delta t(ps))^2}. \end{aligned} \tag{3.2}$$

Les vitesses de choc mesurées s'échelonnent entre 7 et 14 km/s. D'après (3.2), les erreurs correspondantes vont de 5 à 9 %.

3.2.2 Stationnarité du choc

La mesure de la vitesse de choc D_{mes} que nous venons de décrire suppose que celle-ci est stationnaire lors de la propagation du front de choc dans les marches. La mesure du temps de transit ne donne qu'une moyenne spatiale de la vitesse de choc :

$$D_{mes} = \langle D \rangle_{\Delta x} = \frac{1}{\Delta x} \int_{\Delta x} D(x) dx, \tag{3.3}$$

où Δx représente la hauteur des marches.

C'est pourquoi nous avons effectué des simulations MULTI afin d'avoir une idée de l'évolution de la vitesse de choc dans les marches. Le code MULTI permet de tracer les profils de pression à différents instants en fonction de l'espace. Pour passer de la pression à la vitesse du choc, nous avons utilisé l'Hugoniot du fer dans le plan pression-vitesse de choc, donnée par SESAME. La variation relative de vitesse de choc dans les marches est d'autant plus conséquente que l'intensité laser est élevée. Elle s'échelonne entre 4% (choc faible) et 10% (choc fort).

On peut attribuer cette tendance aux pertes radiatives qui deviennent de plus en plus importantes avec l'énergie croissante du choc. En effet, sur la figure 3.3 sont représentés des profils de pressions obtenus avec des simulations purement hydrodynamiques et tenant compte des pertes radiatives. Dans le cas d'un choc faible ($\sim$2 Mbar), les variations relatives de pression dans les marches diffèrent peu : les pertes radiatives ont donc peu d'influence sur la stationnarité du choc. Pour un choc fort ($\sim$9-10 Mbar), la décroissance du choc est plus importante dans le cas d'une simulation radiative que pour une simulation purement hydrodynamique.

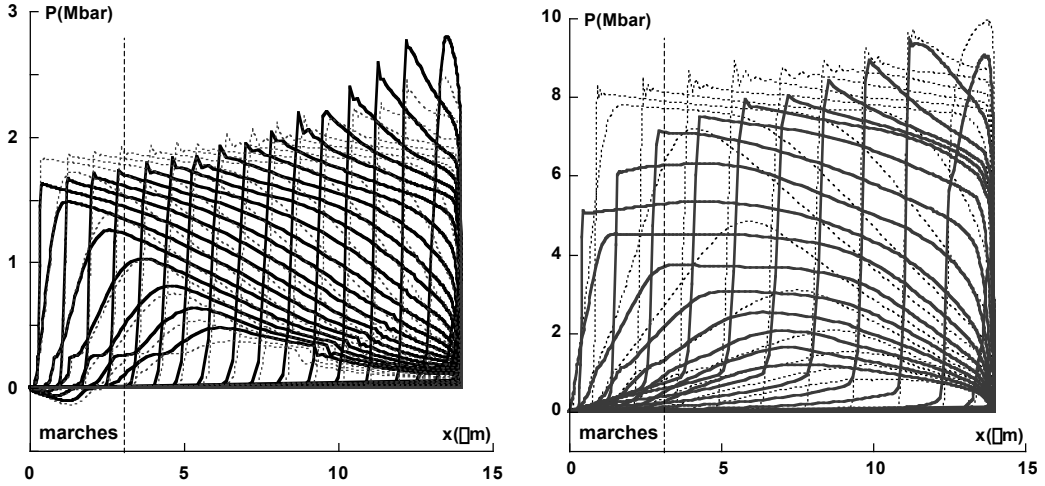

FIG. 3.3 – Profils de pression dans les marches issus de simulations MULTI avec et sans transfert radiatif (resp. traits pleins et pointillés). L'éclairement laser est de 10^{13}W/cm^2(à gauche) et 6.10^{13}W/cm^2(à droite). Chaque courbe correspond à des instants séparés de 100 ps.

La figure 3.4 illustre la décroissance de la vitesse du choc dans les marches dans le cas du tir où l'intensité laser expérimentale est la plus élevée.

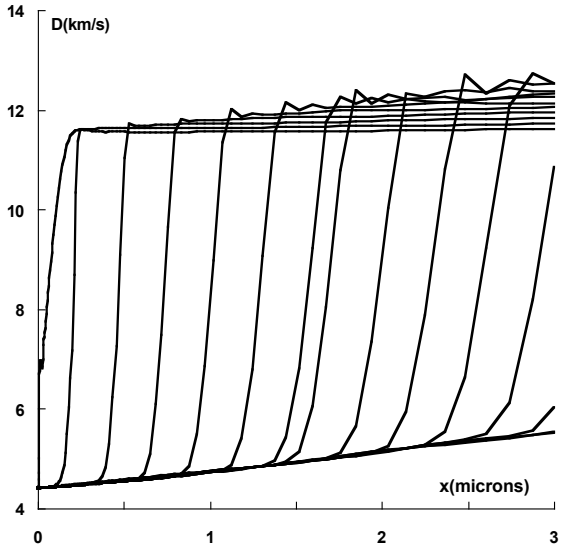

FIG. 3.4 – Profils de vitesses de choc dans les marches issus d'une simulation MULTI avec un éclairement laser de $5,4.10^{13}$W/cm^2. Chaque courbe correspond à des instants séparés d'environ 25 ps.

D'après les profils spatiaux de la vitesse de choc issus des simulations, nous pouvons raisonnablement faire l'approximation que $D(x)$ est une fonction linéaire de x. Si D_0 est la vitesse de choc en bas des marches et αD_0 est la vitesse de choc en haut des marches, alors $D(x)$ s'écrit :

$$D(x) = \frac{D_0(1-\alpha)}{\Delta x}x + \alpha D_0,$$

soit

$$\langle D \rangle_{\Delta x} = D_0 \frac{1+\alpha}{2}.$$

Comme le montre le tableau suivant, la vitesse de choc moyenne diffère au plus de 5% de la vitesse de choc maximale :

	α	$\langle D \rangle_{\Delta x}$
choc faible	$0,96$	$0,98D_0$
choc fort	$0,9$	$0,95D_0$

Ce résultat est confirmé expérimentalement en mesurant les vitesses de face arrière en haut et en bas des marches. Nous trouvons une variation inférieure à 5%.

On peut donc considérer que la mesure de la vitesse moyenne de choc sous-estime la vitesse maximale de choc avec un écart variant linéairement de 2 à 5%. Les barres d'erreurs sur la vitesse de choc sont donc dissymétriques (fig. 3.5) : la borne inférieure sur la vitesse de choc ne dépend que de la résolution instrumentale, alors que la borne supérieure dépend aussi de l'erreur due à la non-stationnarité du choc dans les marches.

3.3 Mesure de la vitesse fluide

3.3.1 Résolution spatiale

Nous avons traité le problème de la mesure de la vitesse de face arrière dans (2.4.2). Celle-ci est donnée par le décalage de frange mesuré au niveau des VISAR. Ces derniers étant les mêmes que dans (2.4), l'incertitude sur la mesure de vitesse de face arrière est de $\pm 0,3$km/s, soit une erreur inférieure à $\pm 8\%$ pour la vitesse la plus faible mesurée dans nos expériences.

3.3.2 De la vitesse de surface libre à la vitesse fluide

Nous avons vu dans (1.2.3) que la vitesse de surface libre d'une cible solide due au débouché du choc peut, en première approximation, être associée à deux fois la vitesse fluide. Cette approximation ne tient que tant que la vitesse fluide peut être confondue avec la vitesse du son du milieu comprimé. Afin d'estimer l'écart fait à cette loi empirique, nous avons eu recours aux tables SESAME en calculant les isentropes

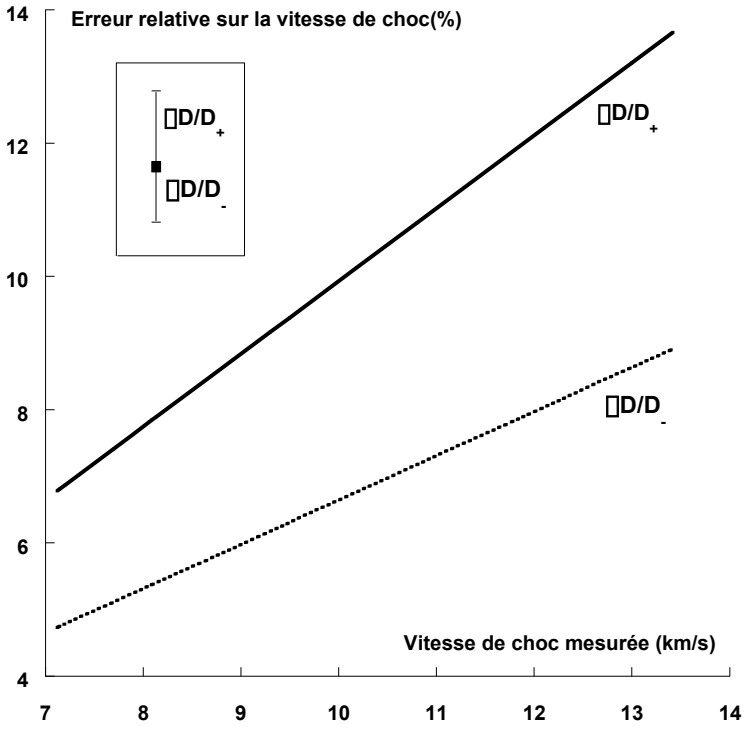

FIG. 3.5 – Erreur relative commise sur la mesure de la vitesse de choc.

qui interviennent dans nos expériences. A partir de là, nous avons comparé les vitesses de surface libre données par la loi empirique $v = 2u$ et celles données par l'expression exacte $v = u + u_d$.

Nous remarquons sur la figure (fig. 3.6) que l'approximation $v = 2u$ surestime la vitesse fluide ce qui nous amène à distinguer deux régimes : celui des chocs faibles et celui des chocs forts.

Nous avons vu dans (3.2) que les vitesses de choc rencontrées dans nos conditions expérimentales vont de 7 à 14 km/s. Dans ce domaine, les tables SESAME prédisent un écart de la vitesse fluide à la loi $v = 2u$ qui varie linéairement de 0,5 à 12%.

L'écart entre les deux lois est inférieur à 3% pour des vitesses fluides inférieures à $\sim 4km/s$, c'est à dire pour des pressions allant jusqu'à $\sim$ 3 Mbar. Ces résultats, en accord avec Altshuler *et al.* [1960a], montrent que nous nous trouvons dans la limite d'un choc faible. De plus, dans ce régime, la surface libre présente encore une réflectivité élevée, caractéristique d'un état encore solide voire liquide. Rappelons enfin que, par définition, un choc faible transmet une énergie insuffisante à la vaporisation de la cible [Zel'dovich & Raizer 1967].

Au delà de 3 Mbar, nous sortons de la limite des chocs faibles. Les VISAR permettent de mesurer un décalage de frange au moment du débouché du choc (sur une durée n'excédant pas 200 ps), avant que le faisceau sonde soit complètement absorbé par le plasma en détente.

Les barres d'erreurs sur la vitesse fluide sont, comme pour la vitesse de choc,

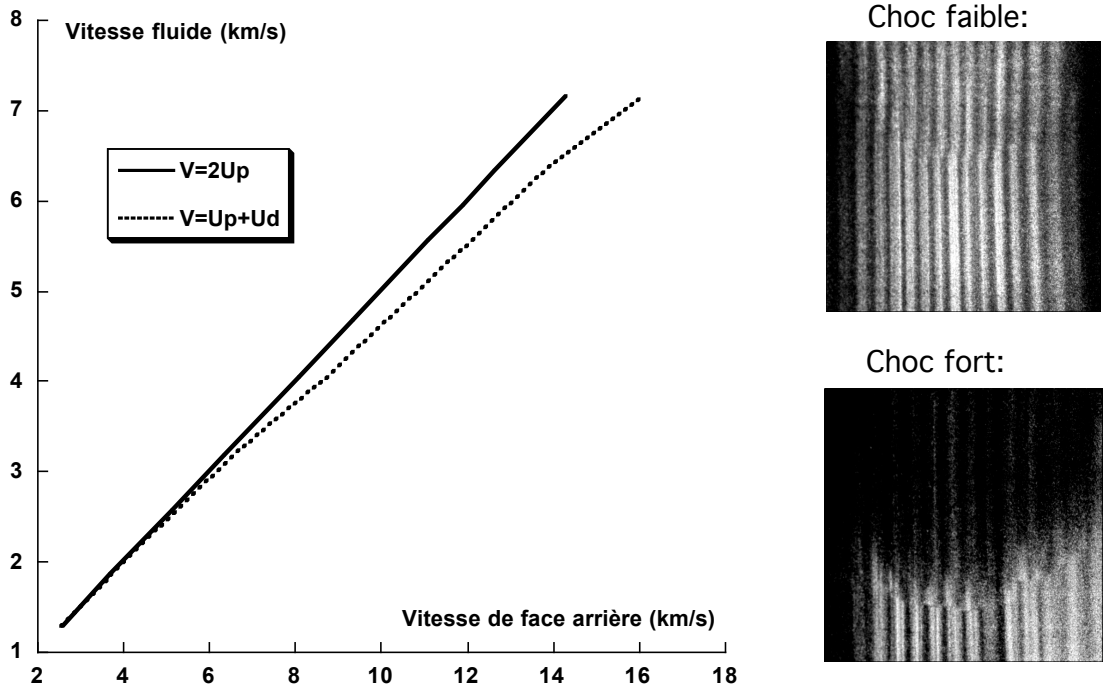

FIG. 3.6 – Vitesse fluide en fonction de la vitesse de face arrière V dans les deux cas $v = 2u$ et $v = u + u_d$. Images VISAR typiques des chocs faibles et forts.

dissymétriques. La borne supérieure sur la vitesse fluide ne dépend que de l'erreur constante liée à la mesure du décalage de frange sur les VISAR. La borne inférieure dépend de la mesure du décalage de frange et de l'écart dû à l'approximation $v = 2u$.

3.4 Résultats

3.4.1 Vitesses

Nous obtenons des données de vitesse fluide et de vitesse de choc fiables et en bon accord avec les tables SESAME (fig. 3.7). On voit que pour $u < 4$km/s, les barres d'erreur sont principalement dues à la résolution instrumentale et à l'erreur de mesure. Au delà, la non stationnarité du choc et l'écart à la loi $v = 2u$ deviennent importants.

Lors de cette expérience, aucun signe de préchauffage n'a été détecté. Nous n'avons en effet constaté aucune chute de réflectivité avant le débouché du choc, contrairement à Benuzzi-Mounaix *et al.* [1998] sur des cibles d'aluminium. De plus, un préchauffage aurait conduit à une expansion de la face arrière de la cible avant le débouché. La sensibilité du diagnostic VISAR permet, nous le savons, de détecter des vitesses aussi faibles que 0,3 km/s. A l'aide du code MULTI (en imposant une température initiale aux cellules et en coupant la source laser), ou avec un modèle de détente auto-semblable nous pouvons lier la vitesse d'expansion thermique à la température initiale. Nous trouvons que la vitesse correspondant au seuil de détection correspond à une température ini-

tiale de 0,07 eV. La densité est alors de 7,58 g/cm^3 et diffère très peu de la densité standard. Cet éventuel changement de densité produirait un changement de l'Hugoniot principale dans le plan pression-densité tout à fait négligeable au regard de nos barres d'erreur.

3.4.2 Pression et densité le long de l'Hugoniot principale

A l'aide des relations de conservation (3.1), ces données de vitesse peuvent se traduire en pression et en densité le long de l'Hugoniot principale (fig. 3.8).

De nombreux résultats concernant l'Hugoniot du fer ont été obtenus en dessous de 4 Mbar. Il s'agit de données expérimentales obtenues par canon à gaz et explosions chimiques et nucléaires. Nos points sont en bon accord (à quelque pourcent près) avec l'ensemble de ces données. Nous trouvons également un bon accord avec les prédictions théoriques des tables SESAME n°2140 et 2150 (cette dernière étant calée sur les données de Trunin *et al.* [1992]) ainsi qu'avec les points récemment calculés par dynamique moléculaire [Laio *et al.* 2000].

Au delà, nous avons généré des pressions allant jusqu'à 8 Mbar, ce qui montre une fois de plus qu'un laser intense est tout à fait capable de concurrencer les explosifs nucléaires pour les expériences de mesure d'équations d'état. Nous pouvons constater en outre que nos mesures favorisent la table 2140, suggérant une compressibilité du fer plus élevée que celle déduite des mesures issues d'explosions nucléaires.

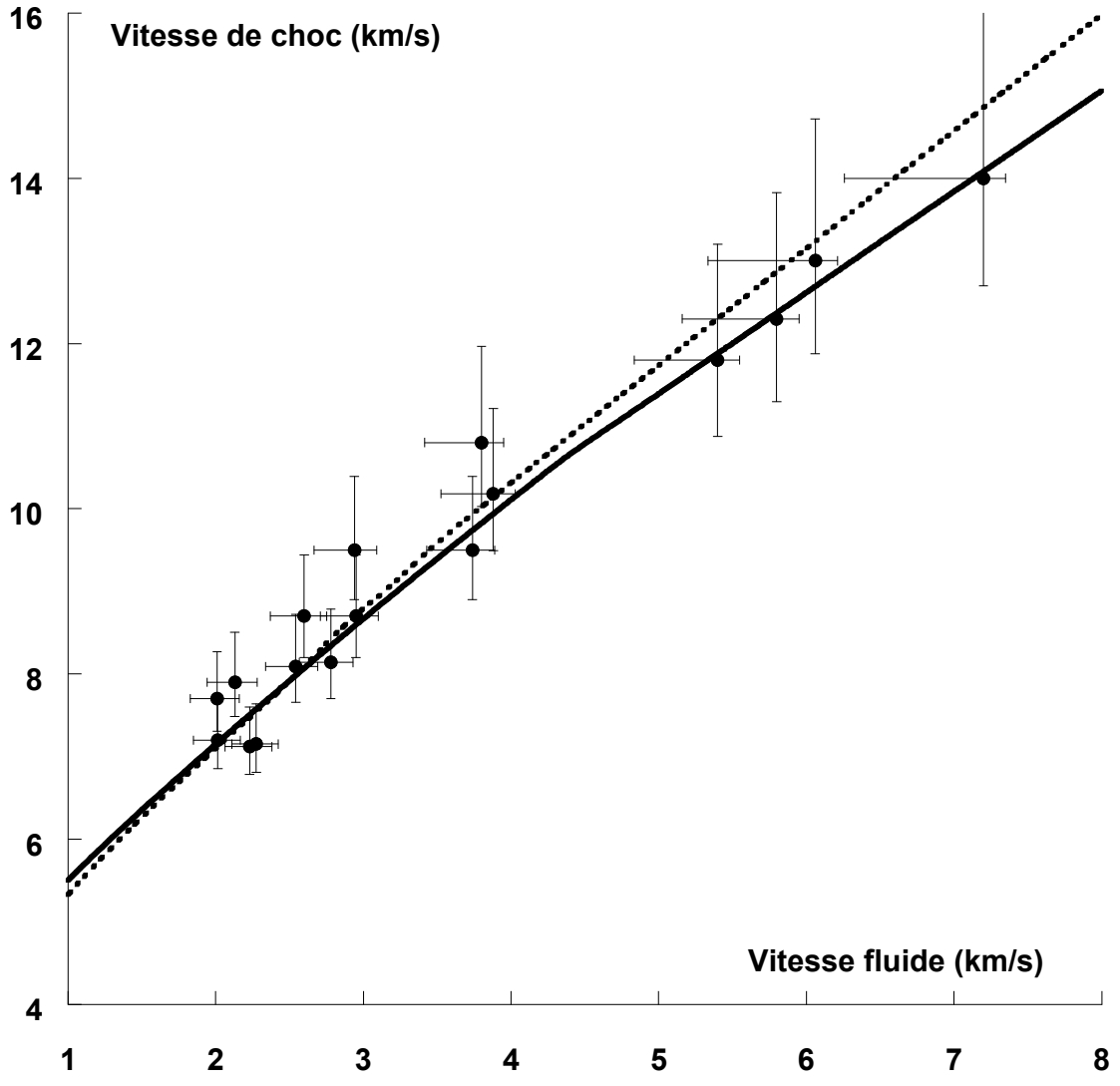

FIG. 3.7 – Vitesse fluide et vitesse de choc expérimentales comparées avec les tables SESAME 2140 (trait continu) et 2150, calée sur les données de Trunin *et al.* [1992] (tirets).

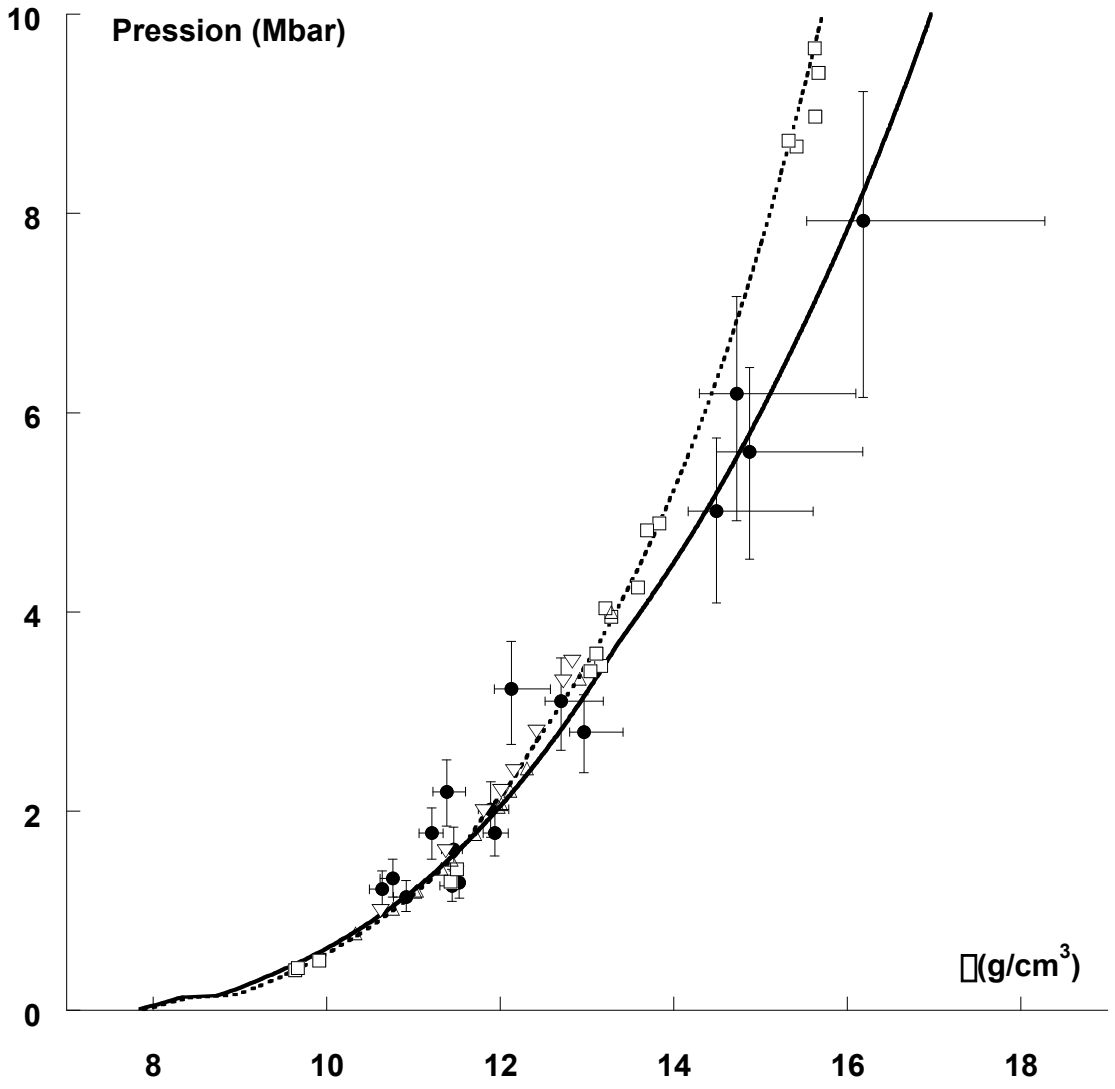

FIG. 3.8 – Hugoniot principale du fer : tables SESAME (trait continu : n°2140 et pointillés : n°2150), points expérimentaux (•), points obtenus par des groupes russes (explosifs chimiques : Altshuler *et al.* [1958], Krupnikov *et al.* [1963] et nucléaires : Trunin *et al.* [1992]) (□) et américains (Brown & McQueen [1986]) (△), points obtenus par calcul *ab initio* (Laio *et al.* [2000]) (▽).

3.5 Conclusions

Outre l'intérêt scientifique intrinsèque apporté par cette première mesure absolue de l'Hugoniot du fer avec un laser, nous pouvons tirer la conclusion que les diagnostics développés (VISAR en particulier) sont bien adaptés à l'étude de la compression dynamique du fer. Cette expérience nous permet donc de valider le dispositif expérimental décrit dans le chapitre précédent.

Dans le plan pression-densité, nous constatons un très bon accord avec les Hugoniots issues des tables SESAME 2140 et 2150. Ceci atteste de la bonne description des grandeurs "mécaniques" (vitesses, pression, densité) par ce type équation d'état le long de l'Hugoniot principale.

Une mesure plus fine de l'Hugoniot pourrait être obtenue avec une impulsion laser plus longue permettant une stationnarité du choc encore meilleure. L'installation LULI 2000, dotée d'une impulsion d'une durée allant jusqu'à 4 ns, permettra d'obtenir des chocs très stationnaires : comme la montre la figure 3.9, une pression de plus de 5 Mbar peut être maintenue à 2% près dans des marches de 5 μm.

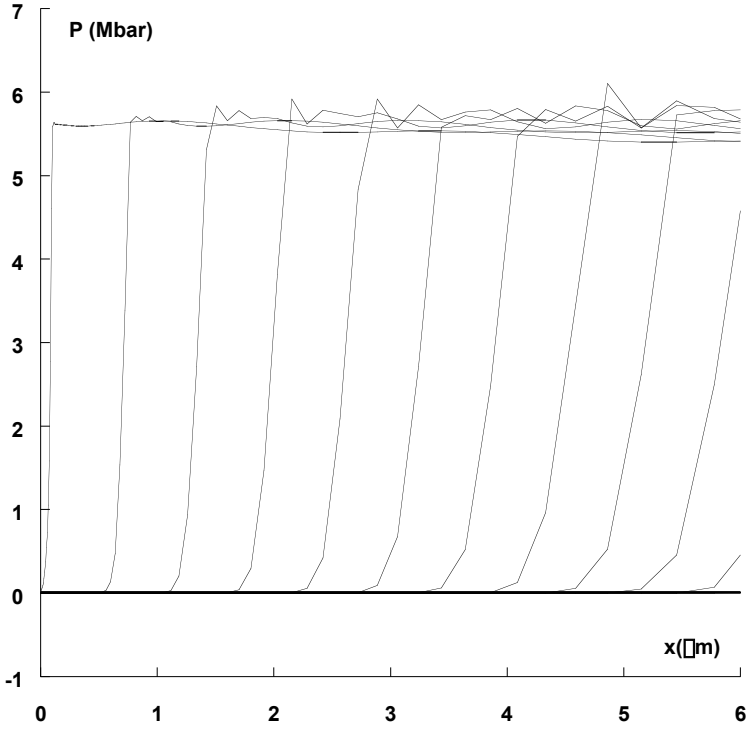

FIG. 3.9 – Profils de pressions simulés par MULTI dans les 5 derniers μm d'une cible de fer de 25 μm. L'intensité laser est 3.10^{13}W/cm^2 et la durée d'impulsion est 4 ns.

Une mesure plus directe de la vitesse fluide serait également souhaitable. Pour cela, il faudrait pouvoir séparer les deux composantes u et u_d de la vitesse de face arrière, c'est à dire effectuer une mesure de la vitesse du son dans la cible comprimée. On pourrait alors s'inspirer de techniques développées sur canons à gaz. Nguyen &

Holmes [2000], en utilisant des cibles comportant des marches de différentes hauteurs, mesurent le temps mis par l'onde de raréfaction en face avant pour rattraper le front de choc généré par l'impact. En dimensionnant judicieusement les cibles, une telle technique sera transposable sur l'installation LULI 2000.

Altshuler *et al.* [1960b] ont quant à eux effectué une étude expérimentale sur le débouché latéral du choc se propageant dans la marche située en face arrière de leurs cibles. Le passage du choc dans la marches génère une onde sonore qui part du bord de la marche et qui a pour effet de ralentir le front de choc sur ses côtés. Dans un domaine de pressions allant jusqu'à quelques Mbar, un calcul approximatif montre que le débouché latéral provoque des déformations du front de choc relativement faibles. Afin de rendre compte correctement de ces dernières par un système optique, des marches de 100 μm environ, dans lesquelles le choc est maintenu, seront nécessaires. L'installation LIL, dotée d'une énergie $E \sim 15$kJ et d'une impulsion de 15 ns permettra de réaliser une telle expérience.

Chapitre 4

Etats en détente du fer dans le fluorure de lithium : vitesse d'interface

Jusqu'ici, toutes les mesures que nous avons effectuées concernent des états en détente à pression nulle. Ces dernières nous ont permis de remonter à la pression et à la densité du choc mais ne permettent pas d'accéder aux propriétés optiques du fer comprimé.

L'utilisation d'une fenêtre de fluorure de lithium (LiF) permet surtout de sonder directement des états comprimés du fer avec les diagnostics optiques que nous avons développés. Dans (4.1), nous décrivons comment cette configuration permet de se rapprocher des conditions du noyau terrestre et présentons le dimensionement des expériences. Dans (4.2), nous exposons la méthode de mesure de la vitesse. Celle-ci fait intervenir les propriétés optiques du LiF sous choc. Nous passons alors en revue les différents modèles trouvés dans la littérature et discutons leur validité. Enfin, dans (4.3), nous présentons les résultats obtenus. Afin que les résultats expérimentaux soient en accord avec les simulations hydrodynamiques, nous sommes amenés à considérer l'effet de la consommation de chaleur latente de fusion et à suggérer une modification des propriétés optiques du LiF sous hautes pressions.

4.1 Dimensionnement des expériences

4.1.1 Etats accessibles

Les diagnostics dont nous disposons nous permettent de mesurer des vitesses avec les VISAR, ainsi que les propriétés optiques (réflectivité et émission propre[1]) de l'interface considérée. Le but de cette thèse étant de fournir des données concernant le diagramme de phase du fer, il est alors nécessaire de pouvoir disposer d'un moyen

[1] voir chapitres suivants

permettant une observation directe des cibles dans un état comprimé. On place alors en face arrière un matériau fenêtre dans lequel le choc débouche. Les contraintes sur la fenêtre sont les suivantes :

- Transparence : afin de ne pas biaiser les mesures des propriétés optiques de l'interface considérée, la fenêtre doit rester transparente dans le domaine de longueur d'onde des diagnostics ; en l'occurrence dans le visible et l'infrarouge proche.
- Impédance de choc : idéalement, la fenêtre aurait la même impédance de choc que le matériau étudié ; la transmission du choc serait totale et l'observation de l'interface permettrait une observation directe des propriétés optiques le long de l'Hugoniot.
- Connaissance des propriétés optiques sous haute pression.

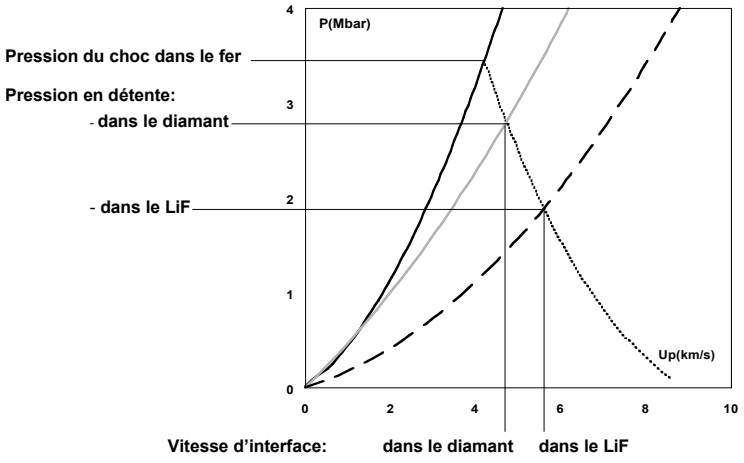

FIG. 4.1 – Courbes d'Hugoniot du fer (trait plein noir), du diamant (trait plein gris), du LiF (tirets) et une isentrope de détente du fer (pointillés).

Le diamant possède une impédance de choc proche de celle du fer. On peut s'en convaincre avec la figure 4.1 : l'Hugoniot du diamant dans le plan pression-vitesse fluide est proche de celle du fer. Ses propriétés optiques semblent également adaptées à nos expériences, comme en atteste son usage courant dans la communauté de la physique des hautes pressions statiques. Cependant, nous ne disposons pas de suffisamment d'information concernant son indice sous compression dynamique.

Le fluorure de lithium (LiF) est un cristal ionique optiquement isotropique qui a déjà fait ses preuves par le passé dans des expériences dynamiques avec des canons à gaz ou des explosifs. Ses propriétés optiques ont été étudiées par Wise & Chhabildas [1986] qui le trouvent transparent jusqu'à 1,6 Mbar. Son impédance de choc est plus faible que celle du diamant, comme nous pouvons le voir sur la figure 4.1. Cependant, pour un coût s'élevant à $\sim$ 200 euros pour un monocristal de diamètre 2 cm et de longueur 5 cm, le LiF se révèle être un matériau intéressant pour nos expériences.

Cette configuration de cible permet en effet de se rapprocher des conditions du noyau terrestre. Pour un choc générant une pression inférieure ou égale à 8 Mbar, les tables SESAME prédisent une relation linéaire entre la pression en détente dans le

LiF et la pression du choc dans le fer (fig. 4.2). Typiquement, la pression du choc est réduite d'un facteur 1,8 lors du débouché dans le LiF :

$$p_{choc} = 1,8067 p_{détente} + 0,036.$$

De même, nous pouvons d'ores et déjà lier la vitesse fluide u_p des particules entraînées derrière le front de choc dans le fer à la vitesse v acquise par l'interface à l'instant du débouché du choc, égale à la vitesse fluide des particules entraînées derrière le choc transmis dans le LiF :

$$v = 0,093 + 1,311 u_p. \tag{4.1}$$

Ces relations sont valables quelque soit la table d'équation d'état du fer considérée : 2140 ou 2150. Ces dernières ne présentent des différences notables qu'au niveau de la température.

Nous avons montré dans le chapitre précédent que nous disposions d'un laser suffisamment puissant pour générer un choc de 8 Mbar dans le fer. On peut donc s'attendre à des pressions à l'interface allant jusqu'à ∼4 Mbar, ce qui correspond à la pression au centre de la Terre.

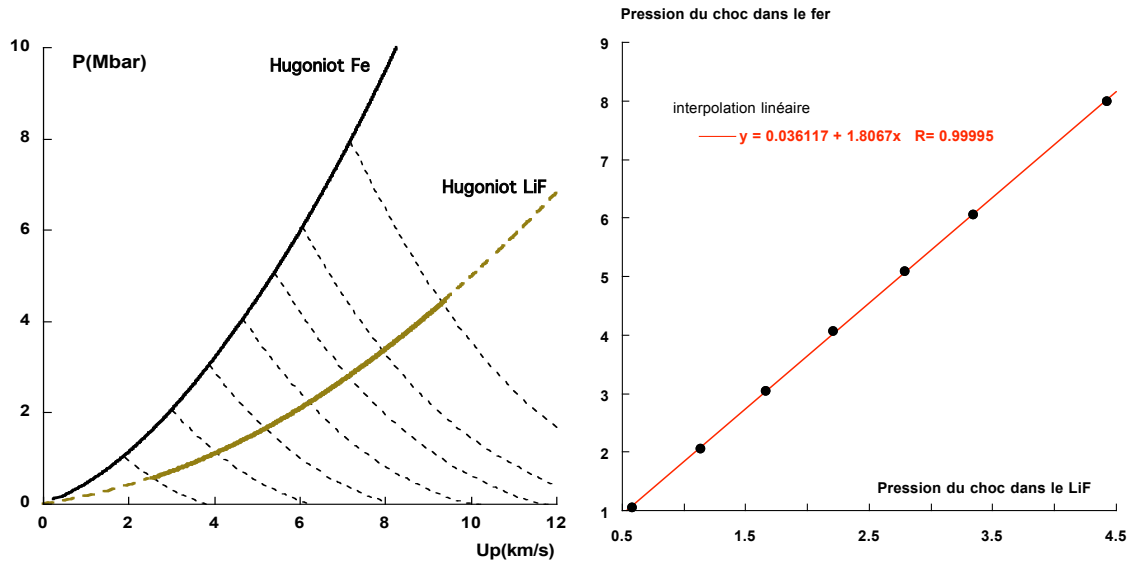

FIG. 4.2 – Etats en détente du fer dans le LiF représentés dans le plan pression-vitesse fluide. En pointillés figurent des isentropes de détente dont les conditions initiales sont données par l'Hugoniot du fer. On obtient une relation linéaire entre la pression du choc dans le fer et la pression en détente dans le LiF.

Sur la figure 4.3, nous avons représentés les états en détente du fer dans le LiF dans le plan température-pression. La zone hachurée recouvre les domaines prédits par les tables SESAME 2140 et 2150 du fer, décrites dans (1.1.5). Les températures auxquelles on peut s'attendre sont supérieures à celles rencontrées dans le noyau terrestre. Ceci est dû au fait que la compression par onde de choc chauffe considérablement plus la matière que dans une compression adiabatique.

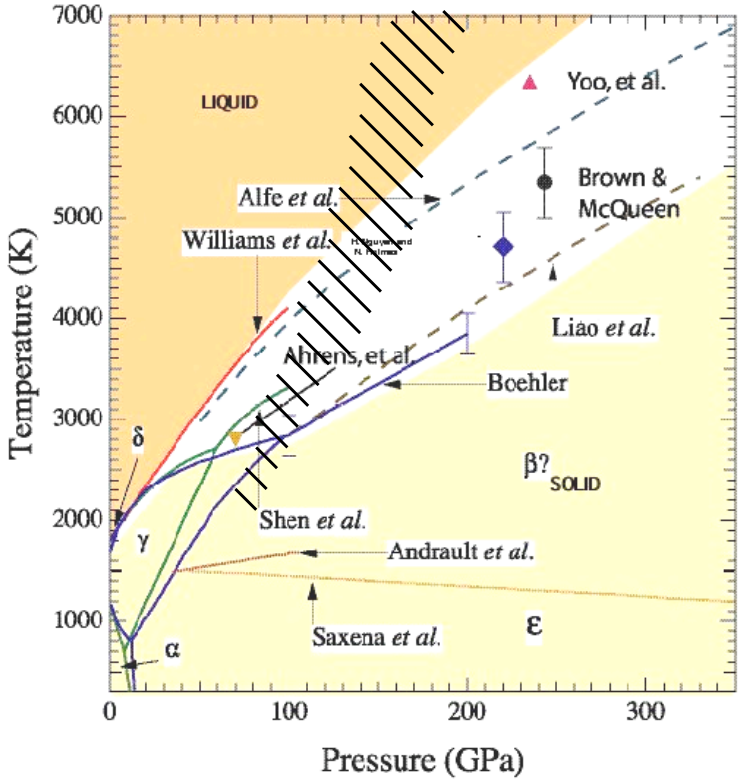

FIG. 4.3 – Etats en détente du fer dans le LiF représentés dans le plan température-pression (zone hachurée).

4.1.2 Les cibles Fe/LiF

La qualité de l'interface Fe/LiF est cruciale pour les expériences présentées dans ce chapitre et dans le suivant. Des expériences où l'interface était réalisée en collant directement la fenêtre sur le matériau d'intérêt ont donné des résultats erronés. Dans une expérience similaire concernant l'étain, Blanco [1997] a ainsi mesuré des températures d'interface jusqu'à 3 fois plus élevées que celles prédites par le calcul. Les feuilles de fer trouvées dans le commerce (GoodFellow...) sont censées obéir à des spécifications de pureté sévères, à en croire les catalogues. Il s'avère cependant, après analyses RBS[2] (Rutherford Back Scattering), qu'elles contiennent en réalité des éléments légers en quantités suffisantes pour biaiser notablement les propriétés optiques du fer pur.

Une technique de canon à électrons a donc été utilisée afin de déposer une couche de 3 μm de fer sur une fenêtre de LiF d'épaisseur comprise entre 80 et 390 μm. Une bonne qualité de l'interface a été obtenue tout en conservant la densité nominale dans la couche de fer, ce qui n'aurait pas été possible avec une technique plus classique de pulvérisation cathodique par exemple. Une feuille de fer de 9 à 14 μm a ensuite été collée afin d'assurer une épaisseur de fer totale obéissant au compromis de stationnarité du choc et de préchauffage minimum discuté dans 2.4.1. L'épaisseur de colle séparant

[2]P. Renaudin, communication privée (2003)

les deux couches de fer a été mesurée et était comprise entre 1 et 2 μm.

4.1.3 Simulations MULTI

Afin de prévoir l'hydrodynamique de l'interface Fe/LiF (au niveau de laquelle sont effectuées les mesures expérimentales), les expériences ont été dimensionnées à l'aide du code hydrodynamique MULTI. Dans toutes les expériences, l'impulsion laser était carrée avec des fronts montant et descendant décrits par des demi-gaussiennes de demi-largeurs à mi-hauteur de 150ps. Les types de cibles et durées d'impulsion sont résumés dans le tableau suivant :

Campagne	Impulsion	Cibles (épaisseurs en μm)
05/2000	600 ps	Fe(9)/colle(1-2)/Fe(3)/LiF(390)
01-02/2002	1,35 ns	Fe(14)/colle(1-2)/Fe(3)/LiF(80-390)
05-06/2002	1,1 ns	CH(3-4)/Fe(15)/colle(1-2)/Fe(3)/LiF(390)

Influence de l'impulsion

Les simulations des campagnes 05/2000 et 01-02/2002 donnent à quelque pourcent près les mêmes états à l'interface Fe/LiF au moment du débouché du choc. C'est en effet l'intensité et la nature de l'ablateur qui détermine en grande partie la pression d'ablation maximum. La durée d'impulsion plus longue utilisée en 2002 permet de générer un choc quasi-stationnaire qui traverse des épaisseurs plus grandes, comme le montre la figure 4.4

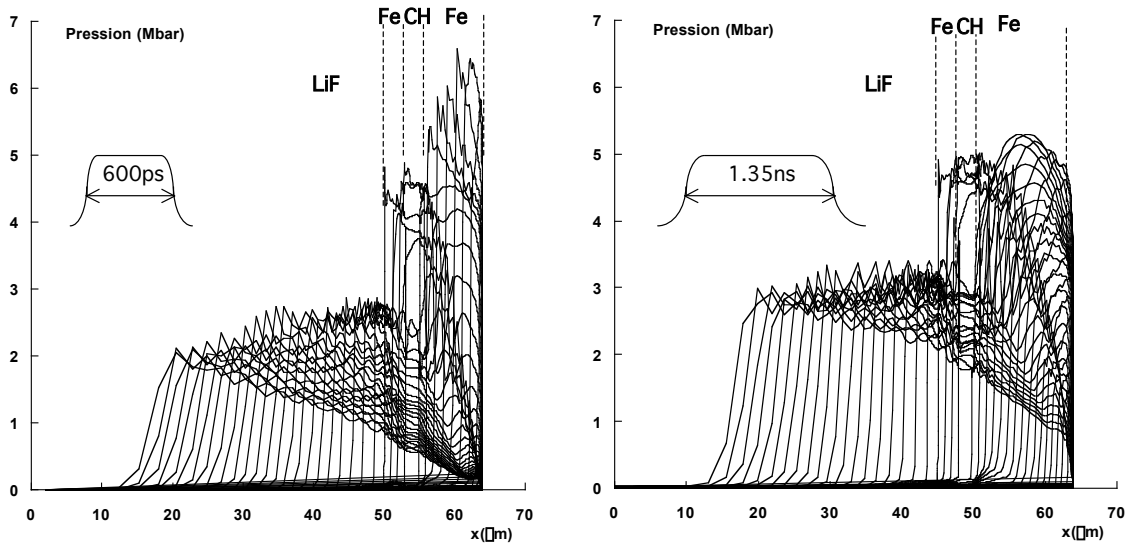

FIG. 4.4 – Profils de pressions dans les cibles. L'éclairement laser est 4.10^{13}W/cm^2. A gauche : campagne 05/2000, à droite : campagne 01-02/2002.

Les profils de vitesse d'interface montrent alors une même vitesse initiale, mais une dépendance temporelle différente liée à la forme d'impulsion (fig. 4.5).

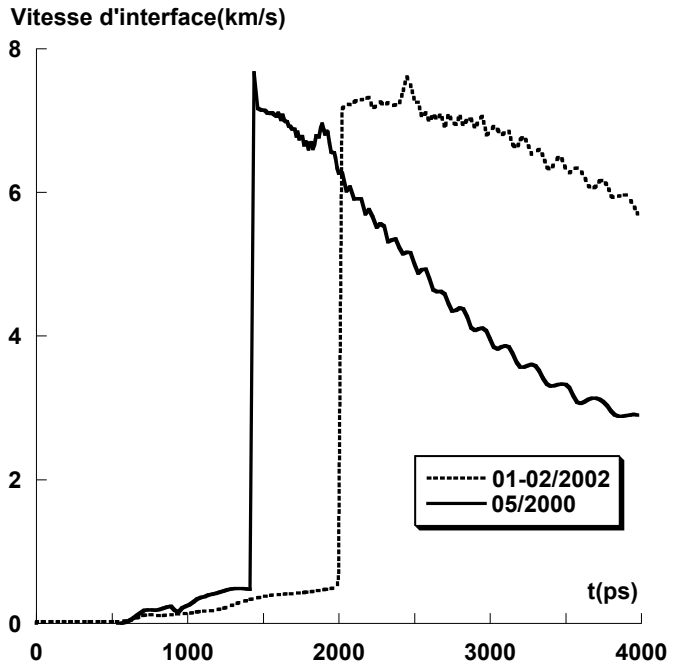

FIG. 4.5 – Vitesse d'interface au cours du temps obtenue par simulation hydrodynamique. L'éclairement laser est 4.10^{13}W/cm^2. Trait plein : campagne 05/2000, pointillés : campagne 01-02/2002.

Dans le cas de la configuration 05/2000, la vitesse d'interface décroît plus vite que dans la configuration 01-02/2002 où la vitesse est maintenue quasiment constante pendant ∼1 ns.

Influence d'un ablateur de plastique en face avant

Au cours de la campagne 05-06/2002, nous avons utilisé un ablateur de plastique (CH) en face avant afin de minimiser le préchauffage. Sur la figure 4.6, nous avons représenté la température à l'interface Fe/LiF en fonction du temps, simulée par MULTI dans le cas d'une cible de la campagne 01-02/2002 (sans ablateur) et d'une cible de la campagne 05-06/2002 (avec ablateur). La présence de l'ablateur annihile complètement le préchauffage à l'interface.

On note que la température de préchauffage prédit dans la simulation sans ablateur est de ≈0,32 eV, ce qui se situe à la limite de détection du diagnostic d'émission propre. Une telle température de préchauffage conduit d'après le code MULTI à une mise en vitesse de 0,4 km/s, soit un peu plus qu'un dixième de frange sur le VISAR le plus sensible. De tels décalage de franges n'ont jamais été observé sur nos tirs, ce qui implique que le préchauffage prédit par MULTI est alors probablement surestimé. Cependant, comme nous pourrons le voir dans (4.3.1), celui-ci n'est pas nécessairement

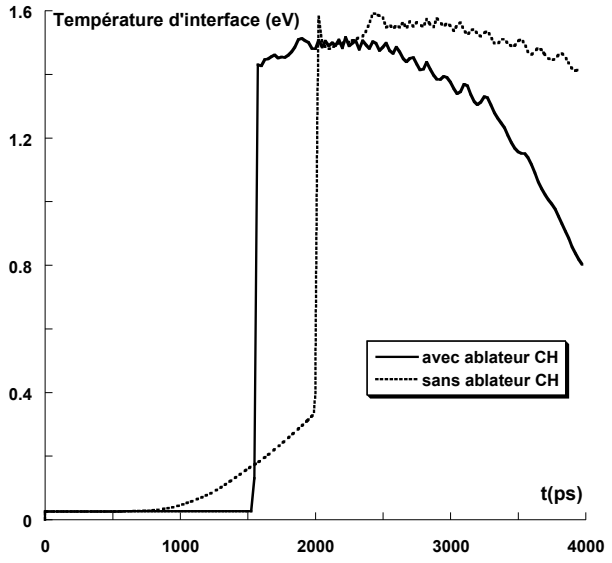

FIG. 4.6 – Température d'interface au cours du temps. L'éclairement laser est 4.10^{13}W/cm^2. Trait plein : sans ablateur CH, pointillés : avec ablateur CH.

absent non plus dans le cas de cibles sans ablateur soumises à de forts éclairements laser.

La présence d'un ablateur léger conduit à une densité sous choc élevée du fait de la désadaptation d'impédance, ce qui implique des vitesses d'interface plus élevées (voir fig. 4.7).

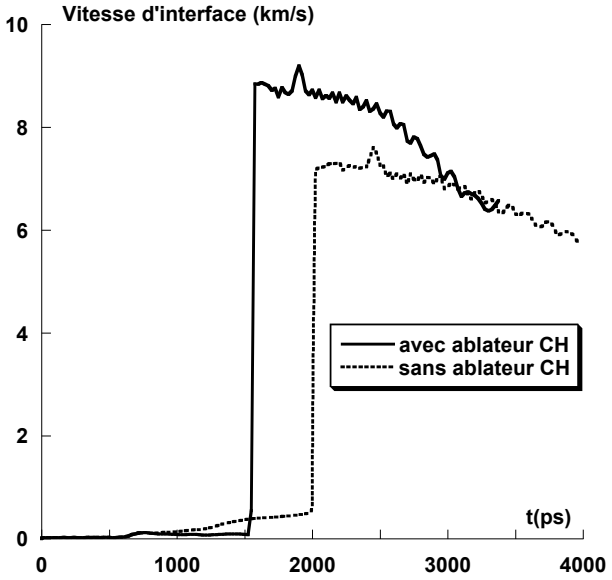

FIG. 4.7 – Vitesses d'interface simulées par MULTI dans le cas d'une cible avec ablateur de plastique (trait continu) et sans (pointillés). L'éclairement laser est 4.10^{13}W/cm^2.

Influence de la colle

Enfin, les simulations hydrodynamiques ont également permis d'évaluer l'influence de la présence de colle entre les couches de fer. Dans ce but, nous avons effectué des simulations MULTI avec et sans la couche de colle et avons regardé le profil de vitesse d'interface (fig. 4.8). Une première simulation (courbe grise) a été effectuée avec 12 μm de fer et 20 μm de LiF. Une seconde (courbe noire) a été effectuée avec 9 μm de fer, 2 μm de colle (ce qui représente une borne supérieure sur l'épaisseur), 3 μm de fer et 20 μm de LiF. La colle est représentée par une couche de polystyrène (table SESAME n°7592), de densité et numéro atomique similaire.

Nous constatons alors que la vitesse d'interface au moment du débouché du choc ne change pas suivant la présence ou non de colle. A des temps ultérieurs, une partie de l'onde de détente qui remonte dans le fer comprimé se réfléchit à l'interface avec la colle et repart en direction du LiF : on obtient une petite excroissance dans le profil environ 500 ps après le débouché. Les deux profils présentent des pentes légèrement différentes et s'écartent l'un de l'autre de ∼0,5 km/s, ce qui est proche de la limite du seuil de détection ($\pm 0,26$ km/s).

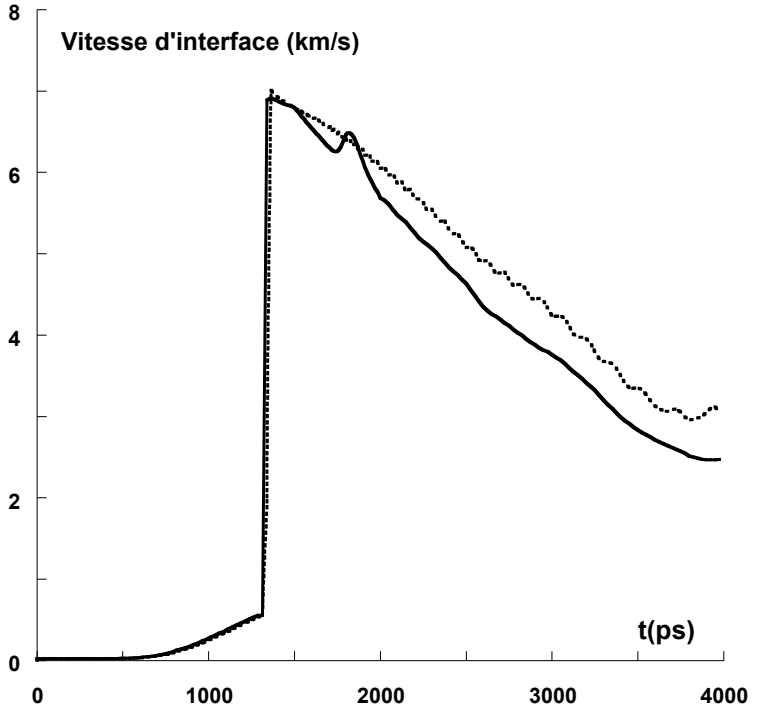

FIG. 4.8 – Profils de vitesse d'interface calculés par MULTI, sans colle (pointillés) et avec 2 μm (trait plein). Les cibles sont sans ablateur et l'éclairement laser est de 4.10^{13}W/cm^2

La colle ne semble donc pas nuire outre mesure à l'efficacité du processus de mise en vitesse de l'interface Fe/LiF, mais influe sur l'hydrodynamique puisqu'elle conduit à des formes différentes du profil de vitesse à des temps ultérieurs.

Etats en détente attendus

Afin d'avoir une idée des états auxquels on peut s'attendre dans les expériences, nous présentons ici les vitesses d'interface initiales prédites par les simulations en fonction de l'éclairement laser (fig. 4.9). Comme nous l'avons déjà expliqué auparavant, les simulations des campagnes 05/2000 et 01-02/2002 donnent des vitesses d'interface initiales identiques. On ne distingue alors ici que les simulations pour les cibles ayant ou non un ablateur de plastique.

Les vitesses d'interfaces attendues s'échelonnent donc entre 2 et 11,3 km/s, ce qui correspond à des pressions dans le LiF de 0,4 à 6 Mbar, et de 0,7 à 11Mbar dans le fer respectivement.

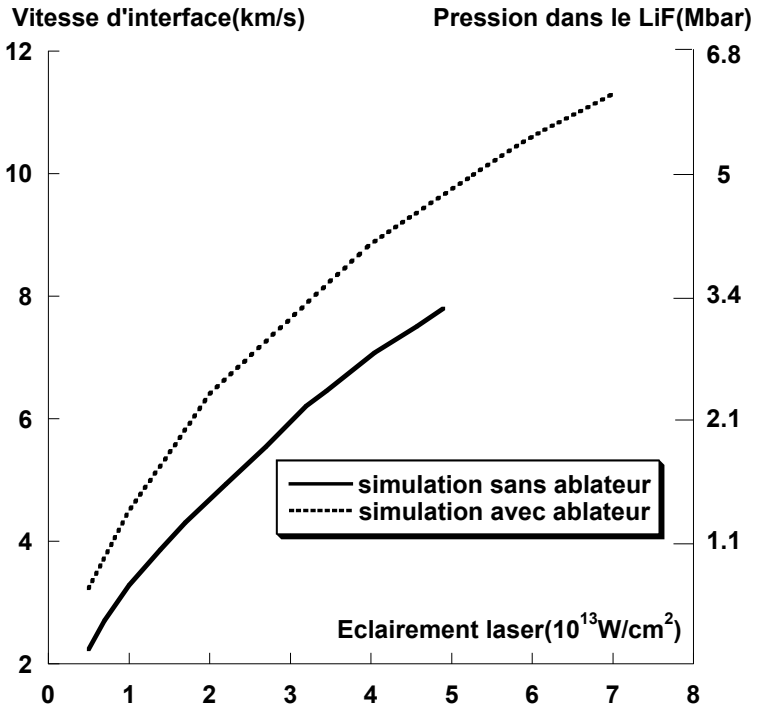

FIG. 4.9 – Vitesses initiales issues des simulations hydrodynamiques en fonction de l'éclairement laser.

4.2 Principe de la mesure de la vitesse d'interface

4.2.1 Equation du VISAR modifiée

De même que la présence d'un étalon modifie la longueur optique d'un des bras du VISAR (2.3.2), la présence d'une fenêtre placée en face arrière donne une image apparente de l'interface. En d'autre termes, l'indice et l'épaisseur e de la couche de LiF doivent être pris en compte dans la différence de chemin optique subie par le faisceau sonde lors de sa réflexion à l'interface. Il faut donc modifier l'équation du VISAR (2.12) donnant la vitesse de la surface réfléchissante en fonction du décalage de frange.

On note $t = 0$ l'instant du débouché du choc, et on indice 1 le LiF non perturbé et 2 le LiF comprimé par le choc transmis. Soit S la différence de chemin optique subie par le faisceau sonde. A $t < 0$, l'interface n'est pas encore perturbée par le faisceau sonde :

$$S(t < 0) = 2n_1 e.$$

A $t > 0$, le choc a débouché de la couche de fer (fig. 4.10) : un choc de vitesse D est transmis dans le LiF et l'interface bouge à une vitesse v. Cette vitesse est égale à la vitesse des particules fluides dans le LiF entraînées derrière le front de choc. Elle est également la somme de la vitesse fluide dans le fer et de la vitesse de l'onde de détente qui y remonte.

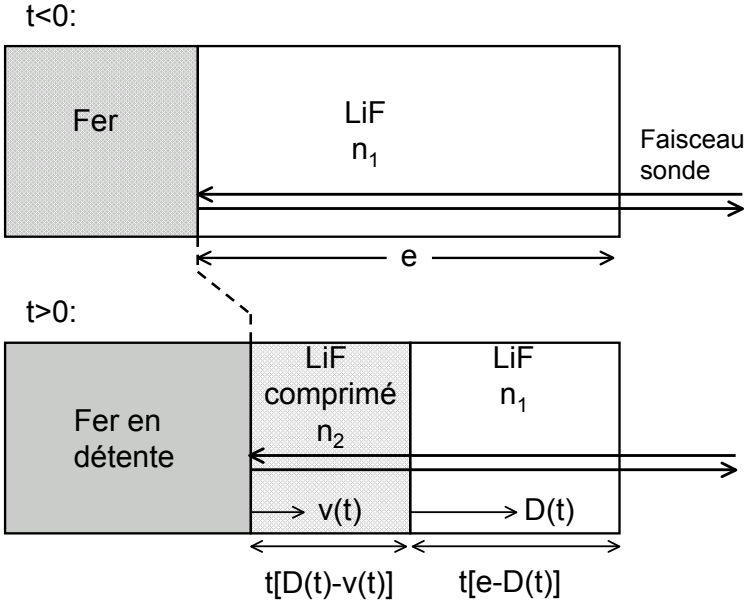

FIG. 4.10 – Réflexion du faisceau sonde à l'interface Fe/LiF.

$S(t)$ devient :

$$S(t > 0) = 2n_2(D(t) - v(t))t + 2n_1(e - D(t)).$$

Le profil d'intensité des franges sur la séparatrice de sortie des VISAR est donné par $S(t-\tau) - S(t)$. En développant, on élimine e et on obtient :

$$\begin{aligned} S(t-\tau) - S(t) = 2n_2 \Big[& t\Big(D(t-\tau) - D(t)\Big) - \Big(v(t-\tau) - v(t)\Big) \\ & + \tau\Big(v(t-\tau) - D(t-\tau)\Big)\Big] \\ & - 2n_1\Big[t\Big(D(t-\tau) - D(t)\Big) - \tau D(t-\tau)\Big]. \end{aligned} \tag{4.2}$$

Pour $0 < t < \tau$, les quantités $v(t-\tau)$ et $D(t-\tau)$ sont nulles : le bras retardé du VISAR transmet l'information de l'interface immobile, tandis que l'autre voit déjà l'interface en mouvement. (4.2) devient :

$$S(t-\tau) - S(t) = 2t\Big[n_2(v(t) - D(t)) + n_1 D(t)\Big].$$

Si $v(t)$ et $D(t)$ varient peu sur $[0;\tau]$, alors la phase mesurée par VISAR, donnée par

$$\phi(t) = \frac{2\pi}{\lambda}(S(t-\tau) - S(t))$$

est une fonction linéaire du temps.

Pour $t > \tau$, et considérant que $\forall t' \in [\tau;\infty[$, $D(t)$ et $v(t)$ varient peu sur $[t';t'+\tau]$, c'est à dire pour

$$v(t) \approx v(t-\tau) \approx \langle v(t - \frac{\tau}{2})\rangle_\tau \qquad \text{et} \qquad D(t) \approx D(t-\tau) \approx \langle D(t - \frac{\tau}{2})\rangle_\tau,$$

alors la différence de chemin optique entre les deux faisceaux se recombinant sur la séparatrice de sortie devient :

$$S(t-\tau) - S(t) = 2\tau\Big[n_2(\langle v(t - \frac{\tau}{2})\rangle_\tau - \langle D(t - \frac{\tau}{2})\rangle_\tau) + n_1\langle D(t - \frac{\tau}{2})\rangle_\tau\Big].$$

La conservation de la masse dans les relations d'Hugoniot-Rankine est valable à tout instant :

$$\rho_1\langle D(t - \frac{\tau}{2})\rangle_\tau = \rho_2(\langle D(t - \frac{\tau}{2})\rangle_\tau - \langle v(t - \frac{\tau}{2})\rangle_\tau),$$

ce qui permet d'éliminer $\langle D(t - \frac{\tau}{2})\rangle_\tau$. On obtient alors l'équation du VISAR modifiée :

$$\frac{S(t-\tau) - S(t)}{2\tau} = \frac{\lambda_0 F(t)}{2\tau(1+\delta)} = \langle v(t - \frac{\tau}{2})\rangle_\tau(n_2 - \frac{\rho_2}{\rho_2 - \rho_1}(n_2 - n_1)), \tag{4.3}$$

où ρ_1 et ρ_2 sont les densités du LiF dans l'état standard et comprimé. De cette équation survient la question de l'indice n_2 en fonction de la densité du LiF comprimé. Il s'agit maintenant d'établir la relation entre la variable n_2 en fonction de n_1, ρ_1 et ρ_2.

4.2.2 Modèles de l'indice du LiF comprimé

L'équation (4.3) nous montre que les propriétés optiques du LiF comprimé ont besoin d'être connues afin de lier la vitesse apparente mesurée par les VISAR à la vitesse réelle d'interface.

Loi de Gladstone-Dale

Le modèle le plus ancien décrivant l'indice d'un milieu transparent comprimé est probablement la relation empirique de Gladstone & Dale [1863] établie au XIXème siècle :

$$\frac{d\rho}{\rho} = \frac{dn}{n-1} \Rightarrow \frac{n_2 - 1}{n_1 - 1} = \frac{\rho_2}{\rho_1}. \tag{4.4}$$

Cette formule sert souvent de référence mais nous allons montrer qu'elle ne peut pas s'appliquer dans notre cas.

L'équation du VISAR (2.12), lorsqu'il y a présence d'un matériau fenêtre, peut s'écrire sous la forme modifiée par Barker & Schuler [1974] :

$$\langle v(t - \frac{\tau}{2})\rangle_\tau = \frac{\lambda_0 F(t)}{2\tau(1+\delta)(1+\Delta\nu/\nu_0)},$$

où le terme $\Delta\nu/\nu_0$ représente la correction à l'effet Doppler due à l'indice du matériau fenêtre comprimé.

Hardesty [1976] combine des mesures du terme $\Delta\nu/\nu_0$ et des données existantes de D et v pour aboutir à :

$$n_2 = n_1 \frac{D}{D-v} + (1 + \frac{\Delta\nu}{\nu_0})\frac{v}{D-v}.$$

En faisant apparaître la contrainte de compression le long de l'Hugoniot ϵ_H, définie par

$$\epsilon = 1 - \frac{\rho_1}{\rho_2},$$

et en utilisant la conservation de la masse on peut écrire l'expression équivalente :

$$n_2 = \frac{1}{1-\epsilon_H}(n_1 - \epsilon_H(1 + \frac{\Delta\nu}{\nu_0})),$$

Lorsque l'on développe ϵ_H, on obtient :

$$n_2 = \frac{\rho_2}{\rho_1}(n_1 - (1 - \frac{\rho_1}{\rho_2})(1 + \frac{\Delta\nu}{\nu_0})),$$

et si $\frac{\Delta\nu}{\nu_0} = 0$, alors on retrouve (4.4). Le terme $\frac{\Delta\nu}{\nu_0}$ illustre donc la déviation à la loi de Gladstone-Dale. Barker & Hollenbach [1970] ont effectué des mesures de ce terme pour la silice. Ils trouvent que ce dernier décroît de façon monotone de 0,0627 à 0,905 GPa jusqu'à 0,0355 à 6,53 GPa.

Loi de Gladstone-Dale modifiée

Setchell [1979], dans le cadre d'expériences de compression dynamique de la silice, utilise une autre forme modifiée de l'équation du VISAR :

$$\langle v(t - \frac{\tau}{2})\rangle_\tau + \Delta u = \frac{\lambda_0 F(t)}{2\tau(1+\delta)},$$

où cette fois le terme de correction des vitesses apparaît sous la forme du terme supplémentaire Δu. A l'aide des données sur la silice de Barker & Hollenbach [1970], ce terme correctif est exprimé en fonction de la vitesse d'interface v égale, rappelons-le, à la vitesse fluide dans la fenêtre[3] :

$$\Delta u = c_1 v^{c_2}, \tag{4.5}$$

où les paramètres $c_1 = 0.026$ et $c_2 = 0.668$ sont ajustés au sens des moindres carrés. Il propose alors une loi de Gladstone-Dale modifiée :

$$\frac{n_2 - 1}{n_1 - 1} = \frac{\rho_2}{\rho_1}(1 - \xi(\rho)),$$

où $\xi(\rho)$ est de la forme :

$$\xi(\rho) = \alpha(\frac{\rho_2}{\rho_1} - 1)^\beta,$$

et les paramètres α etβ sont ajustés de manière itérative. Pour chaque valeur d'essai, un indice de la fenêtre comprimée est calculé, ce qui permet ensuite de calculer le terme correctif Δu. L'accord est trouvé lorsque l'on retombe sur la valeur de Δu déduite du fit moindres carrés (4.5).

Ces méthodes ont fait leurs preuves dans des études concernant des explosifs, le polyméthyl methacrylate (PMMA), la silice fondue ou le saphir. Cependant la gamme de pression se limite à quelques dizaines de GPa, dans des régimes souvent situés en dessous de la limite élastique de l'Hugoniot.

Modèle de Wise & Chhabildas [1986]

Wise & Chhabildas se sont également attachés à mesurer le terme $\Delta\nu/\nu_0$ dans le cas d'une fenêtre de LiF. Pour cela, ils ont effectué des expériences de compression par ondes de choc à l'aide d'un canon à gaz dans une configuration symétrique (fig. 4.11). Comme l'impacteur et la cible tampon sont fabriqués à partir du même matériau (Al, Be, Cu ou Ta), ils possèdent la même impédance de choc. Lors de l'impact, il n'y a donc pas de désadaptation d'impédance et la conservation de l'impulsion implique $u_p = V_{impacteur}/2$. On peut donc accéder directement à la vitesse fluide dans la cible tampon connaissant la vitesse de l'impacteur $V_{impacteur}$. La donnée des équations d'état

[3]on a donc $v = u_{LiF}$; cependant, nous choisissons dans cette section de conserver la notation v (plutôt que u_{LiF}) car cette grandeur est liée à notre observable expérimentale qu'est la vitesse *apparente* d'interface.

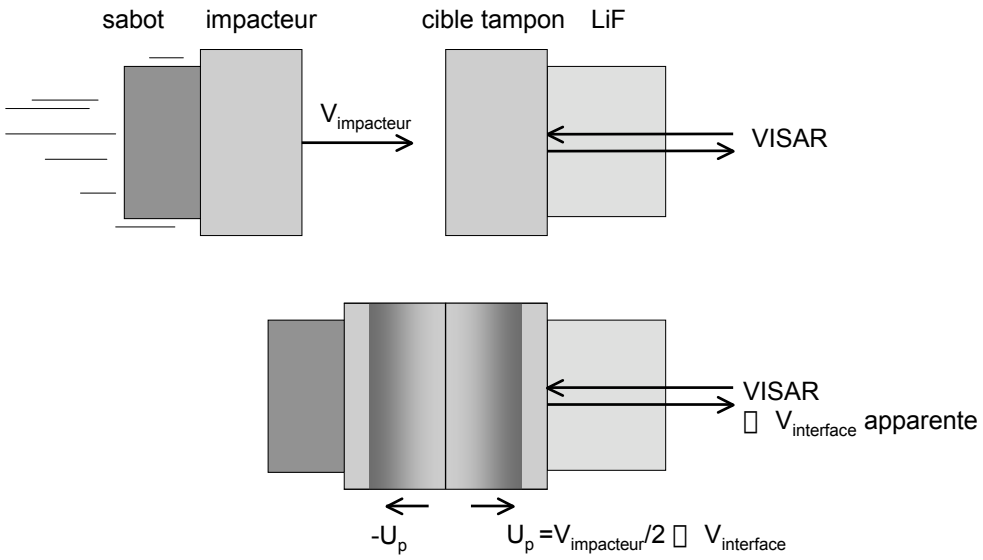

FIG. 4.11 – Configuration symétrique. L'impacteur et la cible possèdent la même impédance de choc.

de la cible tampon et du LiF le long de l'Hugoniot et des isentropes de détente permet, connaissant la vitesse fluide dans la cible tampon, d'accéder à la vitesse fluide derrière le choc transmis dans le LiF, c'est à dire la vitesse d'interface.

Une mesure de la vitesse d'interface apparente est effectuée à l'aide d'un diagnostic VISAR. En comparant cette dernière avec la vitesse d'interface déduite de la vitesse de l'impacteur, on accède au terme correctif déjà évoqué $\Delta\nu/\nu_0$.

Plusieurs lois exprimant l'indice en fonction de la compression sont alors testées, en utilisant la même méthode que Setchell [1979]. Les lois de Glastone-Dale, de Lorentz-Lorenz ($\frac{1}{\rho}\frac{n^2-1}{n^2+2} = cste$) et de Drude ($\frac{1}{\rho}(n^2-1) = cste$) montrent ainsi un fort désaccord avec les données expérimentales[Wise & Chhabildas 1986]. La forme modifiée de la loi de Gladstone-dale a été modifiée, mais le terme $\xi(\rho)$ donne un indice décroissant dès que la compression relative $\epsilon > 0,38$. Une autre forme modifiée de la loi de Gladstone-Dale est alors utilisée avec cette fois :

$$\xi(\rho) = \gamma(1 - \frac{\rho_0}{\rho})^\kappa = \gamma\epsilon^\kappa.$$

Après itérations successives, les valeurs $\gamma = 0,763$ et $\kappa = 1,04$ sont trouvées.

Le domaine de pressions exploré s'étend jusqu'à 1,15Mbar. Il est également fait mention d'un point supplémentaire mesuré au laboratoire Sandia à 1,6 Mbar où le LiF reste transparent, mais aucune information n'est donnée quant à son indice optique.

Modèle de Kormer [1968]

Kormer a lui directement mesuré l'indice optique du LiF comprimé par une explosion chimique. Pour cela, il utilise l'optique géométrique et regarde la déviation au cours du temps d'un faisceau réfléchi en incidence oblique. Le dispositif est celui de la figure 4.12. Un explosif est utilisé pour générer un choc dans le LiF. Un autre sert de source large bande dans le visible. L'indice du LiF comprimé n_2 est déduit de l'indice du prisme n_0, de l'indice du LiF non perturbé n_1, de l'angle d'incidence Φ, et du rapport a/b des déviations du faisceau se réfléchissant à l'interface LiF/métal et sur le front de choc dans le LiF :

$$\frac{n_2^2 - n_0^2 \sin^2 \Phi}{n_1^2 - n_0^2 \sin^2 \Phi} = \frac{a/b}{\sigma},$$

où

$$\sigma = \frac{\rho_2}{\rho_1}$$

est la compression, déterminée par ailleurs à l'aide d'un système de capteurs électriques.

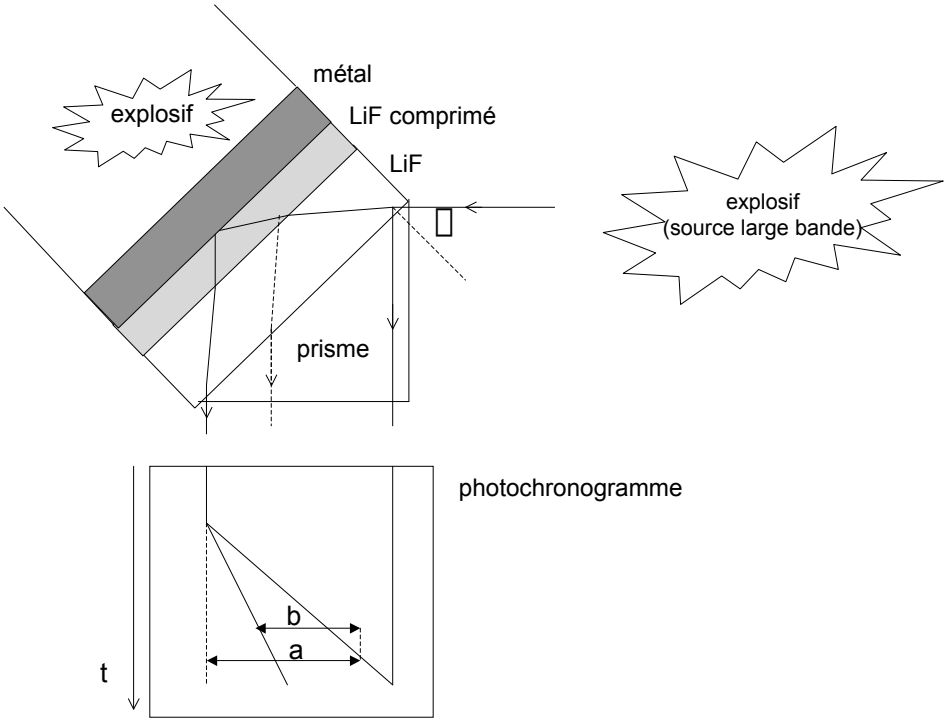

FIG. 4.12 – Dispositif expérimental utilisé par Kormer pour mesurer l'indice de réfraction d'un matériau transparent comprimé par une onde de choc.

Il exprime l'indice optique n en fonction de la compression et écrit la loi empirique

$$n(\sigma) = n_1 + \frac{dn}{d\sigma}(\sigma - 1), \tag{4.6}$$

où

$$\frac{dn}{d\sigma} = 0,1.$$

Le domaine de compression relative ϵ s'étend de 0,23 à 0,324, ce qui d'après l'Hugoniot du LiF donné par les tables SESAME correspond à des pressions comprises entre 0,36 et 0,728 Mbar.

Nous avons comparé les indices donnés par les modèles de Wise & Chhabildas et Kormer sur un domaine de pressions comprises entre 0,5 et 2 Mbar (fig. 4.13). L'accord entre les deux modèles est excellent.

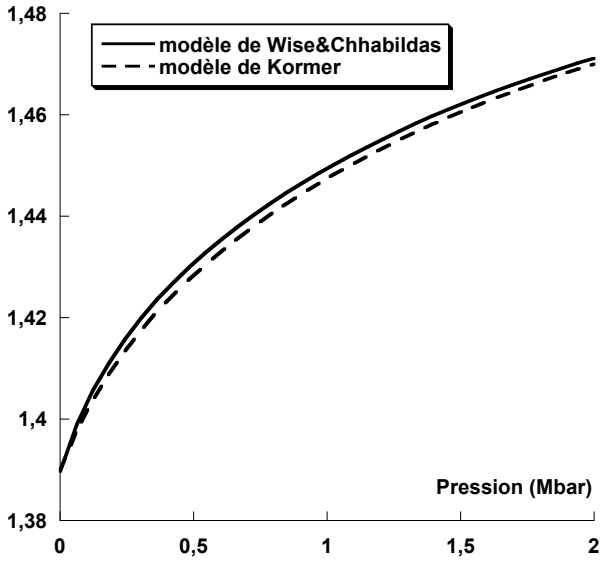

FIG. 4.13 – Indice du LiF prédit par les modèle de Wise & Chhabildas (trait continu) et Kormer (tirets) en fonction de la pression le long de l'Hugoniot.

De ces deux études, nous pouvons en conclure que le LiF reste transparent au moins jusqu'à 1,6 Mbar, et que la variation de son indice optique en fonction de la compression peut être décrite jusqu'à 1,15 Mbar par les modèles de Wise & Chhabildas ou Kormer.

Transition vers l'état semi-conducteur

Hicks *et al.* [2003], en mesurant la reflectivité d'un choc décroissant dans le LiF, montrent que celui-ci devient réfléchissant et semi-conducteur à partir de 5 Mbar. Pour rendre compte de cette transition, ils utilisent un modèle simple de semi-conducteur. Dans ce modèle, la compression a pour effet de réduire le gap[4]. La température atteinte derrière le front de choc est estimée à partir de la mesure de la vitesse du choc dans le

[4]Il a même été montré par Celliers *et al.* [2000] dans le cas du deutérium que la compression peut fermer complètement le gap jusqu'à atteindre l'état métallique.

LiF et des tables SESAME. Celle-ci est importante (>2eV) et devient alors comparable à l'énergie du gap qui diminue. Les électrons de valence, qui sont thermiquement excités, atteignent ainsi des états vacants dans la bande de conduction.

La densité d'électrons libres est donnée par :

$$n_e = 2\Big(\frac{m_e k_B T}{2\pi\hbar^2}\Big)^{3/2} F_{1/2}(-E_g/2k_B T).$$

Comme $k_B T < E_g$[5], elle dépend de l'intégrale de Fermi F_m :

$$F_m(\eta) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{x^m dx}{1 + \exp\left(-E_g/2k_B T\right)}.$$

La reflectivité à l'interface LiF comprimé/LiF est ensuite déduite de la permittivité diélectrique

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon_{lié} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2(1 + \frac{i}{\omega\tau})},$$

où $\epsilon_{lié} = (1.49)^2$ est la contribution des électrons liés (celle-ci est donnée par une extrapolation des modèles de l'indice du LiF comprimé de Wise & Chhabildas et Kormer). La fréquence plasma est

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m^*}},$$

où m^* est la masse effective des électrons dans un semi-conducteur intrinsèque, soit $m^* = m_e/2$. Le taux de collision τ est estimé à partir de l'approximation de Ioffe-Regel :

$$\tau = \gamma \tau_{Ioffe-Regel} = \gamma \frac{l}{\langle v_e \rangle},$$

où γ est un paramètre ajustable, de l'ordre de l'unité. La distance interatomique l est déduite de la densité ionique n_i donnée par les tables SESAME :

$$l = 2(\frac{3}{4\pi n_i})^{1/3},$$

et la vitesse moyenne des électrons est donnée par :

$$\langle v_e \rangle = \Big(\frac{2k_B T}{m_e} \frac{F_{3/2}(-E_g/2k_B T)}{F_{1/2}(-E_g/2k_B T)}\Big)^{1/2}.$$

Une fois tous les paramètres fixés, il est possible d'accéder au propriétés optiques du LiF semi-conducteur en fonction de la température ou de la pression.

[5] L'énergie du gap pour le LiF est de 14eV dans les conditions standard.

Afin de faire correspondre la reflectivité donnée par ce modèle avec les résultats expérimentaux, les termes E_g et τ sont ajustés à

$$E_g(\mathrm{eV}) = 0,02 + 0,57\rho(\mathrm{g/cm^3}) \sim 3,5eV$$

et

$$\tau = 0.9\tau_{Ioffe-Regel}.$$

On a ainsi la possibilité de calculer la permittivité diélectrique complexe, qui donne à son tour les parties réelles et imaginaires de l'indice ainsi que la réflectivité (fig. 4.14)

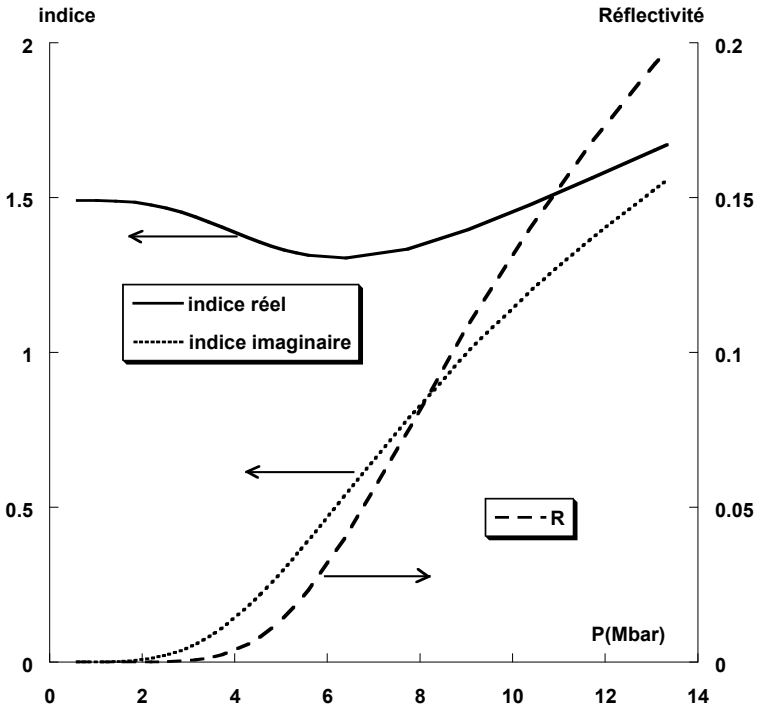

FIG. 4.14 – Indice complexe et réflectivité du LiF à 532nm, calculés à l'aide du modèle semi-conducteur, en fonction de la pression du choc.

4.2.3 Quel modèle utiliser ?

D'après le dimensionnement des expériences présentés dans (4.1), les pressions atteintes dans le LiF sont comprises entre 0,4 et 6 Mbar. Nous disposons donc d'un modèle fiable pour les pressions les plus faibles et d'un autre pour les pressions les plus hautes. A notre connaissance, aucun modèle n'existe pour décrire la dépendance à la compression de l'indice du LiF à des pressions comprises entre ∼1 et 5 Mbar. Nous verrons cependant dans (4.3.1) que les images VISAR obtenues ne montrent pas de réflectivité du choc dans le LiF, ce qui permet de conclure que celui-ci reste dans l'état isolant. Nous utiliserons donc le modèle de Kormer dans l'équation modifiée du

VISAR (4.3) car celui-ci simplifie le calcul. En effet, en reportant (4.6) dans (4.3), on élimine les densités de masse ρ_1 et ρ_2 et obtenons :

$$v_{apparente}(t) = \frac{\lambda_0 F(t)}{2\tau(1+\delta)} = v_{interface}(t)\left[n_1 - \frac{dn}{d\sigma}\right] = 1,29.v_{interface}(t).$$

La vitesse apparente diffère donc de la vitesse réelle d'un facteur constant 1,29. Rappelons que la validité de ce modèle n'est assurée que jusqu'à une pression de 1,15 Mbar dans le LiF, soit un choc de $\sim$ 3 Mbar dans le fer. Nous utiliserons cependant cette loi empirique comme modèle de référence que nous modifierons au besoin.

4.3 Résultats expérimentaux

4.3.1 Images VISAR typiques obtenues : classification des résultats en trois régimes

De nombreux tirs des campagnes de 2000 et 2002 ont permis de réunir un grand nombre de données sur les cibles Fe/LiF. Sur l'ensemble de ces expériences, l'éclairement laser a été varié entre 0,5 et 7.10^{13}W/cm^2. Nous pouvons d'ores et déjà repérer plusieurs types d'images et distinguer trois régimes.

Régime d'intensité faible

L'intensité laser est $I_{laser} < 2.10^{13}$W/cm^2 et les images VISAR obtenues sont typiquement celles de la figure 4.15. On note une augmentation de la luminosité des franges après le débouché du choc dans les deux longueurs d'onde, ainsi qu'un clignotement des franges dans l'infrarouge. La nature de ce clignotement des franges sera décrite dans le chapitre suivant.

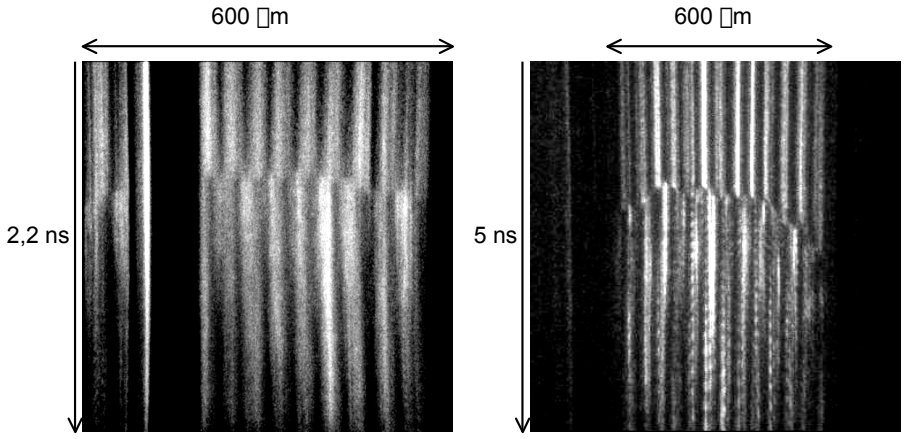

FIG. 4.15 – Images typiques de tirs obtenus à une intensité laser $I_{laser} < 2.10^{13}$W/cm^2. A gauche, VISAR fonctionnant à 532 nm ; à droite, VISAR fonctionnant à 1064 nm.

Nous disposons d'un logiciel de traitement d'images permettant de suivre le décalage de franges au cours du temps [Henry 2003]. En corrigeant la vitesse apparente à l'aide du modèle de Kormer, on obtient dans ce régime un très bon accord avec les simulations hydrodynamiques (cf. fig. 4.16).

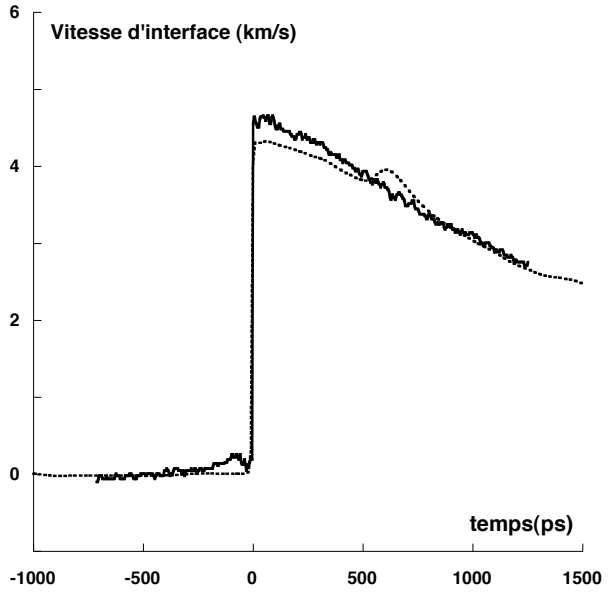

FIG. 4.16 – Vitesse d'interface prédite par MULTI (pointillés) et mesurée sur le VISAR (trait plein). L'éclairement laser est de $1,7.10^{13}$W/cm^2.

Régime d'intensité moyenne

L'intensité est comprise entre 2 et 4.10^{13}W/cm^2. La luminosité des franges ne semble pas changer notablement avant et après le débouché du choc, ce qui montre que le LiF reste transparent. les images sont de bonne qualité et se prêtent bien à l'analyse sur les deux VISAR (fig. 4.17).

L'accord avec les simulations n'est par contre plus réalisé (cf. fig. 4.18). Les profils de vitesse expérimentaux et simulés montrent des pentes légèrement différentes et sont systématiquement décalés l'un par rapport à l'autre de 0,5 à 1 km/s. L'accord entre simulation et expérience devient meilleur au cours du temps au fur et à mesure que le choc décroît dans le LiF.

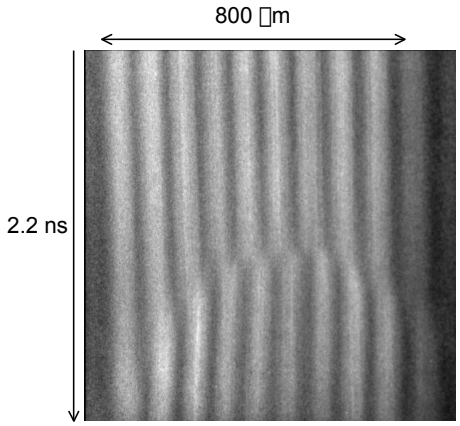

FIG. 4.17 – Image VISAR typique obtenue pour une intensité comprise entre 2 et 4.10^{13}W/cm^2.

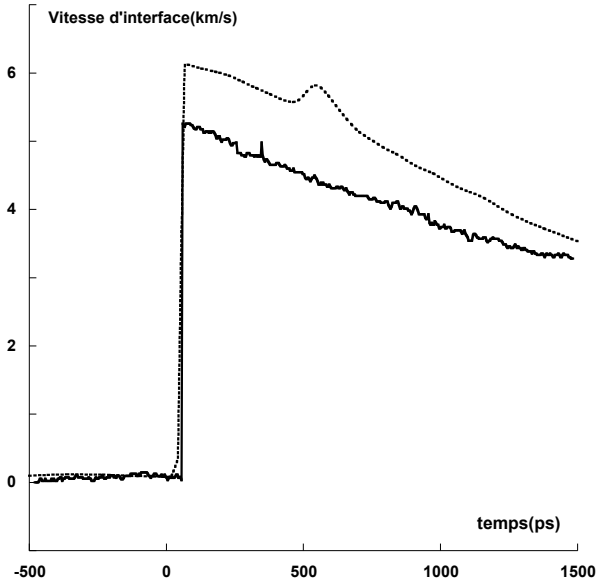

FIG. 4.18 – Vitesse d'interface prédite par MULTI (pointillés) et mesurée sur le VISAR (trait plein). L'éclairement laser est de $3,2.10^{13}$W/cm^2.

Régime d'intensité élevée

Lorsque l'intensité dépasse 4.10^{13}W/cm^2, la luminosité des franges décroît très vite après le débouché du choc dans les deux longueurs d'onde, au point qu'il devient difficile de mesurer un décalage de franges (fig. 4.19).

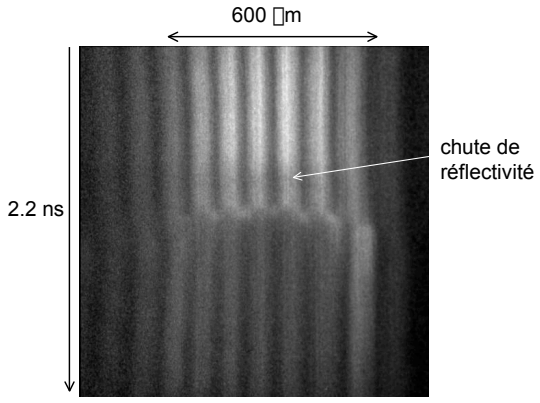

FIG. 4.19 – Image VISAR typique obtenue pour une intensité $> 4.10^{13}$W/cm^2. Le décalage de frange n'est visible qu'au débouché du choc. Les franges de faible luminosité apparaissant après le débouché du choc, immobiles, sont attribuées à une réflexion du faisceau sonde sur la face extérieure de la fenêtre de LiF.

L'absence de luminosité des franges sur un temps suffisamment long après le débouché du choc empêche toute comparaison avec les simulations autre que celle de la vitesse initiale. L'accord avec les simulations semble néanmoins meilleur que dans le régime d'intensité moyenne.

Notons que les tirs sur cibles sans ablateur montrent tous, dans ce régime, une baisse notable de réflectivité environ 300 ps avant le débouché du choc, signe de préchauffage [Benuzzi-Mounaix *et al.* 1998]. Le faible décalage de franges mesuré avant le débouché du choc conduit à une vitesse de ≈0,2 km/s. Nous pouvons évaluer la vitesse d'interface due à l'expansion thermique à l'aide du code MULTI. Pour cela, nous paramétrons la simulation de la manière suivante :

- l'intensité laser réduite à zéro,
- une température initiale d'essai, égale à la température supposée de préchauffage, est imposée aux cellules de fer.

On s'aperçoit alors qu'une mise en vitesse de 0,2 km/s correspond à une température de préchauffage de ≈ 0,1 eV.

4.3.2 Vue d'ensemble : vitesse d'interface initiale en fonction de l'éclairement laser

Les trois régimes que nous venons de décrire se distinguent chacun par une dépendance différente de la vitesse d'interface initiale en fonction de l'intensité laser. C'est pourquoi nous présentons ici les vitesses d'interface mesurées à l'instant du débouché du choc au cours des campagnes expérimentales de mai 2000, janvier-février 2002 et mai-juin 2002. L'ensemble des résultats expérimentaux et des simulations sont réunis dans la figure 4.20.

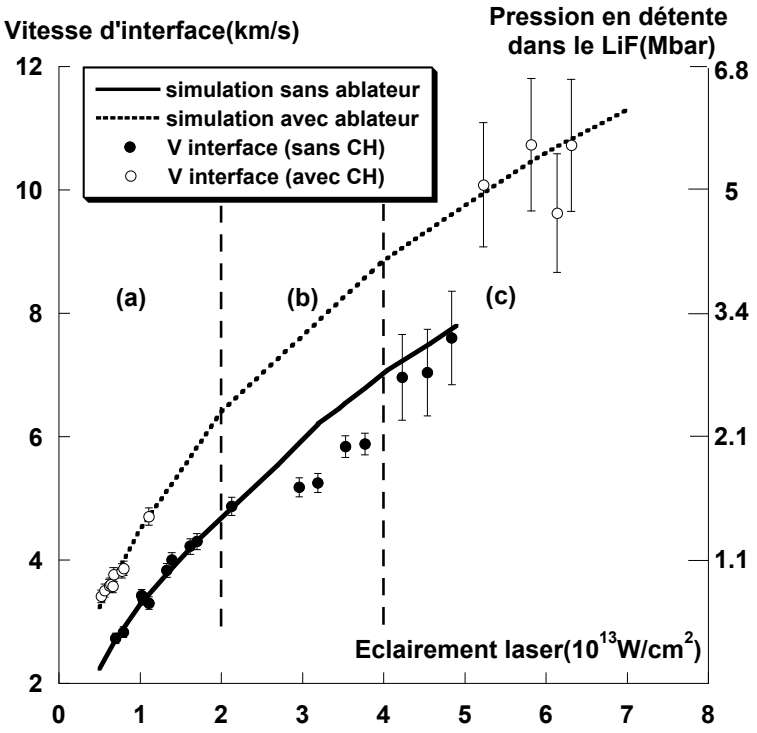

FIG. 4.20 – Vitesses d'interface à l'instant du débouché en fonction de l'éclairement laser. Cibles sans plastique en face avant (campagnes 05/2000 et 01-02/2002) : points noirs et simulations en trait plein. Cibles avec plastique en face avant (campagne 05-06/2002) : points blancs et simulations en pointillés. Les trois régimes sont délimités par des tirets et sont désignés par (a) : intensité faible, (b) : intensité moyenne et (c) : intensité élevée.

Pour $I_{laser} < 4.10^{13}$W/cm^2, les images VISAR sont de bonne qualité, ce qui permet de mesurer la vitesse d'interface avec une précision de 3%. Au delà, les franges s'éteignent presque immédiatement après le débouché du choc, ce qui rend plus difficile la mesure du décalage des franges. La vitesse se trouve alors assortie d'une erreur de $\pm 10\%$.

Mesure de la pression en détente A partir de la mesure de la vitesse d'interface nous pouvons remonter à la pression en détente p_{LiF} en considérant l'Hugoniot SE-

SAME du LiF. L'incertitude sur p_{LiF} est alors donnée par l'incertitude sur la vitesse d'interface égale à la vitesse fluide dans le LiF :

$$\Delta p_{LiF} = \frac{\partial p_{LiF}}{\partial v_{interface}} \Delta v_{interface}$$

Dans le cas des régimes d'intensité faible et moyenne, où l'incertitude sur la vitesse est 3%, on obtient une erreur sur la pression proche de 5%. Dans le régime d'intensité élevée, l'incertitude sur la vitesse de 10% conduit à une erreur sur la pression atteignant jusqu'à 17% (voir fig. 4.21).

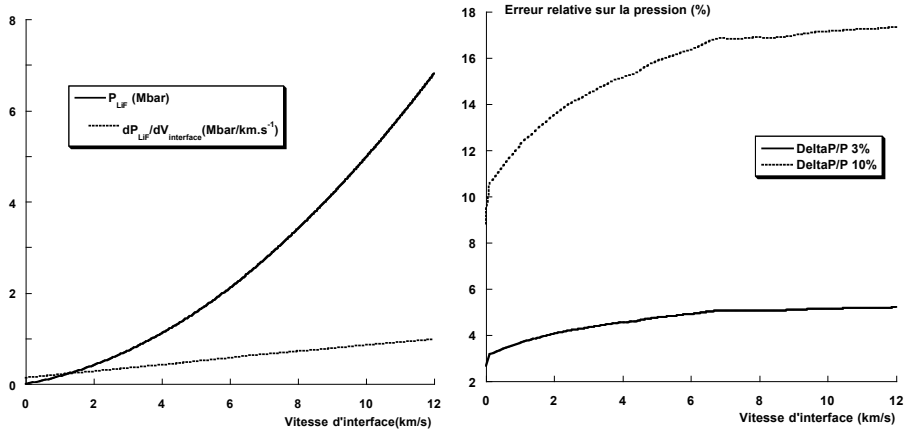

FIG. 4.21 – A gauche, Hugoniot du LiF et sa dérivée dans le plan pression-vitesse fluide. A droite, erreur relative sur la pression dans les régimes d'intensité faible et moyenne (trait continu) et dans le cas du régime d'intensité élevée (pointillés).

Les tirs à faible intensité laser ne posant pas de difficulté particulière d'analyse, penchons nous à présent de plus près sur les régimes d'intensité moyenne et élevée afin d'expliquer le désaccord avec les simulations.

4.3.3 Régime d'intensité moyenne

Ce régime est celui qui est le plus en désaccord avec les simulations, à savoir que la vitesse mesurée est inférieure de 0,5 à 1 km/s à la vitesse prédite par les simulations.

Les hypothèses que nous nous proposons d'étudier afin d'expliquer ce désaccord sont les suivantes :

- une perte d'énergie du choc due au changement d'état solide-liquide,
- un changement des propriétés optiques du LiF comprimé,
- une mauvaise qualité spatiale du choc.

Enthalpie spécifique du choc

La figure 4.20 montre des anomalies des vitesses à partir d'une pression en détente de 1,5 Mbar, ce qui correspond à une pression sur l'Hugoniot du fer de 2,7 Mbar. D'après les travaux expérimentaux de Brown & McQueen [1986] et les calculs *ab initio* de Laio *et al.* [2000], la fusion du fer sur l'Hugoniot a lieu à partir de 2,4 Mbar, ce qui en détente dans le LiF, se traduirait par une pression de 1,3 Mbar et une vitesse d'interface de 4,45 km/s. Nous sommes alors amenés à considérer l'effet de la fusion du fer sur la vitesse d'interface.

Considérons que le modèle de Kormer est valable dans la gamme de pression atteinte et étudions l'effet d'une variation de l'enthalpie spécifique du choc sur la vitesse d'interface. Nous pouvons en effet supposer que la consommation de chaleur latente de fusion par le choc est responsable de la perte de vitesse. Cette hypothèse semble être une voie intéressante à explorer car les simulations ont été effectuées avec la table 2140 qui ne tient pas compte des changements de phase ou d'état.

La table 2150 de Kerley [1992] quant à elle considère les transitions de phase et la chaleur latente de fusion. C'est pourquoi nous avons effectué une autre série de simulations à l'aide de cette table. Il apparaît alors que les vitesses d'interfaces prédites diffèrent très peu (à quelque % près) de celles issues des simulations utilisant la table 2140. Après discussion avec l'auteur[6], il se pourrait que le maillage de cette table d'équation d'état ne soit pas assez fin dans la région d'intérêt. Les tables SESAME donnent l'énergie totale en fonction de la densité et de la température. Celles-ci doivent être inversées, c'est à dire donner la température en fonction de la densité et de l'énergie totale afin d'être utilisées par le code MULTI. Cette opération peut conduire à ne pas reproduire correctement le changement d'état solide-liquide au niveau des vitesses d'interface.

Sur la figure 4.22, nous avons représenté en zones grisées les domaines de densités et de température atteints par les états prédits par la simulation et par les mesures expérimentales dans la gamme d'éclairement laser $2 - 4.10^{13}$ W/cm^2. Dans les deux cas, ces zones sont représentées par un nombre faible de points, ce qui nous conforte dans l'idée que le maillage de la table d'équation d'état n'est pas assez fin dans les états atteints expérimentalement.

Considérons alors que les simulations ne tiennent pas compte du changement d'état solide-liquide, et comparons les avec nos points expérimentaux. A partir des relations de conservation d'Hugoniot-Rankine, le saut d'enthalpie spécifique ΔH de part et d'autre du front de choc se propageant dans le fer est lié à la vitesse fluide u_p par

$$\Delta H = \frac{u_p^2}{2}.$$

Lors d'une compression par onde de choc, et suivant la pression atteinte, un solide peut rester dans une phase solide, coexister avec l'état liquide ou se liquéfier complètement. Ces trois possibilités dépendent de la position de l'état sur la courbe d'Hugoniot par

[6] G.I. Kerley (2003), communication privée

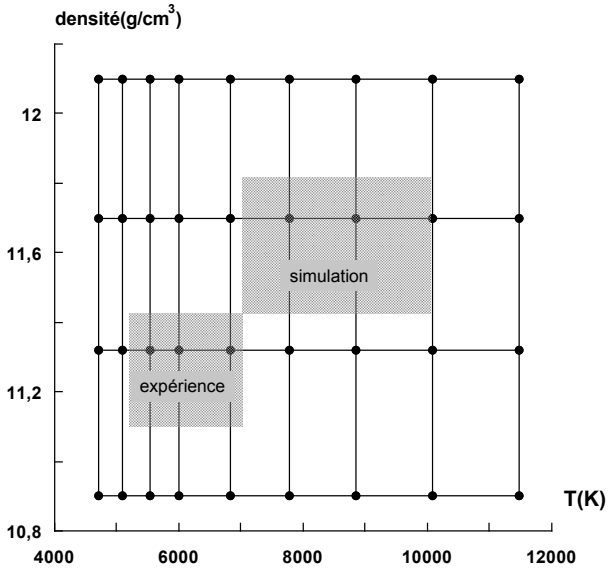

FIG. 4.22 – Maillage pression-densité de la table 2150. En gris figurent les régions atteintes par la simulation et par les mesures basées sur le modèle de Kormer.

rapport à la courbe de fusion (voir fig. 4.23) que l'on représente par commodité dans le plan pression-température.

Lorsque les états atteints correspondent au croisement de l'Hugoniot et de la courbe de fusion, une partie ΔH_f de l'énergie totale (interne et cinétique) spécifique du choc est consommée sous forme de chaleur latente de fusion. Si l'on fait l'hypothèse que les simulations hydrodynamiques ne tiennent pas (ou pas assez) compte de cette consommation d'énergie, alors on peut attribuer une perte de vitesse fluide δu_p à la consommation de ΔH_f. Posons alors

$$\delta u_p = u_p^{simu} - u_p^{fusion},$$

où u_p^{simu} est la vitesse fluide prédite par les simulations et u_p^{fusion} est la vitesse fluide tenant compte du changement d'état solide-liquide. La chaleur latente de fusion, exprimée en J/kg, se déduit donc de :

$$\Delta H_f = \frac{1}{2}((u_p^{simu})^2 - (u_p^{fusion})^2),$$

où les vitesses sont exprimées en m/s. La perte de vitesse fluide est donc

$$\delta u_p = u_p^{simu} - \sqrt{(u_p^{simu})^2 - 2\Delta H_f}.$$

Cette perte de vitesse fluide se répercute sur la vitesse d'interface, puisque ces deux vitesses sont liées par la relation linéaire (4.1). L'écart entre les vitesses d'interface calculées et mesurées est donc

$$\delta v = v^{simu} - v^{exp} = 1,311\delta u_p,$$

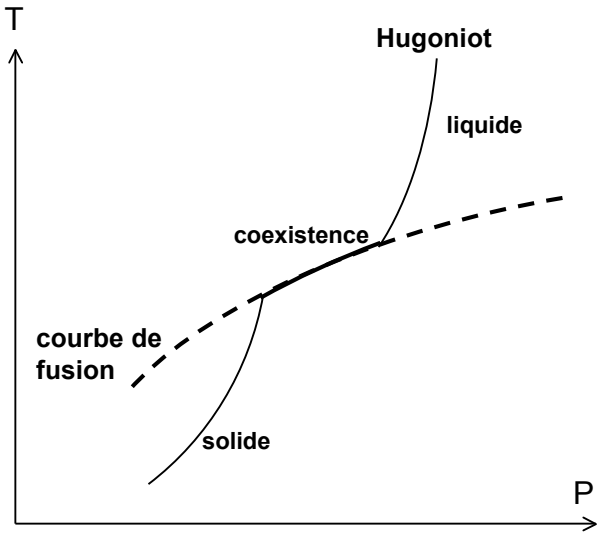

FIG. 4.23 – Etat de la matière le long de l'hugoniot en fonction de sa position par rapport à la courbe de fusion.

ce qui permet finalement de lier l'enthalpie de fusion à δv par

$$\delta v = v^{simu} - 1,311\sqrt{\left(\frac{v^{simu} - 0.093}{1.311}\right)^2 - 2\Delta H_f} - 0.093$$

En prenant pour δv les écarts trouvés entre les mesures expérimentales et les simulations, on trouve $\Delta H_f = 2,25 - 3,7.10^6$ J/kg.

Nous pouvons confronter les valeurs de ΔH_f déduites des écarts de vitesse à celles parues dans la littérature géophysique. Plusieurs travaux ont en effet été publiés dans le but d'estimer la chaleur latente de fusion à l'interface solide-liquide du noyau terrestre à une pression de 3,3 Mbar.

Poirier [1986] décrit la fusion par des dislocations des mailles du réseau cristallin et trouve $\Delta H_f = 0,55.10^6$ J/kg. Laio *et al.* [2000] ont effectué des simulations *ab initio* dans le but de décrire les propriétés du fer dans les conditions du noyau terrestre. Ils aboutissent à $\Delta H_f = 0,7.10^6$ J/kg. Anderson & Duba [1997] utilisent la loi de Lindemann permettant de calculer la température de fusion en fonction de la pression et montrent que la chaleur latente de fusion est liée au coefficient de Grüneisen γ à la pression de 2,4 Mbar, définie comme étant la pression de fusion sur l'Hugoniot par Brown & McQueen. A partir de différentes valeurs de γ trouvées dans la littérature, ils en déduisent $\Delta H_f = 1,11 - 1,91.10^6$ J/kg.

Sur la figure 4.24, nous présentons les vitesses anomales ainsi que les vitesses issues des simulations corrigées des contributions de l'enthalpie de fusion pour différentes valeurs de ΔH_f.

Il apparaît que même dans le cas où $\Delta H_f = 1,91.10^6$ J/kg, la consommation de chaleur latente de fusion ne suffit pas à expliquer l'écart entre les simulations et les points expérimentaux. Ce mécanisme ne peut contribuer à l'écart de vitesse qu'à

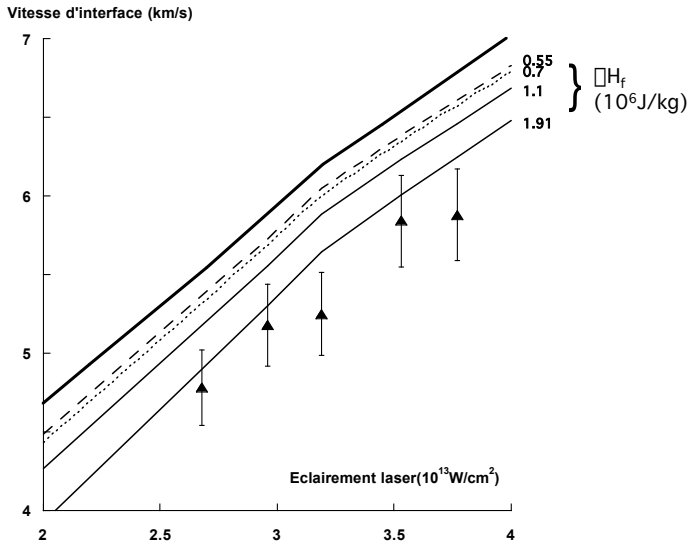

FIG. 4.24 – Vitesses d'interface anomales. Simulation avec la table 2140 (trait plein) et en traits fins, vitesses de la simulation corrigées de la contribution de la chaleur latente pour différentes valeurs de ΔH_f.

hauteur de ∼0,5 km/s au plus, alors que celui-ci atteint jusqu'à 1 km/s.

Changement des propriétés optiques du LiF comprimé

Considérons à présent la seconde hypothèse, à savoir que les propriétés optiques du LiF sont modifiées et qu'aucune correction n'est à faire sur les résultats des simulations.

Le domaine de pressions atteintes dans le régime d'intensité moyenne s'étend de 1 à 2 Mbar. On peut alors considérer que le LiF est encore un isolant et, au vu des images VISAR, qu'il est transparent. Nous nous basons donc sur le modèle de Kormer reliant la vitesse $v_{apparente}$ perçue par les VISAR à la vitesse d'interface $v_{interface}$:

$$v_{interface}(t) = \frac{v_{apparente}(t)}{n_1 - \frac{dn}{d\sigma}(t)} = \frac{v_{apparente}(t)}{1,29},$$

où les propriétés optiques du LiF interviennent à travers le seul terme $\frac{dn}{d\sigma}(t)$. Nous autorisons ce terme à varier au cours du temps puisque l'indice du LiF doit en toute logique varier au fur et à mesure que la vitesse d'interface décroît. C'est donc ce terme qu'il faut évaluer afin d'obtenir une adéquation entre les simulations et les vitesses mesurées directement avec les VISAR. En l'occurrence ,

$$\frac{dn}{d\sigma}(t) = 1,29 - \frac{v_{simulation}(t)}{v_{interface}(t)}.$$

On peut alors déduire l'indice du LiF comprimé n_2 à partir de l'écart entre les vitesses simulées et mesurées :

$$n_2(t) = n_1 + \Big(n_1 - \frac{v_{apparente}(t)}{v_{simulation}(t)}\Big)\Big(\frac{\rho_{simulation}(t)}{\rho_1} - 1\Big)$$

Sur la figure 4.25, nous représentons donc l'indice du LiF calculé à partir de l'écart entre les vitesses expérimentales et simulées.

On constate que l'indice du LiF dépend du régime dans lequel on se trouve. En deça de 1 Mbar, nous trouvons un bon accord entre l'expérience et le modèle de Kormer, conformément aux résultats expérimentaux de Wise & Chhabildas. Au delà et jusqu'à ∼3 Mbar, le terme $\frac{dn}{d\sigma}$ augmente rapidement pour atteindre des valeurs comprises entre 0,25 et 0,3, soit jusqu'à trois fois sa valeur initiale. Ce comportement peut s'interpréter par un changement d'état du LiF.

Un tel changement sur le terme $\frac{dn}{d\sigma}$ a en effet été constaté sur d'autres cristaux ioniques tels CsBr, KCl et KBr [Kormer *et al.* 1966] lors du passage à l'état liquide

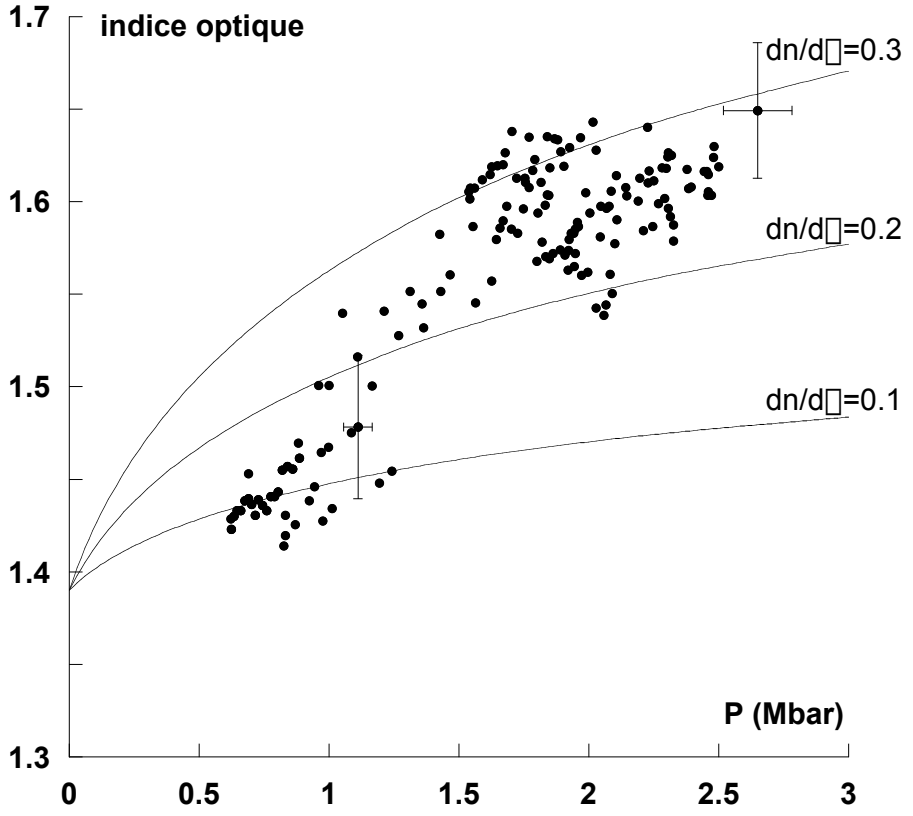

FIG. 4.25 – Indice du LiF en fonction de la pression. Les courbes pleines correspondent au modèle de Kormer avec différentes valeurs pour le terme $dn/d\sigma$, les points noirs représentent les valeurs de n_2 déduites des simulations. Pour ne pas surcharger la figure, les barres d'erreurs dues à l'incertitude sur la mesure de la vitesse apparente n'apparaissent que pour deux points.

sous choc. Burstein & Smith [1948] interprètent la variation de l'indice en fonction de la compression dans l'état solide comme étant due à l'augmentation des forces de répulsion interatomiques. Les sphères ioniques s'en trouvent alors moins déformables par la lumière incidente. Lors du passage à l'état liquide, la nature des liaisons change complètement ce qui permet d'expliquer qualitativement le changement de valeur important du terme $\frac{dn}{d\sigma}$.

Très peu de données existent concernant la fusion du LiF sous choc. A notre connaissance, seul Kormer [1968] mentionne un point de fusion du LiF sur l'Hugoniot situé à 2,8 Mbar et ∼0,6 eV. Ce point est en bon accord avec l'Hugoniot SESAME du LiF et correspond à une vitesse d'interface de 7,15 km/s. Les résultats présents suggèrent un point de fusion plus bas (∼1,5 Mbar), ou du moins une coexistence des états solides et liquides.

Qualité spatiale du choc

Le désaccord entre expérience et simulation peut être dû au manque de planéité du choc. En effet, on peut voir sur les images VISAR (fig. 4.26) correspondant aux vitesses anomales que le choc présente une forme parabolique plutôt que plane.

Bien que la mesure de vitesse ait été effectuée dans la zone où le choc est plan, nous pouvons constater que seules 2 ou 3 franges permettent de résoudre spatialement la zone correspondant à la partie plate de la tâche focale du laser en face avant (≈200 μm), représentée par des rectangles gris sur la figure 4.26. Or le code hydrodynamique MULTI est monodimensionnel, ce qui implique que pour avoir un bon accord entre expérience et simulation, le choc doit être plan.

Nous manquons de données expérimentales pour pouvoir conclure de façon catégorique. Cependant, des tirs obtenus lors des campagnes de 2002 confortent l'hypothèse de l'influence de la qualité spatiale du choc. C'est le cas des tirs 210 et 517, datant respectivement de janvier et de mai 2002 et dont les vitesses apparentes (voir dans le tableau ci-dessous) sont proches du tir 64.

Tirs	Campagne	Vitesse apparente (km/s)
64	05/2000	6,68
210	01-02/2002	6,28
517	05-06/2002	6,1

Bien que se trouvant dans la même gamme de pression, les tirs 210 et 517 présentent un bon accord avec les simulations hydrodynamiques. Pour ces tirs, le problème de la planéité du choc ne se pose pas, comme l'atteste la figure 4.27.

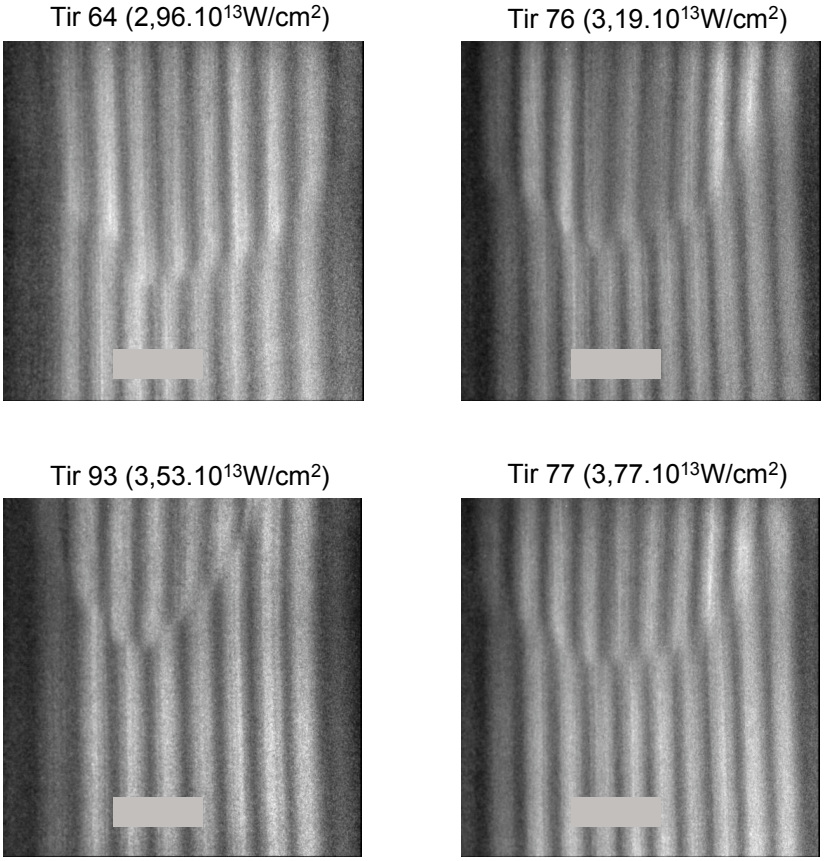

FIG. 4.26 – Images VISAR présentant des vitesses anomales. Les rectangles gris représentent la partie plate de la tâche focale du laser en face avant.

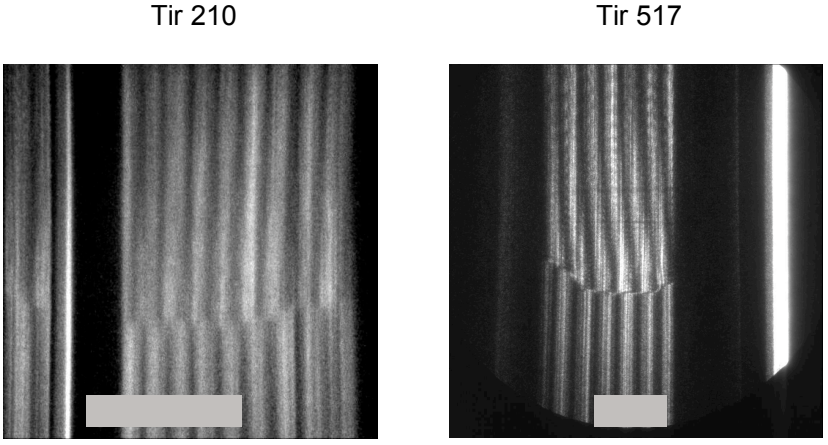

FIG. 4.27 – Images VISAR des tirs 210 et 517. La bande verticale sombre sur la gauche de l'image 210 correspond au tube amenant la fibre fiduciaire. Les rectangles gris représentent la partie plate de la tâche focale du laser en face avant.

Discussion sur les hypothèses

Nous avons vu que la consommation de chaleur latente de fusion ne permet pas d'expliquer complètement les écarts constatés entre l'expérience et les simulations. Il reste alors à considérer les deux hypothèses suivantes.

Dans le cadre de la seconde hypothèse, nous avons été amené à considérer une augmentation sensible de l'indice optique du LiF pouvant résulter d'un passage à l'état liquide, comme cela a déjà été observé sur d'autres cristaux ioniques.

Enfin la troisième hypothèse suggère que la non-planéité du choc nous éloigne de la situation simulée par le code MULTI.

Etant donné le manque de données expérimentales, il n'est pas possible de discerner de façon claire quelle est la situation réelle. L'attitude à adopter consiste alors à considérer des barres d'erreur dissymétriques pour les tirs en désaccord avec les simulations (fig. 4.28). Une étude expérimentale sur les propriétés optiques du LiF comprimé par choc au delà de 1 Mbar s'avère nécessaire (voir (4.4)).

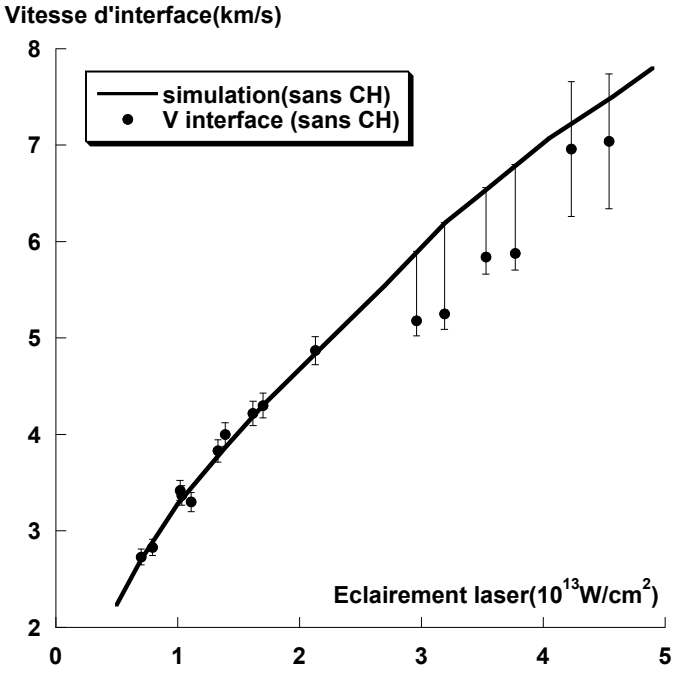

FIG. 4.28 – Vitesses d'interface dans le cas de cibles sans ablateur de plastique. Les barres d'erreur dissymétriques permettent de réunir les deux premières hypothèses discutées.

4.3.4 Régime d'intensité élevée

Estimation de l'indice réel du LiF comprimé

Toujours en se basant sur le désaccord entre les simulations et l'expérience, nous estimons la partie réelle de l'indice optique du LiF comprimé. Il en ressort qu'au delà de ~ 4 Mbar, le terme $\frac{dn}{d\sigma}$ semble décroître pour se rapprocher de 0,1-0,2 (fig. 4.29).

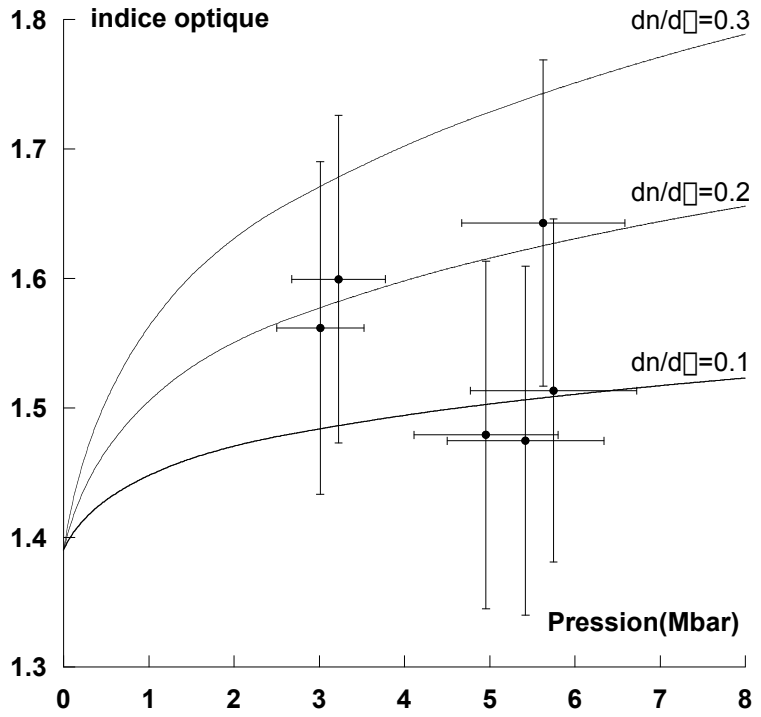

FIG. 4.29 – Indice du LiF en fonction de la pression dans le cas des tirs d'intensité laser élevée.

Nous ne disposons cependant que de trop peu de mesures dans ce régime pour établir des conclusions définitives. De plus, l'incertitude de $\pm 10\%$ sur la vitesse apparente conduit à des barres d'erreurs importantes ($\approx \pm 12\%$) sur l'indice de réfraction.

Les quelques résultats obtenus ne sont néanmoins pas tout à fait surprenants. En effet, dans ce régime, la luminosité des franges décroît rapidement après le débouché du choc, ce qui implique une absorption du faisceau sonde par le LiF comprimé. L'apparition d'un indice imaginaire peut en effet influer notablement sur la valeur de l'indice réel, puisque les deux quantités sont liées par les relations de Kramers-Kronig :

$$\begin{aligned} n(\omega) &= 1 + \frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\kappa(\omega')}{\omega' - \omega} d\omega' \\ \kappa(\omega) &= -\frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{n(\omega') - 1}{\omega' - \omega} d\omega' \end{aligned}$$

où $n(\omega)$ et $\kappa(\omega)$ sont les parties réelles et imaginaires de l'indice complexe du LiF $\tilde{n}(\omega) = n(\omega) + i\kappa(\omega)$, et où P désigne la partie principale des intégrales dans le plan complexe.

Remarquons également que le modèle semi-conducteur de Hicks *et al.* prévoit également une baisse de l'indice réel accompagnant l'apparition de l'indice imaginaire (voir figure 4.14)

Estimation du coefficient d'absorption du LiF comprimé

Les images VISAR des tirs d'intensité laser élevée montrent une diminution notable de la luminosité des franges après le débouché du choc (fig. 4.30). Cette diminution

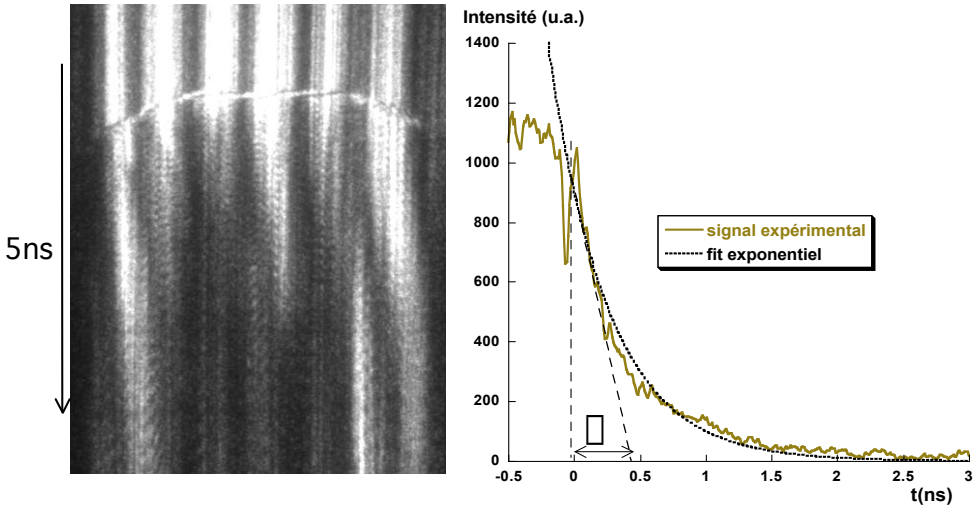

FIG. 4.30 – Image VISAR présentant de l'absorption à 1064nm.

peut être attribuée à l'absorption du faisceau sonde par le LiF, hypothèse d'autant plus probable que ce régime se situe à l'orée de la transition vers l'état semi-conducteur décrite ci-avant par les travaux de Hicks *et al.*.

A partir du temps d'extinction des franges, nous pouvons alors mesurer un coefficient d'absorption α exprimé en m^{-1}. En effet, l'épaisseur de LiF comprimé croît au cours du temps comme $D_{LiF} - u_{LiF}$. L'intensité du faisceau sonde réfléchi et absorbé est donc :

$$I(t) = I_0 \exp(-t/\tau) = I_0 \exp(-2\alpha(D_{LiF} - u_{LiF})t),$$

où τ est le temps au bout duquel le signal décroît d'un facteur $1/e$ par rapport à sa valeur initiale et où le facteur 2 dans l'exponentielle est dû au fait que le faisceau sonde effectue un aller-retour dans le LiF comprimé.

On accède ainsi à α :

$$\alpha = \frac{1}{2\tau(D_{LiF} - u_{LiF})}$$

où u_{LiF} est donnée par la mesure de la vitesse d'interface et D_{LiF} est la vitesse du choc dans le LiF déduite des tables SESAME.

Les mesures ainsi effectuées peuvent être comparées au modèle semi-conducteur de Hicks *et al.*. Le coefficient d'absorption α est en effet lié à l'indice imaginaire κ par :

$$\alpha = \frac{4\pi\kappa}{\lambda}$$

Pour les tirs de 2000, nous trouvons un bon accord avec le modèle de Hicks *et al.*, alors que les tirs effectués en 2002 montrent une absorption inférieure de deux ordres de grandeurs environ (fig. 4.31). L'incertitude sur α est due à l'erreur de mesure sur le temps τ et sur la vitesse d'interface.

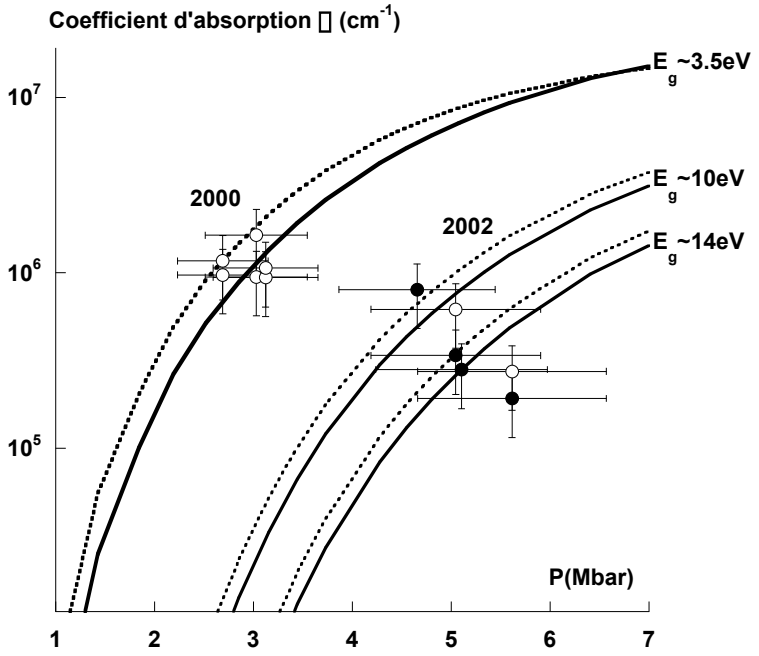

FIG. 4.31 – Coefficient d'absorption mesuré dans les deux longueurs d'onde (∘ : 532nm et • : 1064nm) et comparaison avec le modèle semi-conducteur de Hicks *et al.* (traits continus : 532nm et pointillés : 1064nm) pour différentes valeur du gap E_g.

Rappelons que les tirs de 2000 du régime de forte intensité laser présentent tous un préchauffage que l'on estime à $\approx$ 1000K (cf. (4.3.1)). Ceci a pour conséquence d'augmenter la température du LiF avant le débouché du choc. De plus, le préchauffage est en partie dû à la propagation de rayonnements X provenant de la face avant qui peuvent photoioniser et modifier la structure du LiF. Hicks *et al.* [2003] ne discutent pas de l'éventuel préchauffage dans leurs expériences, mais ils ont pris leurs précautions pour s'en prévaloir en utilisant des ablateurs de plastique sur chacune de leurs cibles. L'accord entre les points de 2000 et le modèle de Hicks *et al.* semble donc être fortuit.

Les points obtenus au cours des expériences de 2002 sont plus proches des conditions expérimentales de Hicks *et al.* [2003], mais l'absorption mesurée est beaucoup plus faible que ce que prédit le modèle semi-conducteur. Nos données suggèrent une

fermeture du gap du LiF bien moindre puisque proche de sa valeur dans les conditions standard (∼14 eV). Un écart à l'approximation de Ioffe & Regel [1960] a un effet négligeable sur le coefficient d'absorption. Notons que l'énergie du gap E_g ∼3,5 eV trouvée par Hicks *et al.* est un paramètre ajusté de manière à reproduire la réflectivité du front de choc dans le LiF dans une gamme de pression allant de 5 à 14 Mbar. Dans nos conditions, la pression est moindre puisque comprise entre 2,5 et 6 Mbar. La fermeture du gap y est alors moins importante.

4.4 Conclusion

La mesure de la vitesse d'interface est donc largement déterminée par les propriétés optiques du LiF sous choc. A partir des résultats obtenus expérimentalement, nous pouvons conclure que celui-ci reste transparent jusqu'à environ 2,5 Mbar, mais que ses propriétés optiques peuvent ne plus être décrites par le modèle de Kormer au delà de ∼1 Mbar. Ce changement de l'indice en fonction de la compression, qui se manifeste par une augmentation importante du terme $\frac{dn}{d\sigma}$ dans le modèle de Kormer peut être attribué au changement d'état solide-liquide, comme cela l'a déjà été constaté pour d'autre cristaux ioniques.

Un moyen de mesurer l'indice réel du LiF comprimé serait d'avoir une mesure séparée de la pression du choc. Pour cela, une cible comportant une marche de fer, placée à coté de la fenêtre de LiF, pourrait être utilisée (voir fig. 4.32). Trois vitesses doivent alors être mesurées : la vitesse de la surface libre de fer entre la fenêtre et la marche, la vitesse du choc dans la marche et la vitesse apparente de l'interface Fe/LiF. Nous avons vu dans le chapitre 3 que la mesure de la vitesse de surface libre et du temps de transit dans la marche permettait d'obtenir une mesure absolue d'un point sur l'Hugoniot du fer. Une fois cette étape accomplie, nous pouvons déduire la densité dans le LiF comprimé et la vitesse d'interface à partir des tables SESAME.

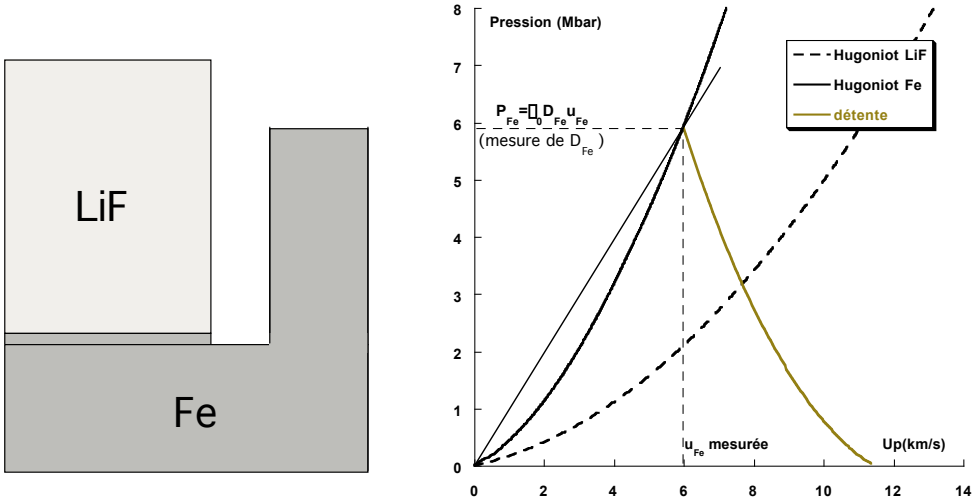

FIG. 4.32 – Méthode de mesure de l'indice du LiF avec une marche de fer.

En comparant la vitesse d'interface apparente avec celle déduite de la mesure absolue de l'Hugoniot du fer et des tables SESAME, l'équation du VISAR modifiée (4.3) n'admet plus comme inconnue que l'indice du LiF comprimé n_2.

La mise en oeuvre d'une telle technique suppose une mesure fiable des vitesses d'interface apparente, de surface libre et de choc. Une très bonne qualité spatiale du choc et donc une très bonne qualité de tâche focale, de manière à avoir les mêmes pressions partout, est critique pour le succès d'une telle expérience.

Chapitre 5

Réflectivité du fer en détente dans le fluorure de lithium

Les diagnostics VISAR, outre la mesure de la vitesse d'interface, nous permettent d'accéder à la réflectivité du fer comprimé. Dans (5.1), nous effectuons quelques rappels théoriques et montrons comment lier la réflectivité à la conductivité électrique. Dans (5.2), nous présentons les résultats obtenus dans nos expériences ainsi que ceux donnés par les calculs *ab initio*. Nous estimons également dans (5.3) la conductivité électrique du fer comprimé à partir de nos mesures. Enfin, dans (5.4), nous présentons des mesures de réflectométrie infrarouge et montrons comment celles-ci permettent d'accéder à la vitesse d'interface par une nouvelle technique.

5.1 Rappels théoriques

On considère la propagation d'une onde électromagnétique plane, monochromatique, polarisée linéairement et de vecteur d'onde $\vec{k}$ dans un milieu non magnétique quelconque, isolant ou conducteur. Dans (5.1.1), nous établissons sa relation de dispersion et en déduisons l'expression de l'indice du milieu. Dans (5.1.2), nous définissons la réflectivité et montrons que celle-ci est liée à la conductivité électrique du milieu réfléchissant.

5.1.1 Relation de dispersion et indice d'un milieu

Relation de dispersion

Commençons par écrire

$$\begin{aligned} \vec{D} &= \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E} = \epsilon \vec{E}, \\ \vec{B} &= \mu_0 \mu_r \vec{H} = \mu \vec{H}, \end{aligned}$$

où la perméabilité magnétique $\mu = \mu_0$ car le milieu ne possède pas de magnétisme. ϵ est la constante diélectrique.

Les équations de Maxwell nous permettent d'écrire que

$$\nabla \wedge \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \qquad \text{avec} \qquad \vec{j} = \sigma \vec{E}, \tag{5.1}$$

$$\nabla \wedge \vec{D} = -\epsilon\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \tag{5.2}$$

où $\vec{j}$ est la densité de courant et σ est la conductivité électrique.

En effectuant $\nabla \wedge \nabla\wedge$(5.2) et en y reportant (5.1), on obtient

$$\nabla^2 \vec{E} = \sigma\mu \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \epsilon\mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}, \tag{5.3}$$

qui est une équation de propagation, également valable pour le champ $\vec{H}$[1].

Définissons une conductivité critique $\sigma_c = \omega\epsilon_0$ (où ω est la pulsation du laser sonde) et qui vaut 3,136.$10^4 \Omega^{-1}\text{m}^{-1}$ à la longueur d'onde λ=532nm.

En injectant dans (5.3) une onde plane décrite par $\vec{E} = \vec{E}_0 \exp(-i(\omega t - kx))$, on obtient la relation de dispersion :

$$\tilde{k}^2 = \frac{\omega^2}{c^2}(\epsilon_r + i\frac{\sigma}{\sigma_c}). \tag{5.4}$$

Indice du milieu

L'indice du milieu se déduit de la solution complexe $\tilde{k} = k' + ik''$ de l'équation de dispersion (5.4). En effet, le vecteur d'onde est lié à l'indice par

$$\tilde{k}^2 = \frac{\omega^2}{c^2}\tilde{n}^2 = \frac{\omega^2}{c^2}\tilde{\epsilon},$$

où $\tilde{n} = n + i\kappa$ est l'indice complexe du milieu et $\tilde{\epsilon} = \epsilon_r + i\epsilon_i$ est la fonction diélectrique complexe. En identifiant (5.4) à $\tilde{n}^2 = (n + i\kappa)^2$, on obtient

$$n^2 - \kappa^2 = \epsilon_r, \tag{5.5}$$

$$2n\kappa = \frac{\sigma}{\sigma_c}, \tag{5.6}$$

où ϵ_r est la partie réelle de la fonction diélectrique et $\frac{\sigma}{\sigma_c}$ sa partie imaginaire. En injectant $(5.6)^2$ dans n^2(5.5), on obtient une équation du second degré en $x = n^2$:

$$x^2 - \epsilon_r x - \frac{\sigma^2}{4\sigma_c^2} = 0,$$

[1] Il suffit pour cela de partir de $\nabla \wedge \nabla\wedge$(5.1)

dont les solutions sont données par

$$x_1, x_2 = \frac{\epsilon_r}{2}\left(1 \pm \sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\epsilon_r \sigma_c^2}\right)^2}\right).$$

La solution à retenir doit être positive et dépend du signe de ϵ_r. Pour le fer dans les conditions standard, à la longueur d'onde $\lambda = 532$nm, les parties réelle et imaginaire de l'indice sont [Weaver & Frederikse 2000]

$$\begin{aligned} n &= 2,65, \\ \kappa &= 3,34. \end{aligned} \tag{5.7}$$

Nous sommes donc dans le cas où $\epsilon_r = n^2 - \kappa^2 = -4,133 < 0$. La partie réelle ϵ_r de la fonction diélectrique est négative car la vibration des électrons provoquée par le champ électrique du laser sonde[2] est déphasée par rapport à ce dernier [Born & Wolf 1980]. La solution à choisir est alors

$$x = \epsilon_r(\frac{1}{2} - \frac{1}{2}\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\epsilon_r \sigma_c}\right)^2}) = |\epsilon_r|(-\frac{1}{2} + \frac{1}{2}\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\epsilon_r \sigma_c}\right)^2}).$$

Les parties réelle et imaginaire de l'indice s'écrivent alors

$$\begin{aligned} n &= \sqrt{|\epsilon_r|}\left(-\frac{1}{2} + \frac{1}{2}\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\epsilon_r \sigma_c}\right)^2}\right)^{1/2}, \\ \kappa &= \frac{\sigma}{2\sigma_c\sqrt{|\epsilon_r|}}\left(-\frac{1}{2} + \frac{1}{2}\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\epsilon_r \sigma_c}\right)^2}\right)^{-1/2}. \end{aligned} \tag{5.8}$$

La partie réelle traduit la réfraction de l'onde dans le milieu et la partie imaginaire, appelée également coefficient d'extinction, traduit l'absorption de l'onde par le milieu. On peut définir une épaisseur de peau

$$\delta = \frac{\lambda}{2\pi\kappa}$$

au bout de laquelle l'onde voit son amplitude réduite d'un facteur e.

Pour alléger les notations, on définit la quantité β par

$$\beta = \left(-\frac{1}{2} + \frac{1}{2}\sqrt{1 + (\frac{\sigma}{\epsilon_r \sigma_c})^2}\right)^{1/2}. \tag{5.9}$$

[2] voir (5.3.1), modèle de Drude

(5.8) peut alors s'écrire :

$$\begin{aligned} n &= \sqrt{|\epsilon_r|}\beta, \\ \kappa &= \frac{\sigma}{2\sigma_c\sqrt{|\epsilon_r|}\beta}. \end{aligned}$$

La donnée des parties réelles et imaginaires de l'indice permet alors d'accéder à la conductivité électrique (à une longueur d'onde donnée) par :

$$\sigma = 2n\kappa\sigma_c. \tag{5.10}$$

L'indice complexe $\tilde{n}$ peut s'écrire sous la forme compacte

$$\tilde{n} = \sqrt{|\epsilon_r|}\beta + i\frac{\sigma}{2\sigma_c\sqrt{|\epsilon_r|}\beta}, \tag{5.11}$$

et se réduit à $\tilde{n} = \sqrt{\epsilon_r} = n$ dans le cas d'un isolant.

5.1.2 Réflectivité à une interface isolant/métal

Définition

Considérons une interface isolant(indicé 1)/métal(indicé 2). A incidence normale, les champs électriques s'écrivent :

$$\begin{cases} \vec{E}_i = \vec{\mathcal{E}}_i e^{-i(\omega t - \tilde{k}_1 x)} \\ \vec{E}_r = \vec{\mathcal{E}}_r e^{-i(\omega t + \tilde{k}_1 x)} \\ \vec{E}_t = \vec{\mathcal{E}}_t e^{-i(\omega t + \tilde{k}_2 x)} \end{cases}$$

où les vecteurs d'onde complexes sont $\tilde{k}_1 = k_1' + ik_1''$ et $\tilde{k}_2 = k_2' + ik_2''$ et où les indices i, r et t désignent respectivement l'onde incidente, transmise et réfléchie.

La réflectivité à s'obtient en écrivant la continuité des champs et de leurs dérivées à l'interface. On obtient :

$$\begin{cases} \vec{E}_i + \vec{E}_r = \vec{E}_t \\ i(k_1' + ik_1'')(\vec{E}_i - \vec{E}_r) = i(k_2' + ik_2'')\vec{E}_t \end{cases}$$

En éliminant $\vec{E}_t$ on obtient

$$(k_1' + ik_1'' - k_2' - ik_2'')\vec{E}_i = (k_1' + ik_1'' + k_2' + ik_2'')\vec{E}_r.$$

La réflectivité est alors donnée par

$$R = \frac{\|E_r\|^2}{\|E_i\|^2} = \frac{(k_1' - k_2')^2 + (k_1'' - k_2'')^2}{(k_1' + k_2')^2 + (k_1'' + k_2'')^2} = \frac{(n_1 - n_2)^2 + (\kappa_1 - \kappa_2)^2}{(n_1 + n_2)^2 + (\kappa_1 + \kappa_2)^2}.$$

La définition (5.11) de l'indice complexe du milieu donne

$$R = \frac{(\sqrt{|\epsilon_{r2}|}\beta_2 - \sqrt{\epsilon_{r1}}\beta_1)^2 + (\frac{\sigma_1}{2\sigma_c\sqrt{\epsilon_{r1}}\beta_1} - \frac{\sigma_2}{2\sigma_c\sqrt{|\epsilon_{r2}|}\beta_2})^2}{(\sqrt{|\epsilon_{r2}|}\beta_2 + \sqrt{\epsilon_{r1}}\beta_1)^2 + (\frac{\sigma_1}{2\sigma_c\sqrt{\epsilon_{r1}}\beta_1} + \frac{\sigma_2}{2\sigma_c\sqrt{|\epsilon_{r2}|}\beta_2})^2}.$$

Comme le milieu indicé 1 est isolant, son indice imaginaire est nul et R se réduit à

$$R = \frac{(\sqrt{|\epsilon_{r2}|}\beta_2 - n_1)^2 + (\frac{\sigma_2}{2\sigma_c\sqrt{|\epsilon_{r2}|}\beta_2})^2}{(\sqrt{|\epsilon_{r2}|}\beta_2 + n_1)^2 + (\frac{\sigma_2}{2\sigma_c\sqrt{|\epsilon_{r2}|}\beta_2})^2}. \tag{5.12}$$

Réflectivité Fe comprimé/vide

Pour évaluer la conductivité du fer comprimé, nous avons besoin de connaître sa réflectivité à l'interface Fe comprimé/vide. Or dans nos expériences, nous mesurons une réflectivité globale où interviennent les interfaces vide/LiF, LiF/LiF comprimé et LiF comprimé/Fe comprimé.

Le calcul qui suit se fait en deux étapes. Dans un premier temps. nous évaluons la réflectivité Fe comprimé/LiF comprimé à partir de la réflectivité globale. Ensuite, nous passons de la réflectivité Fe comprimé/LiF comprimé à la réflectivité Fe comprimé/vide.

Réflectivité Fe comprimé/LiF comprimé Nous devons tenir compte des pertes dues aux réflexions de Fresnel aux interfaces vide/LiF et LiF/LiF comprimé (fig. 5.1) :

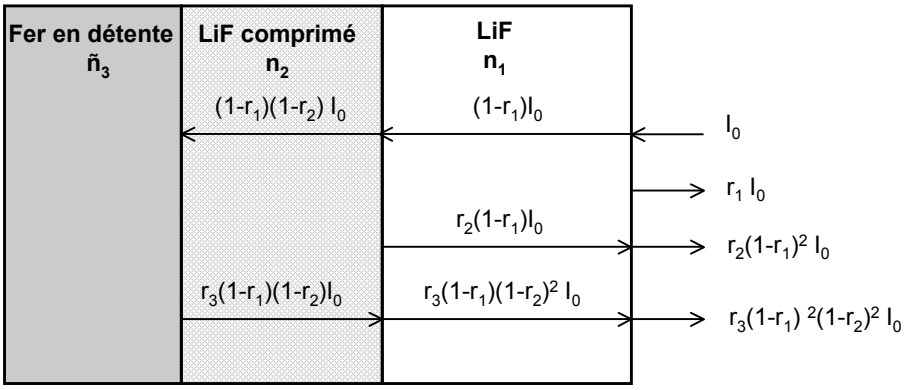

FIG. 5.1 – Réflexions de Fresnel subies par le faisceau sonde au cours de son aller-retour dans la fenêtre de LiF.

A l'interface vide/LiF, la réflexion de Fresnel est

$$r_1 = r_{vide/LiF} = \left(\frac{1,39-1}{1,39+1}\right)^2 = 0,0266.$$

Nous avons vu dans le chapitre précédent (cf. 4.3.3) que l'indice du LiF comprimé atteint au plus 1,65, soit une réflexion de Fresnel de

$$r_2 = r_{LiF/LiF\ comprimé} = \left(\frac{1,65 - 1,39}{1,65 + 1,39}\right)^2 = 0,007.$$

Ces deux quantités sont petites devant la réflectivité Fe comprimé/LiF comprimé r_3 qui est de l'ordre de 0,1. Au premier ordre en r_1 et en r_2, on peut donc écrire que la réflectivité apparente mesurée est :

$$R_{apparente} = r_1 + r_2 + r_3.$$

A la réflectivité mesurée expérimentalement, il faut donc soustraire la quantité

$$R_{pertes} = r_{vide/LiF} + r_{LiF/LiF\ comprimé} = 0,0336$$

pour tenir compte des pertes à chaque interface subie par le faisceau sonde au cours de son aller-retour dans la fenêtre de LiF :

$$R_{Fe\ comprimé/LiF\ comprimé} = R_{apparente} - R_{pertes}.$$

Réflectivité Fe comprimé/vide Afin d'accéder aux propriétés optiques du fer comprimé en détente partielle dans la fenêtre de LiF, nous devons remonter à la réflectivité Fe comprimé/vide. Celle-ci est donnée par (5.12) :

$$\begin{aligned} R_{Fe\ comprimé/vide} &= \frac{(\sqrt{|\epsilon_{r3}|}\beta_3 - 1)^2 + (\frac{\sigma_3}{2\sigma_c\sqrt{|\epsilon_{r3}|}\beta_3})^2}{(\sqrt{|\epsilon_{r3}|}\beta_3 + 1)^2 + (\frac{\sigma_3}{2\sigma_c\sqrt{|\epsilon_{r3}|}\beta_3})^2} \\ &= 1 - \frac{4\sqrt{|\epsilon_{r3}|}\beta_3}{(\sqrt{|\epsilon_{r3}|}\beta_3 + 1)^2 + (\frac{\sigma_3}{2\sigma_c\sqrt{|\epsilon_{r3}|}\beta_3})^2}. \end{aligned}$$

La réflectivité à l'interface Fe comprimé/LiF peut s'écrire sous la forme analogue

$$R_{Fe\ comprimé/LiF\ comprimé} = 1 - \frac{4n_2\sqrt{|\epsilon_{r3}|}\beta_3}{(\sqrt{|\epsilon_{r3}|}\beta_3 + n_2)^2 + (\frac{\sigma_3}{2\sigma_c\sqrt{|\epsilon_{r3}|}\beta_3})^2}.$$

On aboutit aisément à

$$\frac{n_2}{1 - R_{Fe\ comprimé/LiF\ comprimé}} = \frac{1}{1 - R_{Fe\ comprimé/vide}} + (n_2 - 1)(\frac{1}{2} + \frac{n_2 + 1}{4\sqrt{|\epsilon_{r3}|}\beta_3})),$$

où les indices sont ceux de la figure 5.1.

Si $\sigma_{Fe} \gg \sigma_c$, alors $\beta_2 \gg 1$ et

$$\frac{n_2}{1 - R_{Fe\ comprimé/LiF\ comprimé}} = \frac{1}{1 - R_{Fe\ comprimé/vide}} + \frac{1}{2}(n_2 - 1),$$

soit

$$R_{Fe\ comprimé/vide} = \frac{R_{Fe\ comprimé/LiF\ comprimé}(n_2 + 1) + (n_2 - 1)}{R_{Fe\ comprimé/LiF\ comprimé}(n_2 - 1) + (n_2 + 1)}. \tag{5.13}$$

5.1.3 Lien entre conductivité électrique et réflectivité

Réflectivité en fonction de la conductivité

L'expression (5.12) de la réflectivité fait apparaître la conductivité du milieu conducteur à la longueur d'onde considérée, en l'occurrence celle du laser sonde : 532 ou 1064 nm. Ceci est dû au fait que l'indice $\tilde{n}$ (5.11) du milieu conducteur est complexe. La partie réelle est majoritairement due à la polarisabilité des électrons liés sous l'effet du champ électrique tandis que la partie imaginaire est liée à la présence d'électrons libres. Ceux-ci assurent la conduction du courant électrique et absorbent l'énergie de l'onde électromagnétique incidente.

Plaçons nous dans le cas où le milieu isolant est le vide ($n_1 = 1$) et le milieu conducteur est le fer dans les conditions standard, dont l'indice est donné par (5.7). Lorsque nous traçons la dépendance de R à la conductivité électrique σ à la longueur d'onde $\lambda = 532$ nm (voir figure 5.2), on s'aperçoit que le cas $\epsilon_r < 0$ n'a plus de réalité physique quand la conductivité devient inférieure à un minimum situé à $\approx 10^5\Omega^{-1}\mathrm{m}^{-1}$ puisque la réflectivité tend vers 1 lorsque σ tend vers 0. En effet, lorsque la conductivité est très faible, le milieu perd son caractère métallique et sa réflectivité ne peut plus être décrite par (5.12). L'indice du milieu est alors dominé par la partie réelle ce qui implique $\epsilon_r > 0$.

Dans nos expériences, nous restons bien évidemment dans le cas d'un métal et la partie réelle de la constante diélectrique est négative. C'est donc le paramètre ϵ_r qu'il faut ajuster. Nous avons donc tracé la réflectivité en fonction de la conductivité pour plusieurs valeurs négatives de ϵ_r. Notons que sur la courbe $\epsilon_r = -4,133$, à la conductivité $\sigma = 2n\kappa\sigma_c = 5,55.10^5\Omega^{-1}\mathrm{m}^{-1}$, on retrouve bien la réflectivité $R_{standard} = 0,567$ du fer dans les conditions standard à $\lambda = 532$ nm [Weaver & Frederikse 2000].

Quand σ tend vers 0, on se trouve nécessairement dans le cas où $\epsilon_r > 0$, le terme β_2 dans (5.12) tend vers 0, et on retrouve la formule de Fresnel pour la réflectivité :

$$R = \left(\frac{\sqrt{|\epsilon_{r2}|} - 1}{\sqrt{|\epsilon_{r2}|} - 1}\right)^2.$$

Dans la limite où $\sigma \gg \sigma_c$, $\beta \approx \sqrt{\frac{\sigma}{2\epsilon_r\sigma_c}}$ et on obtient la formule de Hagen-Rubens [Wooten 1972] pour un bon conducteur

$$R = 1 - \sqrt{\frac{8\sigma_c}{\sigma}}. \tag{5.14}$$

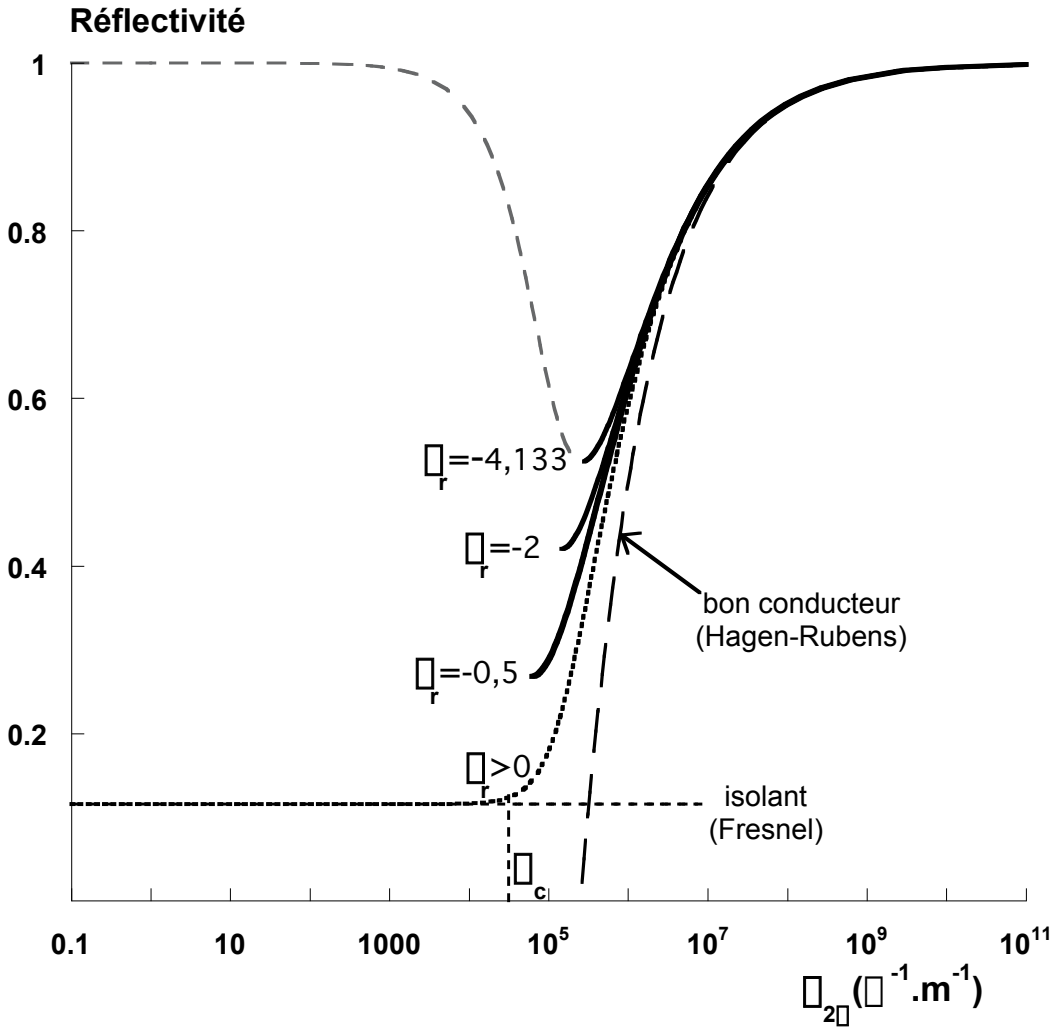

FIG. 5.2 – Réflectivité en fonction de la conductivité électrique.

Conductivité en fonction de la réflectivité

La mesure de la réflectivité du fer nous permet d'estimer sa conductivité électrique. Pour cela, nous inversons (5.9) ; on a ainsi

$$\sigma = 2\sigma_c|\epsilon_r|\beta\sqrt{\beta^2+1}. \tag{5.15}$$

Le terme β se déduit de l'inversion de (5.12) :

$$\beta = \frac{(1+R)+\sqrt{-2\epsilon_r(R-1)^2-(1-6R+R^2)}}{2\sqrt{\epsilon_r}(1-R)}.$$

Dans le cas des états atteints expérimentalement, nous n'avons pas accès à l'indice complexe du fer comprimé. Le paramètre ϵ_r permettant de tracer la courbe conductivité-réflectivité est donc indéterminé. Nous savons cependant que ce dernier est négatif.

De plus, β est une fonction de ϵ_r qui est définie sur $\mathbb{R}$ si le contenu de sa racine au numérateur est positif, c'est dire si

$$|\epsilon_r| < -\frac{1 - 6R + R^2}{2(R-1)^2}. \tag{5.16}$$

Cette inégalité permet, en fonction de la réflectivité mesurée, de réduire l'indétermination sur ϵ_r.

Sur la figure 5.3, nous avons représenté la conductivité en fonction de la réflectivité à 532 nm. L'équation (5.12) permet bien de reproduire la courbe de la figure (5.2) avec les axes inversés.

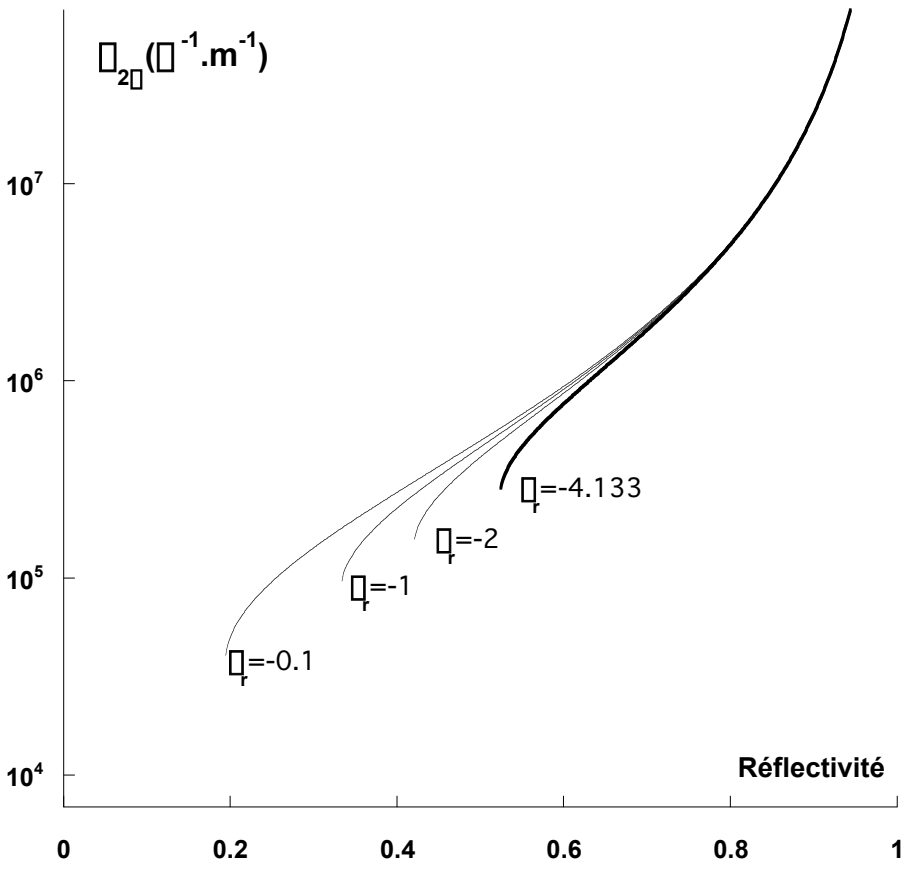

FIG. 5.3 – Conductivité électrique en fonction de la réflectivité.

5.2 Résultats

5.2.1 Calculs *ab initio*

Dans le cadre d'une collaboration avec le service DPTA du CEA Bruyères-le-Châtel, nous avons obtenu des valeurs de reflectivité du fer comprimé par calculs *ab initio*. Nous donnons ici une description succincte du principe de ces calculs.

Définition

Un code *ab initio* permet d'obtenir les propriétés ioniques (thermodynamique, propriétés de transport...), électroniques (conductivité électrique, réflectivité...) et également simuler les changements de phase ou d'état d'un système, en l'occurence le fer comprimé.

Si l'on sait écrire correctement l'hamiltonien d'un système et que l'on connaît son état initial, alors on peut obtenir une résolution numérique du problème. On peut alors faire converger le système vers son état d'énergie le plus bas, étant données des conditions initiales raisonnables.

On appelle *ab initio* une simulation où les forces entre les ions sont calculées sans paramètre extérieur calculé au préalable.

Dynamique moléculaire classique

En dynamique moléculaire classique, le potentiel d'interaction s'écrit

$$V(\vec{r}_i) = \sum_j \frac{Z^2}{r_{ij}} + \int \frac{\rho(\vec{r}')}{|\vec{r}_i - \vec{r}'|},$$

où le premier terme représente le terme coulombien (Z est la charge des noyaux) et le second terme est un terme d'écrantage ($\rho(\vec{r}')$ est la densité électronique qui écrante les interactions). La solution est donnée par la théorie de la fonctionnelle de densité (DFT, Density Functional Theory).

La théorie de la fonctionnelle de la densité Elle repose sur deux théorèmes :

Théorème 1 : Il y a une relation biunivoque entre la densité électronique d'un système et le potentiel extérieur. La densité $\rho(\vec{r})$ détermine toutes les propriétés du système

L'hamiltonien du système s'écrit

$$H = T + V^{ee} + V^{ext},$$

où T est l'opérateur d'énergie cinétique, V^{ee} est le potentiel d'interaction électron-électron et V^{ext} est le potentiel appliqué de l'extérieur (par exemple sous l'effet de la

compression). L'énergie totale, donnée par la valeur moyenne de l'hamiltonien sur tous les états est

$$E = \langle \Psi | H | \Psi \rangle = V^{ee}(\rho(\vec{r})) + \int V^{ext}(\rho(\vec{r}))\rho(\vec{r})d\vec{r}$$

et la fonctionnelle de Hohenberg & Kohn [1964] $F_{HK}(\rho(\vec{r}))$ est indépendante de V^{ext} :

$$F_{HK}(\rho(\vec{r})) = T(\rho(\vec{r})) + V^{ee}(\rho(\vec{r})).$$

Théorème 2 : La densité électronique qui correspond à l'état fondamental minimise l'énergie du système (principe variationnel). Le nombre total d'électrons est

$$N = \int \rho(\vec{r})d\vec{r}$$

et

$$\frac{\partial}{\partial \rho(\vec{r})}\left(E(\rho(\vec{r})) - \mu(\int \rho(\vec{r})d\vec{r} - N)\right) = 0,$$

soit

$$V^{ext}(\rho(\vec{r})) + \frac{\partial F_{HK}(\rho(\vec{r}))}{\partial \rho(\vec{r})} = \mu$$

où μ est le potentiel chimique.

Approche de Kohn & Sham [1965] La densité est donnée par

$$\rho(\vec{r}) = \int |\Psi|^2 d\vec{r}_1 ... d\vec{r}_n.$$

Toute la difficulté repose sur l'expression correcte de l'énergie ciétique $T(\rho(\vec{r}))$.

L'approche de Kohn-Sham consiste alors à remplacer le système réel de N électrons en interaction (décrit par $\rho(\vec{r})$) par un système fictif de N électrons sans interaction dans un potentiel fictif. La densité est alors donnée par une superposition d'ondes planes ou gaussiennes Φ_i

$$\rho(\vec{r}) = \sum_{i=1}^{N} |\Phi_i|^2,$$

et l'énergie cinétique est

$$T_0(\rho(\vec{r})) = \sum_i \langle \Phi_i | - \frac{\nabla^2}{2} | \Phi_i \rangle.$$

La fonctionnelle de Hohenberg-Sham s'écrit alors

$$F_{HK}(\rho(\vec{r})) = T_0(\rho(\vec{r})) + J(\rho(\vec{r})) + (T - T_0 + V^{ee} - J)\rho(\vec{r}),$$

où

$$J(\rho(\vec{r})) = V^{ee}(\rho(\vec{r})) = \int \frac{\rho(\vec{r})}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d\vec{r}'$$

est l'énergie de Hartree et

$$(T - T_0 + V^{ee} - J)(\rho(\vec{r})) = E_{xc}(\rho(\vec{r}))$$

est le terme d'échange-corrélation, très petit devant l'énergie cinétique T_0. Il existe plusieurs approximations permettant d'évaluer ce terme. Par exemple, dans l'approximation LDA (Local Density Approximation), $E_{xc}(\rho(\vec{r}))$ est donné par

$$E_{xc}(\rho(\vec{r})) = \int \rho(\vec{r})\epsilon_{xc}(\rho(\vec{r}))d\vec{r},$$

où $\epsilon_{xc}(\rho(\vec{r}))$ est l'énergie d'échange-corrélation d'un gaz d'électrons homogène, calculable exactement par simulation Monte-Carlo quantique.

En écrivant que le potentiel effectif V^{eff} est

$$V^{eff}(\vec{r}) = V^{ext}(\vec{r}) + \int \frac{\rho(\vec{r})}{|\vec{r} - \vec{r}'|}d\vec{r} + \frac{\partial E_{xc}(\rho(\vec{r}))}{\partial \rho(\vec{r})},$$

on obtient une équation aux valeurs propres

$$\left(-\frac{\nabla^2}{2} + V^{eff}(\vec{r}) \right)\Phi_i(\vec{r}) = E_i\Phi_i(\vec{r}).$$

La mise en oeuvre de simulations *ab initio* nécessite des moyens de calcul très importants et présente quelques limites. En effet, le nombre d'atomes considérés est relativement faible (de 50 à 500) et le temps de simulation court (quelques picosecondes). Bien que cela soit suffisant pour rendre compte d'un grand nombre de situations physiques, il faut cependant tenir compte d'effets liés à la taille de la boîte contenant les atomes et de la qualité de la statistique, intrinsèquement limitée par les temps courts de simulation. De plus, le temps de *calcul* consacré par la machine est relativement long. En utilisant des approximations similaires à celles décrites auparavant, Laio [1999] met 3 heures sur une machine dotée de 64 processeurs en parallèle pour simuler un échantillon liquide de 64 atomes de fer.

Calcul des propriétés optiques

La conductivité électrique peut s'obtenir à partir des états propres Ψ_n et des énergies propres E_n par la formule de Kubo [1957] et Greenwood [1958] :

$$\sigma(\omega) = \frac{2\pi e^2}{3\omega} \int d\vec{k} \sum_{n,m} (f_n - f_m) \times |\langle \Psi_n | \hat{\boldsymbol{v}} | \Psi_n \rangle|^2 \delta(E_m - E_n - \hbar\omega),$$

où f_n est la fonction de distribution de Fermi-Dirac et $\hat{\boldsymbol{v}}$ est l'opérateur de vitesse. dans le cas d'un système périodique, l'intégrale est calculée pour des valeurs du vecteur d'onde $\vec{k}$ comprises dans la zone de Brillouin, c'est à dire la zone de l'espace réciproque correspondant à la maille primitive.

La conductivité électrique permet de calculer la permittivité diélectrique complexe

$$\tilde{\epsilon}(\omega) = \epsilon_1(\omega) + i\epsilon_2(\omega),$$

de laquelle se déduisent les indices réels et imaginaires (voir (5.3.1))

$$n(\omega) = \sqrt{\frac{1}{2}(|\tilde{\epsilon}(\omega)| + \epsilon_1(\omega))}$$

$$\kappa(\omega) = \sqrt{\frac{1}{2}(|\tilde{\epsilon}(\omega)| - \epsilon_1(\omega))}$$

et la réflectivité

$$R(\omega) = \frac{(1 - n(\omega))^2 + \kappa^2(\omega)}{(1 + n(\omega))^2 + \kappa^2(\omega)}.$$

La conductivité électrique continue est obtenue en extrapolant à fréquence nulle. Recoules *et al.* [2002] obtiennent ainsi un très bon accord avec les résultats expérimentaux sur l'aluminium et le cuivre chauds (∼10000K) et détendus (∼0,1 g/cm^3) dans une enceinte à plasma isochore au CEA/DAM[Renaudin *et al.* 2002].

5.2.2 Mesures de réflectivité

Nous avons mesuré la réflectivité du fer en détente aux deux longueurs d'onde 532 et 1064 nm. Les points expérimentaux présentés ici sont pris au moment du débouché du choc.

Réflectivité initiale

Nous avons au préalable effectué une mesure des cibles Fe/LiF au spectrophotomètre (fig. 5.4).

La réflectivité équivalente à l'interface Fe/LiF $R_{Fe/LiF}$ se déduit de la réflectivité globale, que l'on définit comme le rapport de l'intensité I_3 à I_0 (fig. 5.5).

On note $r_{vide/LiF}$ la réflectivité de Fresnel à l'interface vide/LiF. En se limitant à l'ordre 2 en $r_{vide/LiF}$, on peut écrire :

$$\begin{aligned} I_1 &= (1 - r_{vide/LiF})I_0, \\ I_2 &= R_{Fe/LiF}I_1 = R_{Fe/LiF}(1 - r_{vide/LiF})I_0, \\ I_3 &= (1 - r_{vide/LiF})I_2 = R_{Fe/LiF}(1 - r_{vide/LiF})^2 I_0. \end{aligned}$$

La réflectivité globale, mesurée par le spectrophotomètre est donc :

$$R_{mesure} = \frac{I_3 + r_{vide/LiF}I_0}{I_0} = R_{Fe/LiF}(1 - r^2_{vide/LiF}) + r_{vide/LiF}.$$

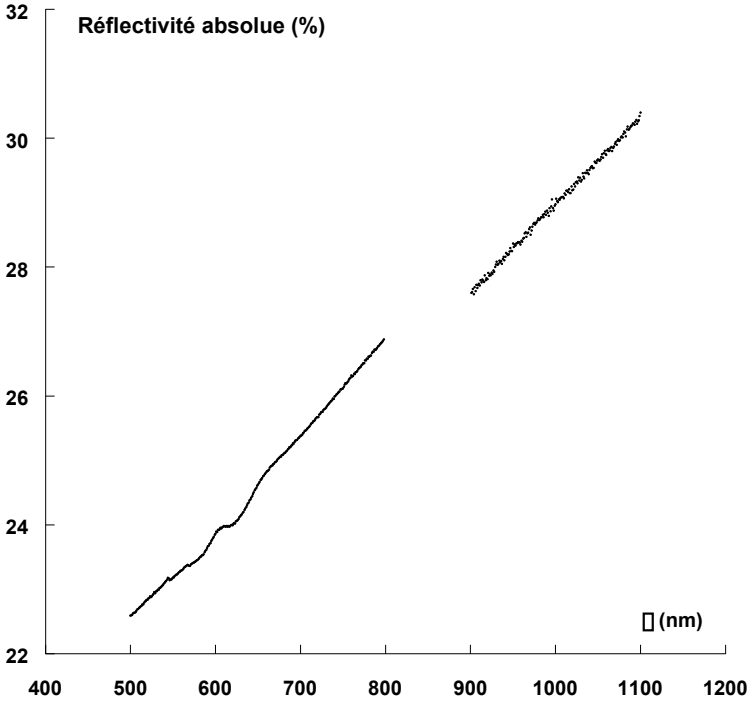

FIG. 5.4 – Réflectivité d'une cible Fe/LiF mesurée au spectrophotomètre dans le visible et l'infrarouge proche.

De la valeur $R_{Fe/LiF}$ obtenue, nous obtenons la réflectivité équivalente à l'interface Fe/vide à l'aide de (5.13), dans laquelle le paramètre n_2 est pris égal à l'indice du LiF non comprimé. La réflectivité trouvée est alors beaucoup plus faible que les valeurs standard (0,567 et 0,643 à 532 et 1064 nm, respectivement [Weaver & Frederikse 2000]). En effet, on trouve

$$\begin{aligned} R(532nm) &= 0,389, \\ R(1064nm) &= 0,452. \end{aligned}$$

On peut attribuer cette réflectivité faible à l'état de surface à l'interface Fe/LiF qui rend la réflexion légèrement diffuse au lieu de spéculaire.

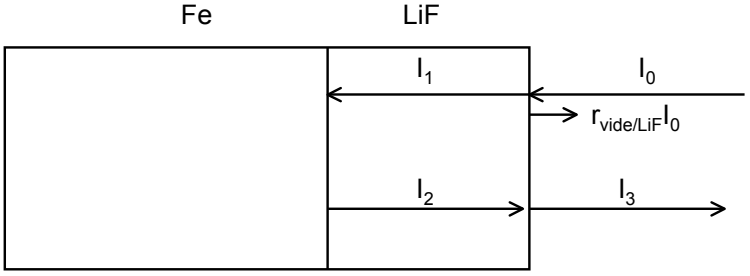

FIG. 5.5 – Trajets d'un rayon lumineux se réfléchissant aux interfaces vide/LiF et Fe/LiF.

Résultats

Sur la figure 5.6, nous présentons les résultats expérimentaux ainsi que ceux obtenus par calcul *ab initio*.

L'augmentation de réflectivité observée aux pressions comprises entre 1 et 2 Mbar peut être attribuée à une modification de l'état de surface due au passage de l'onde de choc. La réflexion devient spéculaire, ce qui explique l'augmentation de l'intensité du faisceau sonde réfléchi. Notons que les réflectivités mesurées restent en dessous des valeurs standard, comme on pouvait s'y attendre pour un métal porté à de hautes températures.

Au delà de 2 Mbar, les réflectivités mesurées sont relativement basses, en dessous des valeurs initiales mesurées au spectrophotomètre. Les barres d'erreurs importantes sont dues au fait que pour ces tirs, obtenus à intensité laser élevée, les franges sur les images VISAR voient leur intensité décroître très rapidement après le débouché du choc, rendant difficile la mesure de la vitesse d'interface et de la réflectivité.

Les points présentant une réflectivité très basse pour $p \approx 3$ Mbar correspondent aux tirs effectués en 2000 et présentant du préchauffage (cf. chapitre 4). Pour ceux-ci, la réflectivité est estimée à partir de la mesure dans l'état non perturbé. Ces points, dont la réflectivité est plus basse que les tirs sans préchauffage de 2002 compris entre 4,5 et 6 Mbar, ne sont donc pas représentatifs de l'évolution de la réflectivité en fonction de la pression en détente.

Les calculs *ab initio* montrent également une diminution de la reflectivité avec la pression mais se situent au dessus des valeurs expérimentales. Pour les points apparaissant sur la figure, la fonction de distribution radiale[3] $g(r)$ est typique d'un milieu liquide. Cet état liquide en détente dans le LiF pour des pressions similaires à celles du calcul sera par la suite confirmé dans les mesures de températures (chapitre 6).

Afin d'obtenir un meilleur accord, des tests supplémentaires doivent être effectués au niveau de la qualité du calcul *ab initio*. Par exemple, dans le cas d'un système périodique complexe comme le fer, la construction du pseudopotentiel, décrivant de manière explicite l'interaction entre les ions et les électrons de valence, est essentielle. De plus, le fait d'imposer des conditions aux limites périodiques implique un échantillonnage de la zone de Brillouin, étape critique puisqu'elle nécessite de choisir un certain nombre de vecteurs d'onde $\vec{k}$ spéciaux permettant d'obtenir le potentiel électronique ainsi que la contribution des orbitales à l'énergie totale[Recoules *et al.* 2002].

[3]cette fonction donne une information sur la structure de la matière en caractérisant la probabilité de trouver une paire à la distance r d'une particule de référence, comparée à ce qu'elle serait dans un milieu complètement aléatoire.

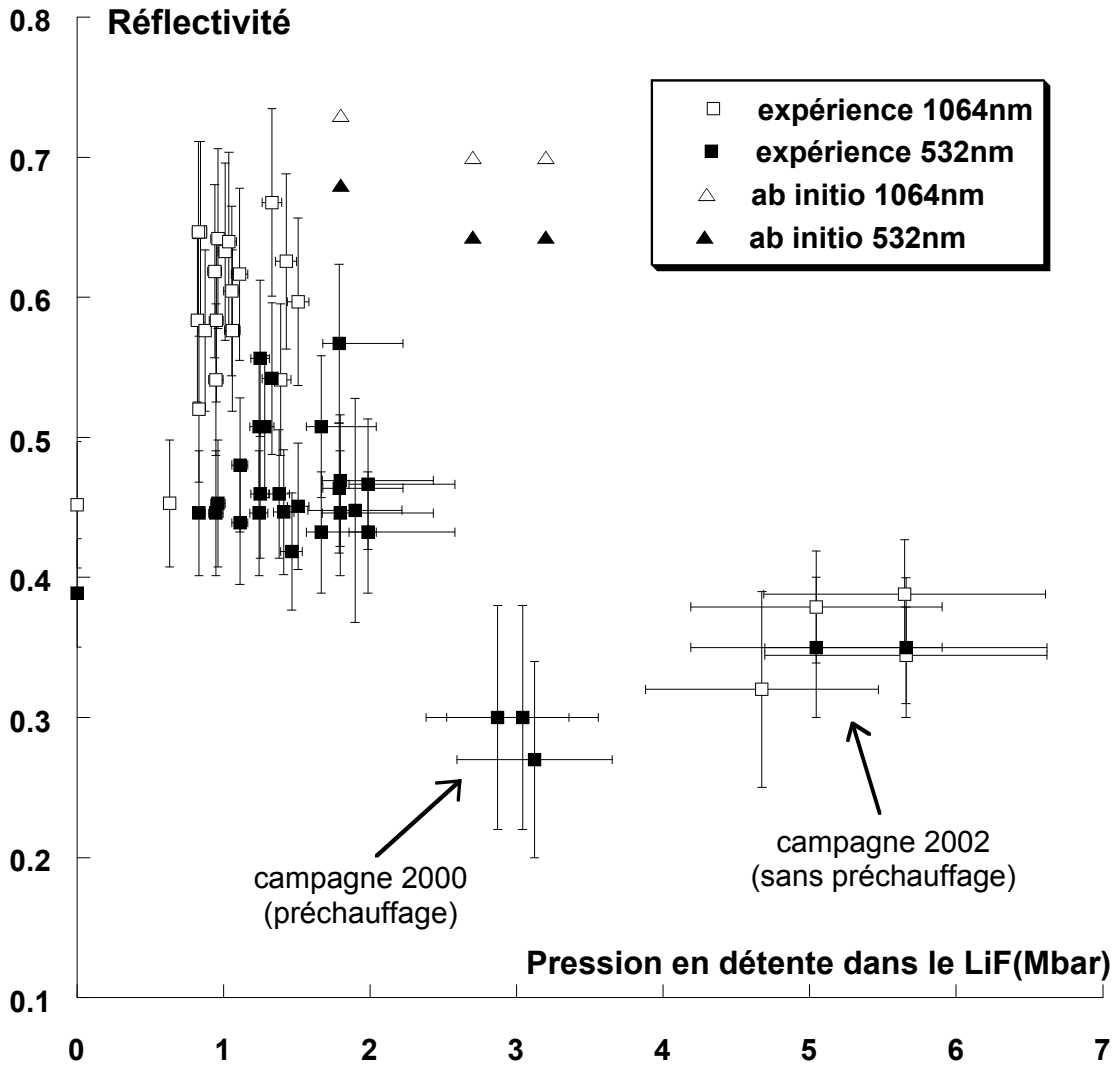

FIG. 5.6 – Réflectivité du fer en détente dans le LiF en fonction de la pression : points expérimentaux (ronds) et calculs ab initio (carrés)

5.3 Conductivité électrique

5.3.1 Estimation de la conductivité électrique à fréquence nulle

La mesure de la réflectivité nous permet d'accéder à la conductivité électrique à une pulsation donnée $\sigma(\omega)$ via l'équation (5.15). Nous cherchons ici à estimer la conductivité électrique à fréquence nulle obtenue dans nos conditions expérimentales afin de comparer nos données avec les estimations de la conductivité électrique du noyau terrestre.

Modèle de Drude [1900]

Principe Ce modèle, vieux de plus d'un siècle, est apparu trois ans après la découverte de l'électron par J.J. Thomson. Son avantage réside dans sa grande simplicité. Dans ce modèle, les noyaux, les électrons de coeur et les électrons de valence sont localisés pour former des ions immobiles, alors que les électrons de conduction forment le gaz d'électrons libres. L'idée de Drude est alors d'utiliser la théorie cinétique des gaz pour décrire le gaz d'électrons libres.

Dans le cadre de ce modèle, les électrons sont classiques et leur vitesse se calcule selon la loi d'équipartition de l'énergie dans un gaz :

$$v = \sqrt{\frac{3k_BT}{m}}.$$

Ces électrons effectuent des collisions élastiques avec les ions. Le taux de collision τ est donné par

$$\tau = \frac{d}{v},$$

où d est le libre parcours moyen d'un électron libre, donné par la distance interatomique :

$$d = 2\Big(\frac{3}{4\pi n_i}\Big)^{1/3},$$

où n_i est la densité ionique donnée par

$$n_i = \rho\frac{\mathcal{N}_A}{M},$$

et où $\mathcal{N}_A$ est le nombre d'Avogadro, M la masse molaire et ρ la densité volumique de masse.

Un moyen d'obtenir le taux de collision dans un métal est de mesurer sa résistivité électrique continue ρ_{elec}. Celle-ci est définie par le rapport entre le champ électrique $\vec{E}$ en un point du métal et la densité de courant $\vec{j}$ que celui-ci induit :

$$\vec{E} = \rho_{elec}\vec{j}.$$

La densité de courant est le nombre de charges traversant une surface unité (perpendiculaire à la direction du courant) par unité de temps :

$$\vec{j} = -n_e e\vec{v},$$

où n_e est la densité électronique. En l'absence d'un champ électrique, les électrons adoptent un mouvement aléatoire : la vitesse est en moyenne nulle et il n'y a pas de densité nette de courant.

Dans le cas où l'on applique un champ électrique continu, considérons un électron pris à un temps t écoulé depuis sa dernière collision. Sa vitesse est alors

$$\vec{v} = \vec{v}_0 - \frac{e\vec{E}t}{m_e},$$

où v_0 est la vitesse juste après la collision et $-\frac{e\vec{E}t}{m_e}$ est la vitesse supplémentaire acquise, due à la présence du champ électrique continu $\vec{E}$. La direction prise après une collision étant aléatoire, le terme $\vec{v}_0$ est en moyenne nul. Par contre, le temps moyen écoulé après une collision est le temps de collision τ. La vitesse moyenne de l'électron est donc

$$\langle\vec{v}\rangle = -\frac{e\vec{E}\tau}{m_e}.$$

En reportant cette expression dans la densité de courant, on trouve que la résistivité est directement liée au taux de collision :

$$\rho_{elec} = \frac{m_e}{n_e e^2 \tau}$$

A 298K, la résistivité du fer est $\rho_{elec} = 9,87.10^{-8}\Omega$.m [Weaver & Frederikse 2000]. La densité électronique se déduit de la densité ionique : $n_e = Z^* n_i$ où $Z^* = 2$ car le fer est un métal divalent.

On trouve alors

$$\tau = 2,12.10^{-15} s^{-1}.$$

Le libre parcours moyen est alors

$$lpm = v\tau = 2,47.10^{-10} m,$$

qui est comparable à la distance interatomique

$$d = 2\Big(\frac{3}{4\pi n_i}\Big)^{1/3} = 2,82.10^{-10} m.$$

On est alors conforté dans l'idée que les électrons d'un métal ont une vitesse déterminée uniquement par la température et qu'ils sont diffusés de manière aléatoire par chaque sphère ionique se trouvant sur leur chemin. Cette idée a été mise en défaut en montrant à très basses températures que le libre parcours moyen pouvait atteindre jusqu'à 1 cm.

Limitations du modèle de Drude Le modèle de Drude, en attribuant une énergie $\frac{3}{2}k_BT$ à chaque électron, surestime largement la contribution électronique à la chaleur spécifique des métaux. C'est en partie pour surmonter cette difficulté qu'a été développé le modèle de Sommerfeld. Ce modèle utilise une description quantique des électrons. Il applique le principe de Pauli aux électrons de conduction et permet de définir une densité d'états d'énergie. En particulier, il montre qu'il existe une énergie dite de Fermi, déterminée par la densité électronique et en deçà de laquelle tous les électrons se trouvent à température nulle. On parle également de surface de Fermi, qui est la surface de l'espace réciproque sur laquelle se trouvent toutes les extrémités des vecteurs d'onde des électrons dont l'énergie est égale à l'énergie de Fermi. Cette surface de Fermi détermine la vitesse de Fermi, plus représentative de la vitesse des électrons que celle déduite du modèle classique.

Limitations du modèle de Sommerfeld Dans le cas d'un système périodique, tel un solide cristallin, les réflexions de Bragg font s'établir un système d'ondes stationnaires. On peut montrer que les fonctions d'ondes électroniques ont une périodicité supérieure à la période du réseau. En cherchant à écrire la fonction d'onde d'un électron dans le réseau, on peut utiliser le théorème de Bloch énonçant que la fonction d'onde s'écrit sous la forme d'une onde plane pondérée par une fonction ayant la périodicité du réseau. De là, on peut montrer que l'énergie des électrons ne varie pas continûment comme en théorie de Sommerfeld, mais qu'il existe une structure de bandes d'énergie.

Approximations Pour les électrons les plus liés, on peut faire l'approximation des liaisons fortes ("tight binding") : ils sont considérés comme étant liés à leur atome initial et le potentiel périodique est traité comme une petite perturbation. De manière similaire, l'approximation des électrons quasi-libres pour les électrons les moins liés traite le potentiel comme une petite perturbation des électrons libres.

Description des propriétés optiques Bien que qualifiée de "naïve" par Ashcroft & Mermin [1976], la représentation des électrons d'un métal par Drude permet de décrire en bonne approximation les propriétés optiques d'un métal. En effet, elle permet de décrire par une équation de Newton le mouvement $x(t)$ des électrons libres interagissant avec une onde électromagnétique (modèle de Drude-Lorentz) :

$$m_e\ddot{x} + \eta\dot{x} = -eE_0e^{i\omega t},$$

où η est la force de frottement, liée au taux de collision par $\eta = m_e/\tau$.

La solution de cette équation est

$$x(t) = \frac{e}{m_e}\frac{E_0e^{i\omega t}}{\omega^2 - \frac{i\omega}{\tau}}.$$

Le mouvement des électrons modifie la polarisibilité du milieu : $P(t) = n_eex(t)$ et $\vec{P} = \chi\vec{E}$, où χ est la susceptibilité électrique, soit

$$\chi = -\frac{n_eex}{E}.$$

Le vecteur déplacement électrique est alors

$$\vec{D} = \tilde{\epsilon}\vec{E} = \epsilon_0\vec{E} - \vec{P} = (\epsilon_0 + \chi)\vec{E}$$

où

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon_r + i\epsilon_i = \epsilon_0 + \chi$$

est la fonction diélectrique complexe.

L'indice complexe $\tilde{n}$ est donné par :

$$\tilde{n}^2 = (n + i\kappa)^2 = \frac{\tilde{\epsilon}}{\epsilon_0} = 1 + \frac{\chi}{\epsilon_0},$$

soit

$$\tilde{n}^2 = 1 + \frac{\omega_p^2}{\frac{i\omega}{\tau} - \omega^2}$$

où $\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}}$ est la fréquence plasma.

On obtient alors les parties réelles et imaginaires de la constante diélectrique :

$$\begin{cases} \epsilon_r = n^2 - \kappa^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \left(1/\tau\right)^2} \\ \epsilon_i = 2n\kappa = \frac{1}{\omega\tau}\frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \left(1/\tau\right)^2} \end{cases}$$

desquelles on déduit les parties réelles et imaginaires de l'indice

$$\begin{cases} n = \sqrt{\frac{1}{2}\left(\sqrt{\epsilon_r^2 + \epsilon_i^2} + \epsilon_r\right)} \\ \kappa = \sqrt{\frac{1}{2}\left(\sqrt{\epsilon_r^2 + \epsilon_i^2} - \epsilon_r\right)} \end{cases}$$

La conductivité, d'après (5.10) est $\sigma(\omega) = 2n\kappa\sigma_c$, soit

$$\sigma(\omega) = \epsilon_0\omega\epsilon_i(\omega) = \frac{n_e e^2 \tau}{m_e(1 + \omega^2\tau^2)},$$

expression de laquelle nous pouvons isoler la conductivité électrique continue σ_0 :

$$\sigma_0 = (1 + \omega^2\tau^2)\sigma(\omega). \tag{5.17}$$

$\sigma(\omega)$ peut être déduite des mesures de réflectivité à l'aide de la modélisation présentée dans (5.1.3). Dans le cas de réflectivités faibles, le paramètre ϵ_r permettant de tracer la courbe conductivité-réflectivité est toujours négatif pour rendre compte du caractère métallique du milieu, mais est inférieur en valeur absolue à la valeur standard $\epsilon_r = -4,133$ (voir inégalité (5.16)). En effet, $\epsilon_r = n^2 - \kappa^2$ et nous savons que n traduit la polarisabilité des électrons liés sous l'effet du champ électrique tandis que la partie imaginaire est liée à la présence d'électrons libres (cf. 5.1.3). Dans nos

conditions expérimentales, la réflectivité est plus faible que dans les conditions standard. Cette réflectivité est caractéristique d'états comprimés : le nombre d'électrons liés par unité de volume s'en trouve augmenté ainsi que la polarisabilité. Par contre, l'ionisation varie peu par rapport aux conditions standard. On peut donc s'attendre à une augmentation de la partie réelle de l'indice tandis que la partie imaginaire variera peu. Le paramètre ϵ_r est donc compris entre sa valeur standard et zéro.

Afin d'obtenir une courbe recouvrant toutes les valeurs de réflectivité mesurées expérimentalement, nous avons choisi $\epsilon_r = -0,5$. La conductivité à la longueur d'onde du laser sonde ainsi déduite de la mesure de la réflectivité est alors assortie d'une erreur due à l'indétermination sur ϵ_r estimée à $\pm 20\%$.

La conductivité électrique a été obtenue de deux manières. Une estimation directe est possible lorsque nous disposons de deux mesures de la réflectivité. Sinon, nous devons utiliser un modèle donnant le taux de collision dans le cas où nous disposons d'une mesure de la réflectivité à une seule longueur d'onde.

Estimation directe de σ_0

La mesure simultanée de la réflectivité à deux longueurs d'onde permet d'écrire le système linéaire suivant :

$$\begin{cases} \sigma(\omega_1) = \frac{\sigma_0}{1+\omega_1^2\tau^2} \\ \sigma(\omega_2) = \frac{\sigma_0}{1+4\omega_1^2\tau^2} \end{cases}$$

où ω_1 et ω_2 sont les pulsations correspondant respectivement aux longueurs d'onde 1064 et 532 nm. On peut alors éliminer le taux de collision τ.

Ce système est soluble si $\sigma(\omega_2) < \sigma(\omega_1)$, ce qui n'est pas le cas pour le fer dans les conditions standard car celui-ci n'est pas un métal de Drude (on a $\sigma(\omega_2)_{standard} > \sigma(\omega_1)_{standard}$ alors que $R(\omega_2)_{standard} < R(\omega_1)_{standard}$). Nous pouvons cependant faire l'hypothèse que le comportement des électrons de conduction est du type Drude dans nos nos conditions expérimentales (pression en détente partielle de l'ordre du Mbar et température de l'ordre de 1000 K). Comme $\omega_2 = 2\omega_1$, nous pouvons écrire

$$\sigma_0 = \frac{3\sigma(\omega_1)\sigma(\omega_2)}{4\sigma(\omega_2) - \sigma(\omega_1)}$$

qui ne dépend plus que des mesures de $R(\omega_1)$ et $R(\omega_2)$ d'après (5.1.3).

Taux de collision

Nature du problème La question du temps de collision des électrons dans un solide est probablement l'un des problèmes les plus délicats posé en physique du solide[Ashcroft & Mermin 1976].

Nous savons déjà que la théorie de Drude n'est pas représentative des processus physiques réels rendant compte des collisions électroniques. La théorie de Bloch quant à elle prédit que, dans un réseau parfait, aucune collision n'a lieu ! Les mécanismes de

collisions résultent alors de défauts cristallins, de la non-périodicité du cristal due aux vibrations thermiques des atomes, ou de collisions électron-électron.

La représentation la plus exacte du processus de collision électronique peut s'obtenir en partant de la probabilité $W_{kk'}$ qu'un électron de vecteur d'onde $\vec{k}$ soit diffusé de manière à se retrouver dans un état où son vecteur d'onde soit $\vec{k'}$. La quantité $W_{kk'}$ dépend de la fonction de distribution hors-équilibre g et on peut montrer que le taux de collision s'écrit

$$\frac{1}{\tau(\vec{k})} = \int \frac{d\vec{k'}}{(2\pi)^3} W_{kk'}(1 - g(\vec{k'}))$$

où le terme $(1 - g(\vec{k'}))$ représente la fraction des niveaux non occupés qu'un électron peut atteindre après une collision sans violer le principe de Pauli.

En l'absence d'approximation supplémentaire, on peut montrer que la fonction de distribution est décrite par l'équation de Bolzmann :

$$\frac{\partial g}{\partial t} + \vec{v}.\frac{\partial}{\partial \vec{r}} g + \vec{F}\frac{1}{\hbar}\frac{\partial}{\partial \vec{k}} g = \left(\frac{\partial g}{\partial t}\right)_{collisions},$$

que nous ne tenterons pas de résoudre dans le cadre de ce travail.

On constate cependant la complexité du problème : le phénomène de collision électronique ne se traduit pas uniquement en terme de libre parcours moyen et de vitesse des électrons comme le laisserait supposer le modèle de Drude, mais plutôt en terme de perturbation de la fonction de distribution des électrons.

L'aspect probabiliste du mécanisme de collision (ou de diffusion) des électrons permet d'écrire qu'en présence de plusieurs sources de diffusion, les probabilités associées à chacune de ces sources s'ajoutent. Si l'on considère que les électrons effectuent des collisions avec les ions et entre eux, on a alors

$$\frac{1}{\tau_{collision}} = \frac{1}{\tau_{ei}} + \frac{1}{\tau_{ee}}, \tag{5.18}$$

qui est l'application de la loi de Matthiessen.

Taux de collision electron-ion τ_{ei} : modèle de Eidmann *et al.* [2000] Dans le cadre de travaux concernant l'interaction d'une impulsion laser subpicoseconde avec un solide, Eidmann *et al.* [2000] sont amenés à construire un modèle permettant de décrire le taux de collision électron-ion dans un régime étendu de température, allant du solide froid au plasma chaud. Ce modèle utilise les résultats connus pour les cas limites et les raccorde par une expression dérivable dans le régime de transition. Nous n'utiliserons ici que les résultats s'appliquant à nos conditions expérimentales, c'est à dire ceux concernant la transition entre un solide froid et un plasma chaud.

Solide froid Les collisions avec les phonons sont prépondérantes et la fréquence de collision électron-phonon $\nu_{e-phonon}$ est donnée par

$$\nu_{e-phonon} = K\frac{e^2}{\hbar v_F}\Big(2 - (\frac{v_F}{c})^2\Big)\frac{k_B T}{\hbar},$$

où

$$v_F = \frac{\hbar}{m_e}(3\pi^2 n_e)^{1/3}$$

est la vitesse de Fermi, est K est une constante ajustée de manière à faire coïncider $\nu_{e-phonon}$ à température ambiante avec sa valeur déduite de la résistivité

$$\nu_{e-phonon}(T = 298K) = \frac{n_e e^2 \rho_{elec}(T = 298K)}{m_e}.$$

On trouve dans le cas du fer K=4,4.10^{10}.

Plasma chaud La fréquence de collision est donnée par la formule de Spitzer :

$$\nu_{Spitzer} = \nu_{ei} \log \Lambda,$$

où

$$\nu_{ei} = \frac{4}{3}(2\pi)^{1/2} \frac{Z^* e^4 m_e n_e}{(m_e k_B T^*(n_e, T_e))^{3/2}}.$$

T^* est une température effective définie par

$$T^*(n_e, T_e) = \sqrt{T_e^2 + (\frac{4}{3\pi^{1/2}})^{4/3} T_F^2}$$

où T_F est la température de Fermi :

$$T_F = \frac{h^2}{8 m_e k_B}(3\pi n_e)^{2/3},$$

et T_e est la température électronique, que nous considérons égale à la température ionique et que nous déterminons à l'aide des tables SESAME.

$Z^* = \frac{n_e}{n_i}$ est le degré d'ionisation. L'ionisation Z^* peut être calculée par le modèle de Lee & More [1984], qui fonctionne bien dans le cas de l'aluminium par exemple. Cependant, pour le fer, ce modèle prédit un taux d'ionisation de 4,1463 dans les conditions standard, alors qu'en réalité $Z^*_{standard} \approx 2$.

Comme dans nos expériences la température prédite par les tables SESAME n'excède pas 2 eV, et que le premier potentiel d'ionisation du fer se situe à 7 eV, on peut raisonnablement faire l'hypothèse que le taux d'ionisation variera suffisamment peu pour ne pas affecter la conductivité électrique. La densité électronique sera donc déduite de

$$n_e = Z^*_{standard} n_i.$$

Λ est donné par

$$\Lambda = \frac{b_{max}}{b_{min}}$$

où

$$b_{max} = \frac{\sqrt{\frac{k_B T_e}{m_e}}}{max(\omega, \omega_p)}$$

est la longueur d'écrantage en présence d'une onde électromagnétique de pulsation ω, et

$$b_{min} = max\left(\frac{\hbar}{\sqrt{k_B T_e m_e}}, \frac{Z^* e^2}{k_B T_e}\right)$$

est le plus petit paramètre d'impact.

Régime de transition L'interpolation entre les régimes de solide froid et de plasma chaud est réalisée en écrivant

$$\nu_{ei} = \nu_{e-phonon}\left(\frac{1}{\log(1+\sqrt{1+\Lambda^2})} + \frac{\nu_{ei}}{\nu_{e-phonon}}\right)^{-1}$$

soit

$$\nu_{ei} = \frac{1}{\tau_{ei}} = \nu_{e-phonon}\left(\frac{\sqrt{1+4(\log(1+\sqrt{1+\Lambda^2}))^2}-1}{2\log(1+\sqrt{1+\Lambda^2})}\right)$$

Taux de collision électron-électron τ_{ee} : liquide de Fermi Dans le cadre de cette théorie, initialement conçue pour décrire l'état liquide de ^{3}He, la forte interaction coulombienne entre électrons (qui devrait alors conduire à des taux de collision élevés) voit son effet considérablement réduit par le principe d'exclusion de Pauli.

On peut alors montrer[Ashcroft & Mermin 1976] que τ_{ee} est donné par

$$\frac{1}{\tau_{ee}} = A\frac{1}{\hbar}\frac{(k_B T)^2}{E_F}$$

où A est une constante de l'ordre de l'unité.

E_F est l'énergie de Fermi, c'est à dire l'énergie nécessaire à l'électron pour quitter la bande de valence. L'énergie de Fermi, dans le cadre du modèle de Sommerfeld pour un puits infini à trois dimension (et, grâce aux conditions de Born, pour un cristal cubique) est donnée par

$$E_F = \left(\frac{3n_e}{\pi}\right)^{2/3}\frac{h^2}{8m_e}.$$

On trouve alors que le taux de collision électron-électron est inférieur au taux de collision electron-ion de trois à quatre ordres de grandeur. Nous pourrons alors négliger ce terme par la suite.

5.3.2 Résultats expérimentaux pour la conductivité électrique

Les mesures de réflectivité nous permettent d'obtenir la conductivité électrique $\sigma(\omega)$ à une longueur d'onde donnée. Nous présentons sur la figure 5.7 les valeurs de la conductivité électrique continue, obtenues à l'aide de (5.17). L'erreur sur la conductivité, typiquement de $\pm 55\%$, intègre l'incertitude sur la mesure de la reflectivité et l'indétermination sur ϵ_r.

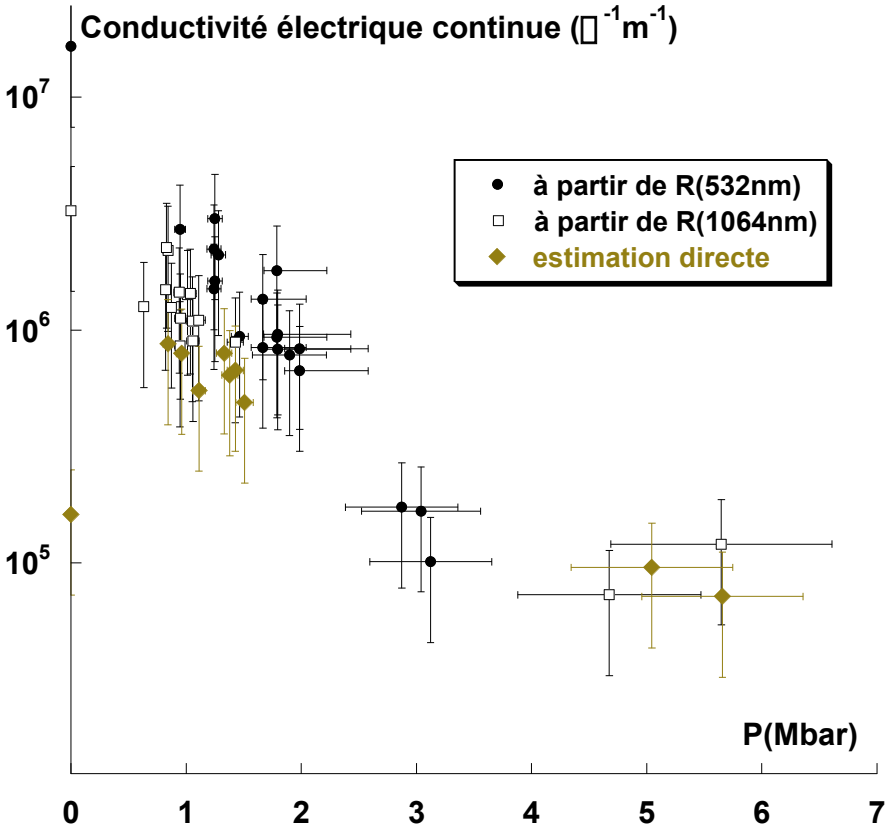

FIG. 5.7 – Conductivité électrique à fréquence nulle en fonction de la pression. Estimation directe à partir de deux mesures de la réflectivité (◇), estimation à partir des mesures de réflectivité à 532nm (•) et de celles à 1064nm (□).

A partir des mesures effectuées aux deux longueurs d'onde, nous trouvons une conductivité continue de quelques de $10^5\Omega^{-1}\mathrm{m}^{-1}$ pour une pression comprise entre 1,36 Mbar (interface noyau-manteau) et 3,3 Mbar (interface noyau liquide-noyau solide). Bien que les températures rencontrées dans nos conditions expérimentales soient plus élevées que celles de l'intérieur terrestre, nos données sont relativement proches des estimations de la conductivité électrique de la partie externe du noyau terrestre, du même ordre de grandeur [Secco & Schloessin 1989].

Notons que nos mesures donnent une borne supérieure sur la conductivité du noyau liquide. En effet, ce dernier est un alliage de fer, de nickel et d'éléments légers à hauteur d'environ 10% de la masse [Poirier 1994]. La présence de ces impuretés fait diffuser les électrons de conduction. En d'autres termes, il faudrait rajouter un terme dans la loi de Matthiessen (5.18) traduisant l'effet de ces impuretés. Le taux de collision s'en trouverait augmenté ce qui en conséquence abaisserait sensiblement la conductivité électrique du milieu.

5.4 Réflectométrie infrarouge

Au cours du chapitre précédent, dans le cas de tirs à faible intensité laser (inférieure à 2.10^{13}W.cm^{-2}), nous avons mentionné que les franges "clignotaient" sur le VISAR à 1064 nm (fig. 5.8).

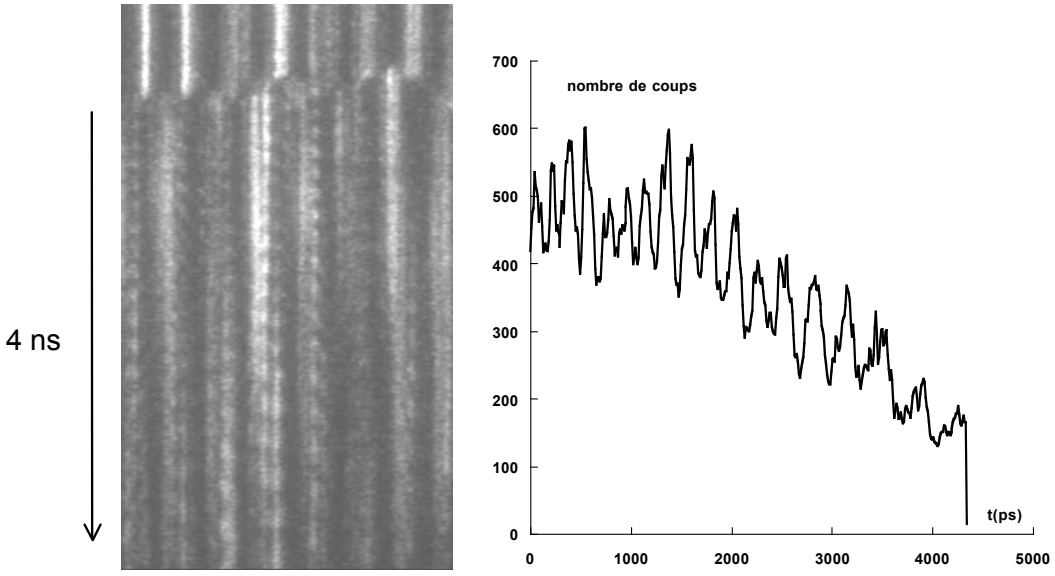

FIG. 5.8 – Image VISAR à 1064nm présentant un clignotement des franges et profil temporel correspondant.

Dans (5.1.2), nous avons traité la propagation du faisceau sonde dans la fenêtre de LiF en disant que celui-ci ne faisait que subir des pertes de Fresnel aux interfaces séparant deux milieux isolants (vide/LiF et LiF/LiF comprimé), mais nous n'avons pas tenu compte du déphasage induit par la fenêtre pour calculer la réflectivité. Nous pouvons fournir une description plus exacte de ce phénomène en considérant que la fenêtre de LiF se comporte comme une lame d'onde dont l'épaisseur décroît au fur et à mesure que l'interface Fer/LiF se déplace. En conséquence, l'effet de la fenêtre de LiF oscille entre celui d'une lame quart d'onde (le faisceau sortant est en opposition de phase avec le faisceau incident) et celui d'une lame demi-onde (le faisceau sortant est en phase avec le faisceau incident). Le faisceau réfléchi parvenant au VISAR voit alors son intensité osciller au cours du temps.

Dans cette section, nous montrons que l'étude des oscillations observées au cours du temps permet d'avoir une mesure complémentaire de la vitesse d'interface. Dans un premier temps, nous présentons le calcul de la réflectivité de l'ensemble LiF/LiF comprimé/fer et montrons que celle-ci dépend de la vitesse d'interface. L'expression de $R(v(t))$ obtenue étant relativement lourde, son inversion analytique se révèle être une tâche présentant peu d'intérêt dans le cadre de cette thèse. C'est pourquoi nous avons développé un programme reproduisant le profil de vitesse au cours du temps à partir du signal oscillant de la réflectivité.

5.4.1 Hypothèses de départ

L'incidence est normale, donc on obtiendra le même résultat quelle que soit la polarisation du faisceau (dans nos conditions expérimentales, le faisceau sonde n'est pas polarisé). Par commodité de calcul, on fait l'hypothèse que le faisceau du laser sonde est polarisé linéairement.

En considérant que les densités de charges et de courants sont nulles dans le LiF et le LiF comprimé, les équations de Maxwell s'écrivent :

$$\nabla \cdot \vec{D} = 0 \tag{5.19}$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \tag{5.20}$$

$$\nabla \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \tag{5.21}$$

$$\nabla \wedge \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \tag{5.22}$$

avec :

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E}$$
$$\vec{B} = \mu_0 \mu_r \vec{H}$$

$$\text{(5.21) devient :} \nabla \wedge \vec{E} = -\mu_0 \mu_r \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \tag{5.23}$$

$$\text{et (5.22) devient :} \nabla \wedge \vec{H} = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \tag{5.24}$$

Les composantes de l'onde laser satisfont alors :

$$\begin{cases} E_x(z,t) = E_{x_0} e^{i(kz-\omega t)} \\ E_y(z,t) = 0 \\ H_x(z,t) = 0 \\ H_y(z,t) = H_{y_0} e^{i(kz-\omega t)} \end{cases}$$

que l'on injecte dans (5.23) pour obtenir :

$$kE_{x_0} = \mu_0 \mu_r \omega H_{y_0} \tag{5.25}$$

Comme $k = \frac{n\omega}{c}$ et $\mu_r = 1$, (5.25)s'écrit :

$$H_{y_0} = \frac{n}{c\mu_0} E_{x_0} = c\epsilon_0 n E_{x_0} \tag{5.26}$$

Les conditions de conservation à une interface s'écrivent alors :

$$\begin{cases} E_x^i + E_x^r = E_x^t \\ H_y^i - H_y^r = H_y^t \end{cases}$$

soit :

$$\begin{cases} E_x^i + E_x^r = E_x^t \\ n_1(E_x^i - E_x^r) = n_2 E_x^t \end{cases}$$

5.4.2 Cas d'une cible Fe/LiF au repos

Deux interfaces sont à considérer : vide/LiF et LiF/Fe (fig. 5.9).

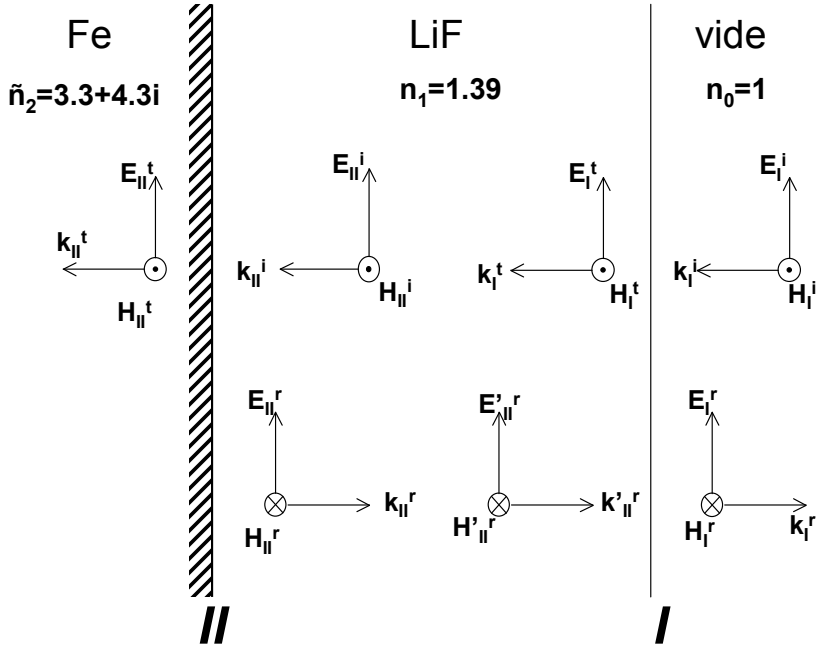

FIG. 5.9 – Propagation des vecteurs $\vec{E}$ et $\vec{H}$ de l'onde laser sonde. Le plan d'incidence est le plan de la feuille.

Ecrivons les conditions de continuité des composantes tangentielles des champs aux interfaces I et II :

A l'interface I, on a

$$\begin{cases} E_I = E_I^i + E_I^r = E_I^t + E_{II}^{'r} \\ H_I = n_0(E_I^i - E_I^r) = n_1(E_I^t - E_{II}^{'r}) \end{cases} \tag{5.27}$$

et l'interface II,

$$\begin{cases} E_{II} = E_{II}^i + E_{II}^r = E_{II}^t + E_{III}^{'r} \\ H_{II} = n_1(E_{II}^i - E_{II}^r) = \tilde{n}_2(E_{II}^t - E_{III}^{'r}) \end{cases} \tag{5.28}$$

où $\tilde{n}_2$ est l'indice complexe du fer à 1064nm [Weaver & Frederikse 2000] :

$$\tilde{n}_2 = n_2 + i\kappa_2 = 3,3 + i4,3$$

On cherche à exprimer E_I et H_I en fonction de E_{II} et H_{II}. Pour cela, on cherche d'abord une relation du type $E_I^t = f(E_{II}, H_{II})$.

On a :

$$\begin{cases} E_{II}^i = E_I^t e^{-i\delta} \\ E_{II}^r = E_{II}^{'r} e^{i\delta} \end{cases}$$

où δ est la différence de phase subie par le faisceau sonde au cours de son trajet entre les interfaces I et II dans la fenêtre de LiF. En notant e l'épaisseur de la fenêtre de LiF, on a

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} n_1 e.$$

Nous avons donc, à l'interface II :

$$\begin{cases} E_{II} = E_I^t e^{-i\delta} + E_{II}^{\prime r} e^{i\delta} \\ H_{II} = n_1 (E_I^t e^{-i\delta} - E_{II}^{\prime r} e^{i\delta}) \end{cases}$$

Nous inversons ce système et obtenons :

$$\begin{cases} E_{II}^{\prime r} = \frac{e^{-i\delta}}{2}(E_{II} - \frac{H_{II}}{n_1}) \\ E_I^t = \frac{e^{i\delta}}{2}(E_{II} + \frac{H_{II}}{n_1}) \end{cases} \tag{5.29}$$

En reportant le système (5.29) dans les conditions de continuité des champs à l'interface I (5.27), nous obtenons :

$$\begin{cases} \frac{e^{i\delta}}{2}(E_{II} + \frac{H_{II}}{n_1}) + \frac{e^{-i\delta}}{2}(E_{II} - \frac{H_{II}}{n_1}) = E_I \\ n_1 \left(\frac{e^{i\delta}}{2}(E_{II} + \frac{H_{II}}{n_1}) - \frac{e^{-i\delta}}{2}(E_{II} - \frac{H_{II}}{n_1}) \right) = H_I \end{cases} \tag{5.30}$$

En combinant les exponentielles complexes et sous forme matricielle, (5.30) devient :

$$\begin{pmatrix} \cos\delta & i\frac{\sin\delta}{n_1} \\ in_1 \sin\delta & \cos\delta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{II} \\ H_{II} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_I \\ H_I \end{pmatrix}$$

On a donc :

$$\begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{II}^t \\ \tilde{n}_2 E_{II}^t \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_I^i + E_I^r \\ E_I^i + E_I^r \end{pmatrix}$$

qui équivaut au système d'équations :

$$\begin{cases} m_{11} E_{II}^t + m_{12} \tilde{n}_2 E_{II}^t = E_I^i + E_I^r \\ m_{21} E_{II}^t + m_{22} \tilde{n}_2 E_{II}^t = E_I^i - E_I^r \end{cases} \tag{5.31}$$

soit :

$$\begin{cases} (m_{11} + m_{12}\tilde{n}_2)\tilde{t} = 1 + \tilde{r} \\ (m_{21} + m_{22}\tilde{n}_2)\tilde{t} = 1 - \tilde{r} \end{cases} \tag{5.32}$$

Quand nous inversons ce système, on obtient le coefficient complexe de réflexion en amplitude :

$$\tilde{r}(t) = \frac{(m_{11} - m_{21}) + (m_{12} - m_{22})\tilde{n}_2}{(m_{11} + m_{21}) + (m_{12} + m_{22})\tilde{n}_2} \tag{5.33}$$

En posant

$$\begin{cases} a = (1 - \tilde{n}_2)\cos\delta - \frac{\kappa_2}{n_1}\sin\delta \\ b = (\frac{n_2}{n_1} - n_1)\sin\delta - \kappa_2 \cos\delta \\ c = (1 + \tilde{n}_2)\cos\delta - \frac{\kappa_2}{n_1}\sin\delta \\ d = (\frac{n_2}{n_1} + n_1)\sin\delta + \kappa_2 \cos\delta \end{cases} \tag{5.34}$$

la réflectivité s'écrit

$$R = \left| \frac{E_I^r}{E_I^i} \right|^2 = \frac{(ac+bd)^2 + (bc-ad)^2}{(c^2+d^2)^2}$$

et dépend de l'épaisseur de LiF (voir fig. 5.10).

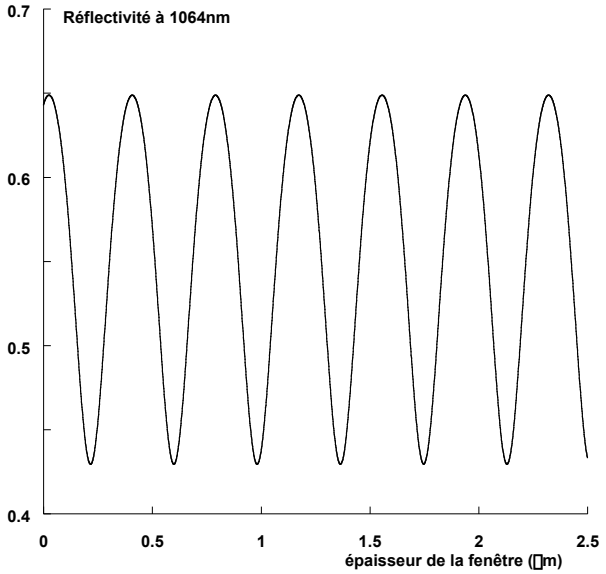

FIG. 5.10 – Réflectivité d'une cible Fe/LiF en fonction de l'épaisseur de la fenêtre de LiF.

On s'aperçoit qu'une variation de 0,2 μm de l'épaisseur de LiF suffit pour faire varier la réflectivité de 50%.

5.4.3 Cas des cibles Fe/LiF traversées par une onde de choc

Nous avons maintenant trois interfaces à considérer (fig. 5.11) : vide/LiF (I), LiF/LiF comprimé (II) et LiF comprimé/fer en détente (III). Les interfaces II et III se déplacent aux vitesses respectives $D(t)$ (vitesse du front de choc dans le LiF) et $v(t)$ (vitesse de l'interface Fe/LiF).

Le calcul de la réflectivité se fait comme dans (5.4.2), sauf qu'il y a maintenant une interface de plus à considérer, et que les interfaces Fe/LiF comprimé et LiF/LiF comprimé se meuvent aux vitesses respectives v et D, où v est la vitesse d'interface et D est la vitesse de choc dans le LiF.

On change alors la notation : n_2 désigne l'indice du LiF comprimé et $\tilde{n}_3 = n_3 + i\kappa_3$ l'indice complexe du fer.

Les conditions de continuité des champs restent les mêmes aux interfaces I et II, et à l'interface III, on a

$$\begin{cases} E_{III} = E_{III}^i + E_{III}^r = E_{III}^t \\ H_{III} = n_2(E_{III}^i - E_{III}^r) = \tilde{n}_3 E_{III}^t \end{cases} \tag{5.35}$$

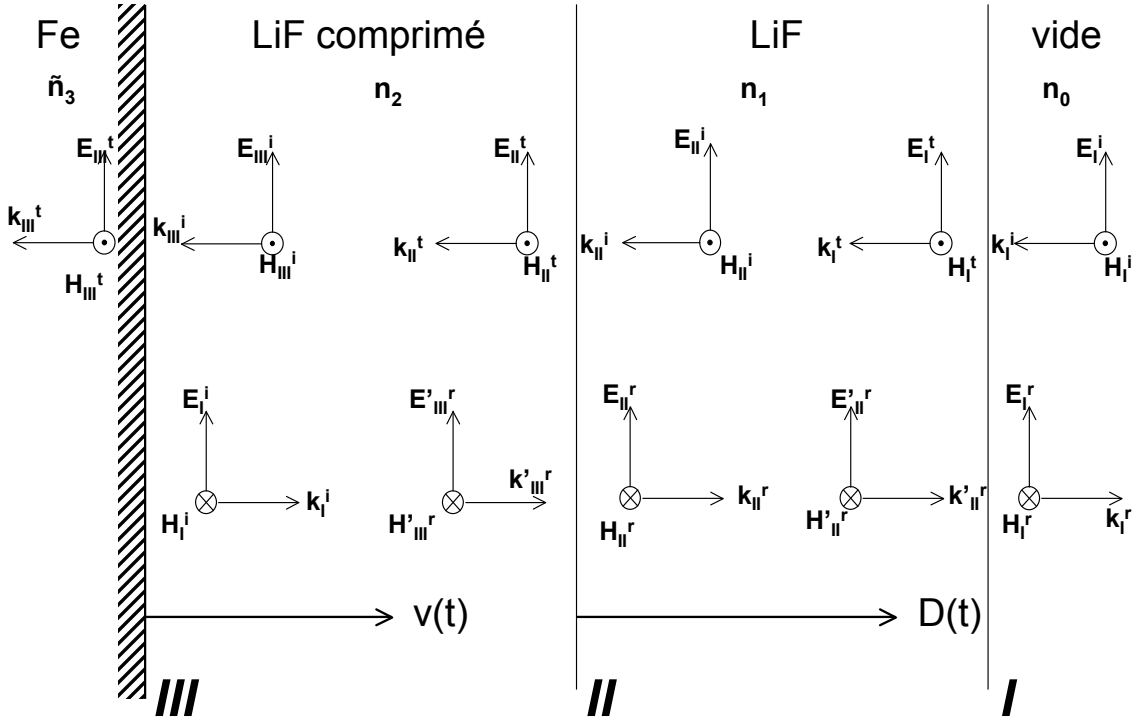

FIG. 5.11 – Propagation des vecteurs $\vec{E}$ et $\vec{H}$ de l'onde laser sonde. Le plan d'incidence est le plan de la feuille.

On cherche à présent à exprimer E_I et H_I en fonction de E_{III} et H_{III}. Pour cela, procédons couche par couche et cherchons d'abord des relations du type $E_I^t = f(E_{II}, H_{II})$ et $E_{II}^{'r} = g(E_{II}, H_{II})$.

On a :

$$\begin{cases} E_{II}^i = E_I^t e^{-i\delta_1(t)} \\ E_{II}^r = E_{II}^{'r} e^{i\delta_1(t)} \end{cases}$$

où $\delta_1(t)$ est la différence de phase subie par le faisceau sonde au cours de son trajet entre les interfaces I et II. Comme l'interface II est en mouvement, δ_1 est fonction du temps t. En notant e l'épaisseur de la fenêtre de LiF au repos, on a

$$\delta_1(t) = \frac{2\pi}{\lambda} n_1(e - tD(t)),$$

et $t = 0$ au débouché du choc. Lors de sa traversée de l'épaisseur de LiF comprimé, le faisceau subit la différence de phase

$$\delta_2(t) = \frac{2\pi}{\lambda} n_2(D(t) - v(t))t.$$

Nous avons donc, à l'interface II :

$$\begin{cases} E_I^t e^{-i\delta_1(t)} + E_{II}^{'r} e^{i\delta_1(t)} = E_{II} \\ n_1(E_I^t e^{i\delta_1(t)} - E_{II}^{'r} e^{i\delta_1(t)}) = H_{II} \end{cases}$$

et (5.30) devient :

$$\begin{pmatrix} \cos\delta_1(t) & i\frac{\sin\delta_1(t)}{n_1} \\ in_1\sin\delta_1(t) & \cos\delta_1(t) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{II} \\ H_{II} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_I \\ H_I \end{pmatrix}$$

De manière analogue, on obtient la relation entre les champs $\vec{E}$ et$\vec{H}$ aux interfaces II et III. A l'interface III, on a :

$$\begin{cases} E^i_{III} = E^t_{II}e^{-i\delta_2(t)} \\ E^r_{III} = E'^r_{III}e^{i\delta_2(t)} \end{cases} \tag{5.36}$$

On obtient :

$$\begin{pmatrix} \cos\delta_2(t) & i\frac{\sin\delta_2(t)}{n_2} \\ in_2\sin\delta_2(t) & \cos\delta_2(t) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{III} \\ H_{III} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{II} \\ H_{II} \end{pmatrix}$$

Finalement :

$$\begin{pmatrix} \cos\delta_1(t) & i\frac{\sin\delta_1(t)}{n_1} \\ in_1\sin\delta_1(t) & \cos\delta_1(t) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\delta_2(t) & i\frac{\sin\delta_2(t)}{n_2} \\ in_2\sin\delta_2(t) & \cos\delta_2(t) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{III} \\ H_{III} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_I \\ H_I \end{pmatrix}$$

Que l'on note :

$$\mathcal{M}(t) \begin{pmatrix} E_{III} \\ H_{III} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_I \\ H_I \end{pmatrix}$$

avec :

$$\mathcal{M}(t) = \begin{pmatrix} m_{11}(t) & m_{12}(t) \\ m_{21}(t) & m_{22}(t) \end{pmatrix}$$

On a donc :

$$\begin{pmatrix} m_{11}(t) & m_{12}(t) \\ m_{21}(t) & m_{22}(t) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E^t_{III} \\ \tilde{n}_3E^t_{III} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E^i_I + E^r_I \\ n_0(E^i_I - E^r_I) \end{pmatrix} \tag{5.37}$$

Où les élements de matrice m_{ij} sont :

$$\begin{cases} m_{11}(t) = \cos\delta_1(t)\cos\delta_2(t) - \frac{n_2}{n_1}\sin\delta_1(t)\sin\delta_2(t) \\ m_{12}(t) = i(\frac{1}{n_2}\cos\delta_1(t)\sin\delta_2(t) + \frac{1}{n_1}\sin\delta_1(t)\cos\delta_2(t)) \\ m_{21}(t) = i(n_1\sin\delta_1(t)\cos\delta_2(t) + n_2\cos\delta_1(t)\sin\delta_2(t)) \\ m_{22}(t) = \cos\delta_1(t)\cos\delta_2(t) - \frac{n_1}{n_2}\sin\delta_1(t)\sin\delta_2(t) \end{cases} \tag{5.38}$$

Les coefficients complexes de réflexion et de transmission s'écrivent :

$$\tilde{r}(t) = \frac{E^r_I}{E^i_I} \qquad \text{et} \qquad \tilde{t}(t) = \frac{E^t_{III}}{E^i_I}$$

De (5.37), nous obtenons le système :

$$\begin{cases} (m_{11}(t) + m_{12}(t)\tilde{n}_3)\tilde{t}(t) = 1 + \tilde{r}(t) \\ (m_{21}(t) + m_{22}(t)\tilde{n}_3)\tilde{t}(t) = 1 - \tilde{r}(t) \end{cases} \tag{5.39}$$

que nous inversons pour obtenir :

$$\tilde{r}(t) = \frac{(m_{11}(t) - m_{21}(t)) + (m_{12}(t) - m_{22}(t))\tilde{n}_3}{(m_{11}(t) + m_{21}(t)) + (m_{12}(t) + m_{22}(t))\tilde{n}_3}$$

La réflectivité mesurée expérimentalement est donnée par $R(t) = |\tilde{r}(t)|^2$. On écrit alors $\tilde{r}(t)$ sous la forme :

$$\tilde{r}(t) = \frac{a(t) + ib(t)}{c(t) + id(t)}$$

Pour cela, on pose :

$$\begin{cases} C(t) = \cos\delta_1(t)\cos\delta_2(t) \\ S(t) = \sin\delta_1(t)\sin\delta_2(t)) \\ X_{12}(t) = \cos\delta_1(t)\sin\delta_2(t) \\ X_{21}(t) = \cos\delta_2(t)\sin\delta_2(t) \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} m_{11}(t) = C(t) - \frac{n_2}{n_1}S(t) \\ m_{12}(t) = i(\frac{1}{n_2}X_{12}(t) + \frac{1}{n_1}X_{21}(t)) \\ m_{21}(t) = i(n_2X_{12}(t) + n_1X_{21}(t)) \\ m_{22}(t) = C(t) - \frac{n_1}{n_2}S(t) \end{cases}$$

et on écrit que :

$$\begin{cases} a(t) = C(t) - \frac{n_2}{n_1}S(t) - \frac{k_3}{n_2}X_{12}(t) - \frac{k_3}{n_1}X_{21}(t) - n_3C(t) + \frac{n_1n_3}{n_2}S(t) \\ b(t) = \frac{n_3}{n_2}X_{12}(t) + \frac{n_3}{n_1}X_{21}(t) - k_3C(t) + \frac{n_1k_3}{n_2}S(t) - n_2X_{12}(t) - n_1X_{21}(t) \\ c(t) = C(t) - \frac{n_2}{n_1}S(t) + n_3C(t) - \frac{n_1n_3}{n_2}S(t) - \frac{k_3}{n_2}X_{12}(t) - \frac{k_3}{n_1}X_{21}(t) \\ d(t) = \frac{n_3}{n_2}X_{12}(t) + \frac{n_3}{n_1}X_{21}(t) + k_3C(t) - \frac{n_1k_3}{n_2}S(t) + n_2X_{12}(t) + n_1X_{21}(t) \end{cases}$$

La réflectivité au cours du temps est

$$R(v(t), D(t)) = \frac{(a(t)c(t) + b(t)d(t))^2 + (b(t)c(t) - a(t)d(t))^2}{(c^2(t) + d^2(t))^2} \tag{5.40}$$

et dépend de $v(t)$ et $D(t)$ à travers les coefficients $a(t)$, $b(t)$, $c(t)$ et $d(t)$.

Etude qualitative de la fonction $R(v(t))$

Etant donné la lourdeur de l'expression de la fonction (ou fonctionnelle) $R(v(t))$, il serait fastidieux d'en établir le tableau de variation. C'est pourquoi nous nous limitons ici à une description qualitative.

$R(v(t))$ est paramétrée par les indices n_1, n_2, n_3 et κ_3. L'indice n_1 est l'indice du LiF non comprimé, c'est à dire 1,39. L'indice n_2 est l'indice du LiF comprimé et peut être déterminé par le modèle de Kormer, puisque les oscillations n'apparaissent expérimentalement que sur les tirs à faible intensité laser. Dans les exemples qui suivent, nous prenons $n_2 = 1,46$. Enfin, nous ne disposons d'aucune donnée sur les parties réelle et imaginaire du fer en détente dans le LiF. Nous prendrons donc les valeurs dans les conditions standard.

Dans le cas où la vitesse de choc est nulle et où seule l'interface Fe/LiF bouge à une vitesse constante, nous retrouvons un profil similaire à celui de la figure 5.10. L'épaisseur de LiF diminue linéairement avec le temps ce qui provoque des oscillations régulières de la réflectivité (fig. 5.12) L'indétermination sur l'indice complexe du fer a peu d'importance car celui-ci ne fait que changer le contraste des oscillations.

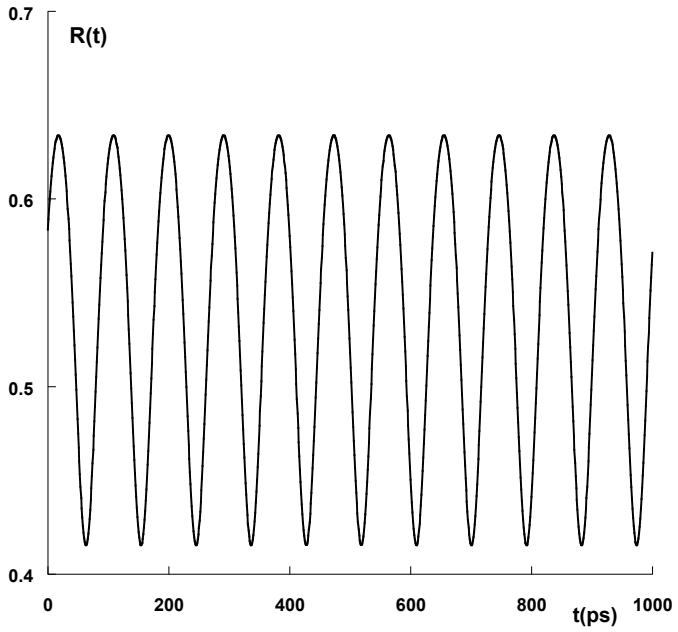

FIG. 5.12 – Evolution de la réflectivité au cours du temps dans le cas où la vitesse de choc est nulle. La vitesse d'interface est 4km/s

Considérant toujours une vitesse d'interface constante et une vitesse de choc décrite par SESAME, à savoir

$$D(km/s) = 5.06 + 1.38 * v(km/s),$$

nous obtenons la courbe de la figure 5.13.

On constate que l'effet de la vitesse de choc est d'ajouter une composante basse fréquence au signal et de diminuer la fréquence des oscillations : on a 10 oscillations en 1 ns, alors qu'on en avait 11 dans le cas où $D = 0$. Ceci est dû au fait que la prise en compte d'une couche supplémentaire de LiF comprimé dans le calcul de la réflectivité globale augmente l'épaisseur optique traversée par le faisceau sonde. A vitesse d'interface égale, la réflectivité va donc osciller un peu plus lentement que lorsqu'on ne tient pas compte de l'épaisseur de LiF comprimé.

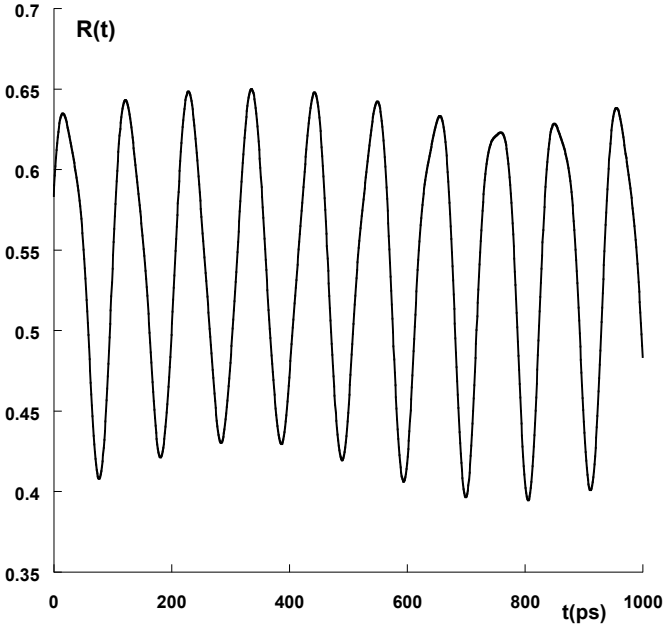

FIG. 5.13 – Evolution de la réflectivité au cours du temps dans le cas où la vitesse d'interface est constante (ici 4km/s) et la vitesse de choc décrite par les tables SESAME.

Considérons enfin le cas plus réaliste où la vitesse d'interface décroît linéairement avec le temps. Nous avons pu voir dans le chapitre précédent que celle-ci décroît au rythme d'environ 1 km/s par ns. Posons

$$v(t)(km/s) = 4 - t(ns)$$

et lorsque la vitesse de choc est nulle nous obtenons la courbe de la figure 5.14 et la fréquence des oscillations diminue avec la vitesse.

Lorsque la vitesse de choc est donnée par les tables SESAME, nous obtenons le profil de la figure 5.15. On obtient toujours des oscillations de plus en plus lentes, et apparaissent également des pics secondaires liés à la présence de la couche de LiF comprimé.

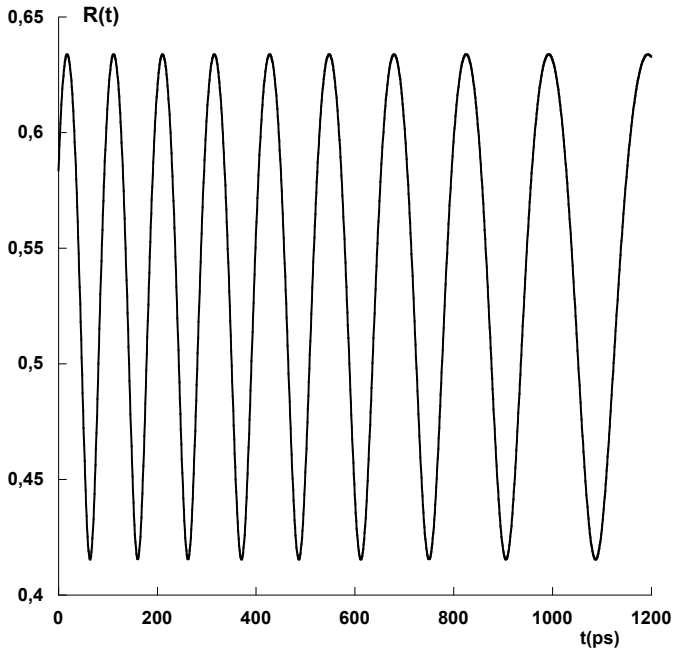

FIG. 5.14 – Evolution de la réflectivité au cours du temps dans le cas où la vitesse d'interface décroît d'1 km/s par ns et la vitesse de choc est nulle.

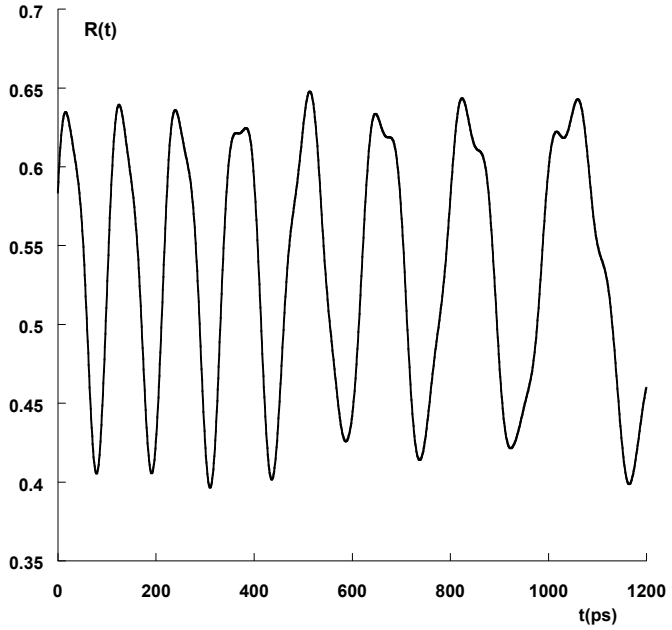

FIG. 5.15 – Evolution de la réflectivité au cours du temps dans le cas où la vitesse d'interface décroît d'1 km/s par ns et la vitesse de choc est décrite par les tables SESAME.

5.4.4 Extraction de la vitesse d'interface

Pour extraire la vitesse d'interface du signal de clignotement des franges, nous avons réalisé un programme permettant de minimiser la quantité $R_{calcul}(v(t)) - R_{exp}(t)$, où $R_{exp}(t)$ est la réflectivité expérimentale.

Afin de faire converger l'algorithme que nous allons présenter, il faut d'abord normaliser le signal issu des images VISAR afin que celui-ci soit compris entre les valeurs maximum et minimum prédit par le calcul de la courbe de la figure 5.15. Le signal normalisé est ensuite mis dans un fichier ouvert en lecture.

Organisation du programme

Le programme s'articule en quatre étapes que nous présentons ici.

Détermination de l'épaisseur de LiF Dans un premier temps, l'épaisseur de LiF est déterminée. Nous avons vu dans (5.4.2) que celle-ci est déterminante pour obtenir la réflectivité de la cible au repos ; c'est donc un paramètre que nous ajustons afin de faire coïncider la réflectivité initiale mesurée avec celle qui est calculée.

Pour cela on part d'une épaisseur estimée dans nos expériences (par exemple 80 μm), à laquelle on ajoute 0,1 Å puis on calcule la réflectivité initiale à l'aide de la formule développée dans (5.4.2). On incrémente ainsi jusqu'à ce que la différence entre la réflectivité initiale expérimentale et calculée soit inférieure à 10^{-5}.

Détection des maxima Comme les signaux expérimentaux ne sont pas d'excellente qualité, la vitesse n'est pas calculée en chaque point, mais à chaque maximum. Pour cela, on calcule la dérivée par rapport au temps de $R_{exp}(t)$, et on sélectionne tous les points qui correspondent à un changement de signe et qui se trouvent au dessus de la moyenne du signal. S'il y a plusieurs maxima dans un intervalle de 100 ps, alors celui qui correspond à la réflectivité la plus élevée est retenu.

Une fois les maxima détectés, ceux-ci délimitent le signal expérimental en zones sur lesquelles une vitesse moyenne va être calculée (fig. 5.16).

Calcul de la vitesse Pour chaque zone à partir de l'interface Fe/LiF, on va chercher la vitesse d'interface qui conduit à la réflectivité en meilleur accord avec la portion considérée. Pour cela, on part d'une vitesse minimum (300 m/s) que l'on itère jusqu'à une vitesse maximum (6 km/s).

Pour chaque valeur, on cherche une racine de la fonction

$$f(v(t_i)) = R_{calcul}(v(t_i)) - R_{exp}(t_i),$$

où i est l'indice de la zone considérée et t_i l'instant du maximum se trouvant à la fin de la zone. Pour cela, une méthode de dichotomie est utilisée.

On cherche également les minima de $f(v(t_i))$ par la méthode du nombre d'or[Press *et al.* 1992].

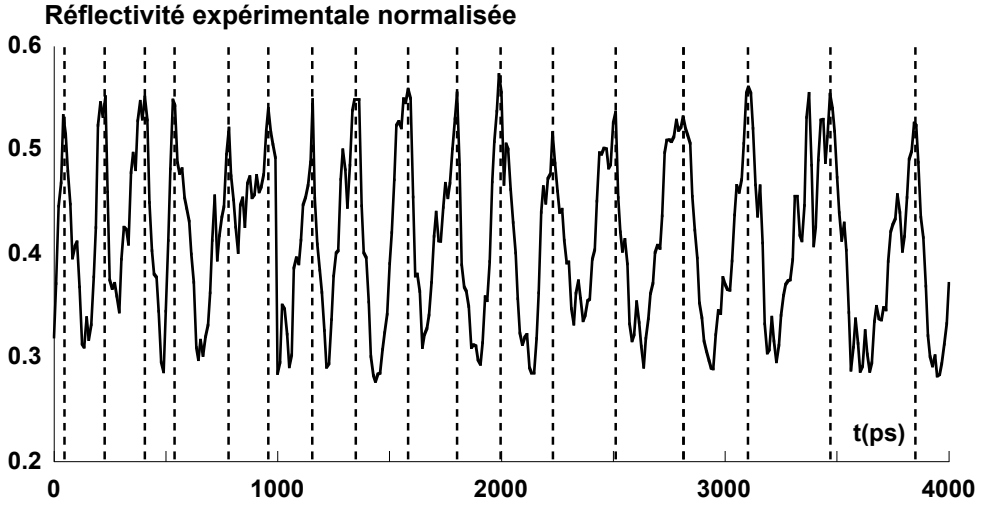

FIG. 5.16 – Réflectivité expérimentale normalisée $R_{exp}(t)$. Les zones détectées sont délimitées par des lignes verticales en tirets.

Pour toutes les racines et les minima trouvés, on calcule le coefficient de corrélation C entre la portion de courbe calculée $R(t_j)$ et la portion expérimentale R_j, où j est l'indice des points de la zone considérée.

C est donné par

$$C = \sqrt{1 - \frac{\chi^2}{\sum_j \sigma_j (R_j - \bar{R})^2}},$$

où $\bar{R}$ est la moyenne de la zone et χ^2 est défini par

$$\chi^2 = \sum_j \left(\frac{R_j - R(t_j)}{\sigma_j} \right)^2$$

et σ_j est un poids statistique que nous mettons à 1.

La valeur de la vitesse retenue pour la zone en cours est celle qui conduit au coefficient de correlation le plus proche de 1.

Calcul de la réflectivité Une fois le profil de vitesse calculé, le programme recalcule la réflectivité à l'aide de (5.40) afin de la comparer avec le profil expérimental.

Comparaison calcul-expérience

Sur la figure 5.17, nous constatons que les points calculés sont en bon accord avec le profil de vitesse mesuré par le VISAR. Au delà de 2500 ps, les franges sont moins bien définies car elles voient leur intensité osciller avec une période relativement longue (≈500 ps) et le programme d'analyse de franges ne reconstruit plus correctement le profil de vitesse. Le calcul basé sur l'inversion de la réflectivité prolonge le profil de vitesse à des temps qui ne sont plus accessibles par l'analyse VISAR.

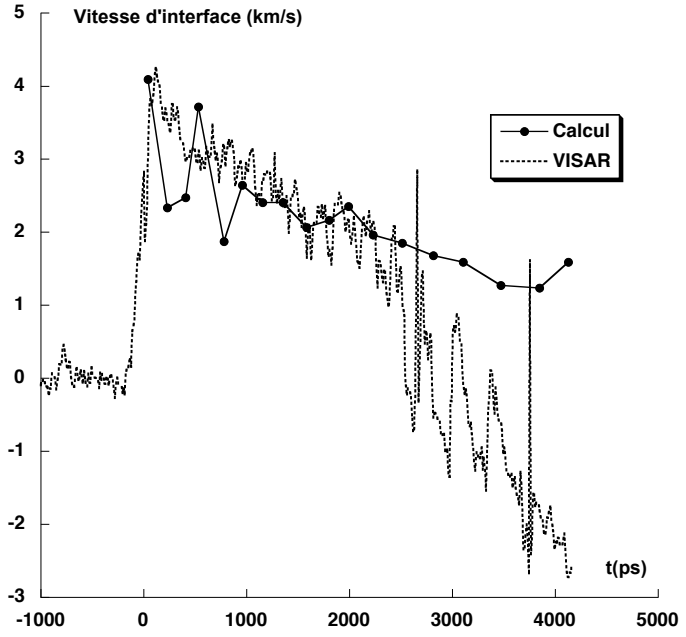

FIG. 5.17 – Vitesse d'interface en fonction du temps calculée et mesurée par le VISAR.

La réflectivité calculée à l'aide du profil décrit auparavant est également en bon accord avec le signal expérimental. La corrélation entre les deux profils de la figure 5.18 est de 72%.

Les améliorations à apporter se situent probablement au niveau de la convergence de l'algorithme afin d'obtenir une meilleure résolution temporelle. Comme le montre la

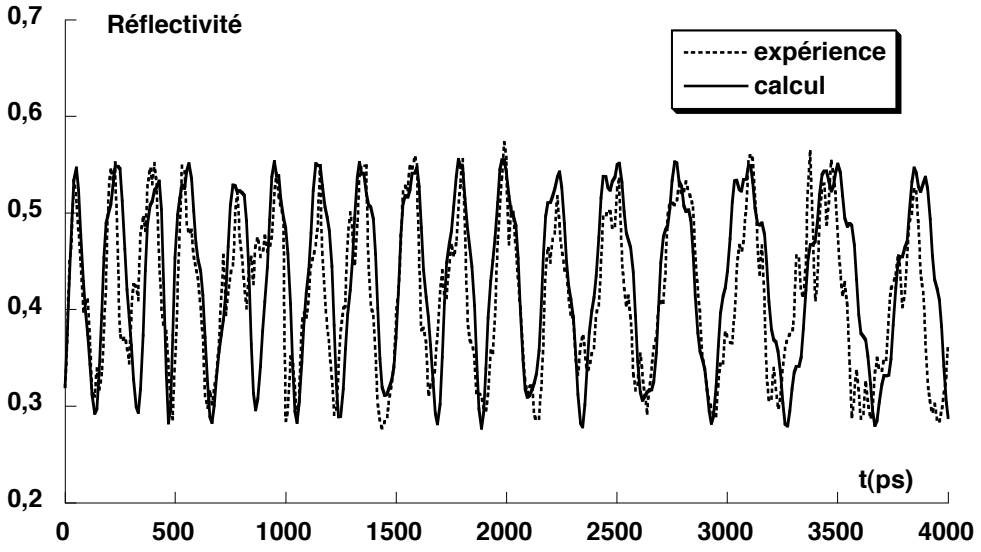

FIG. 5.18 – Réflectivité au cours du temps : calcul en trait continu et expérience en pointillés.

figure 5.15, les oscillations principales présentent des sous-structures liées à la vitesse du choc dans le LiF. Il serait alors intéressant de faire une optimisation à deux paramètres, vitesse d'interface et vitesse de choc dans le LiF, qui donnerait une courbe d'Hugoniot à comparer avec les tables SESAME. Des tentatives ont été effectuées dans ce sens (par exemple avec la méthode du simplex [Press *et al.* 1992]), mais la convergence devait être forcée au point qu'il fallait mettre des données très proches de la table SESAME comme paramètre d'entrée. Le non-succès de cette méthode peut s'expliquer par la qualité insuffisante du signal mesuré expérimentalement, ne permettant pas de mettre en oeuvre de telles méthodes numériques.

5.5 Conclusions

Dans cette section nous avons fait un usage supplémentaire du diagnostic VISAR afin de mesurer la réflectivité du fer. La configuration de cible Fe/LiF s'est montrée tout à fait intéressante car elle nous a permis d'accéder au propriétés optique du fer comprimé. En effet, nous avons exploité le fait que le LiF reste transparent jusqu'à $\sim$2,5 Mbar et que l'interface fer en détente/LiF reste équivalente à celle d'un métal dans les conditions standard (pas de gradient de densité).

Les mesures expérimentales montrent que la conductivité électrique du fer en détente partielle à des pressions de l'ordre de quelques Mbar est en bon accord avec les estimations de la conductivité électrique de la partie liquide du noyau terrestre.

Enfin, des résultats inattendus sur le VISAR infrarouge ont été interprétés et utilisés pour fournir une mesure supplémentaire de la vitesse d'interface.

Chapitre 6

Mesures de température

Bien qu'étant un paramètre d'importance capitale pour la détermination de l'équation d'état, la température est sans nul doute la variable thermodynamique la plus difficile à mesurer dans une expérience d'onde de choc. Etant donné la brièveté des phénomènes rencontrés, il n'est pas possible d'effectuer la mesure de la température de manière directe avec par exemple un thermocouple. La seule possibilité s'offrant aux expériences de compression dynamique est la mesure de l'émission propre. Dans le cas de matériaux transparents en aval du front de choc (eau, plexiglass...), la luminosité du front de choc permet de remonter à sa température.

Dans le cas d'un matériau opaque comme le fer, la situation devient naturellement plus compliquée. Ou pourrait alors imaginer une mesure de l'émission propre ayant lieu pendant l'intervalle de temps où le choc traverse l'épaisseur de peau juste avant le débouché. L'épaisseur de peau d'un métal étant de quelques 0,1 μm et la vitesse d'un choc de $\sim$10 km/s, le temps de transit serait de l'ordre de 10 ps, ce qui nécessite une résolution instrumentale de l'ordre de la ps. Bien que la technologie actuelle réponde à de telles exigences, Zel'dovich & Raizer [1967] nous rappellent que le front de choc devrait être parallèle à la surface libre à moins de 10 nm près, ce qui à l'heure actuelle est impossible à réaliser.

Une mesure de température peut alors être effectuée derrière l'onde de raréfaction qui remonte dans la cible comprimée après le débouché du choc. Nous avons vu dans (2.4.3) que dans le cas où la surface est libre, le diagnostic d'émission propre ne permet pas de déduire la température de choc sans une description spatio-temporelle précise de la détente isentropique, comme par exemple l'opacité du fer dans des états détendus.

C'est pourquoi dans ce chapitre nous exploitons la configuration de cible Fe/LiF pour effectuer une mesure de la température du fer en détente partielle dans le LiF. Dans ce but, nous utilisons le diagnostic d'émission propre effectuant une mesure de la luminosité de l'interface Fe/LiF au cours du temps. Dans (6.1), nous estimons le transfert thermique dans la fenêtre de LiF et le transfert radiatif dans l'épaisseur de peau du fer en détente. Ces effets s'avèrent être négligeables et la température de brillance peut ainsi être associée à la température d'interface. Grâce au calibrage en énergie du diagnostic présenté dans (2.3.3), nous accédons à la température équivalente de corps

noir du fer en détente dans le LiF. A l'aide des mesures de réflectivité présentées dans le chapitre précédent, une détermination plus exacte de la température en détente est obtenue dans (6.2) en calculant la température de corps gris tenant compte des propriétés optiques de la surface émissive considérée. Enfin dans (6.3), nous présentons une estimation de la température de choc.

6.1 Emission propre en détente

Lorsque le choc débouche de la feuille de fer celle-ci se détend dans la fenêtre de LiF et reste maintenue dans un état condensé. Le chauffage de l'interface Fe/LiF se maintient alors sur des temps de l'ordre de la centaine de ps, ce qui est très supérieur aux temps de collision électron-ion qui sont de l'ordre de la fs à des densités de l'ordre de la densité du solide [Celliers & Ng 1993]. La zone observée peut alors être considérée comme étant à l'équilibre thermodynamique et le rayonnement d'émission propre associé est de type corps noir.

Le principe de la mesure est celui décrit dans (2.3.3). Pour associer une température, il faut s'assurer de la qualité de l'interface, abordée dans le chapitre 4, et vérifier que le transfert thermique dans la fenêtre et le transfert radiatif dans l'épaisseur de peau n'ont pas d'effet dans nos conditions expérimentales.

6.1.1 Estimation du transfert thermique dans la fenêtre

Les travaux précédents concernant la mesure de la température du fer comprimé par choc ([Yoo *et al.* 1993] et [Williams *et al.* 1991]) ont été effectués à l'aide de canons à gaz. Dans ces conditions, le choc est maintenu sur des durées de plusieurs dizaines de ns. Il est alors important de tenir compte du transfert thermique de l'interface chauffée vers la fenêtre plus froide. En effet, du fait de ce refroidissement de l'interface, la température mesurée par le diagnostic décroît (même si le choc est maintenu) vers une valeur inférieure à la température en détente liée à la température du choc.

Dans nos expériences, le choc est maintenu sur des temps beaucoup plus courts et décroît presque immédiatement après le débouché. Dans cette sous-section, nous estimons le transfert thermique dans la fenêtre et montrons que celui-ci est négligeable dans nos conditions expérimentales.

Rappels théoriques sur le transfert thermique

Tang *et al.* [1996b] utilisent un modèle de résistance thermique de contact pour évaluer la distribution spatio-temporelle de la température de part et d'autre de l'interface d'un métal en détente dans une fenêtre.

Plaçons nous dans le cas du fer en détente dans le LiF et notons $T_{init,Fe}$ la température initiale du fer en détente (prise à l'instant du débouché du choc) et $T_{init,LiF}$ la température du choc dans le LiF (fig. 6.1).

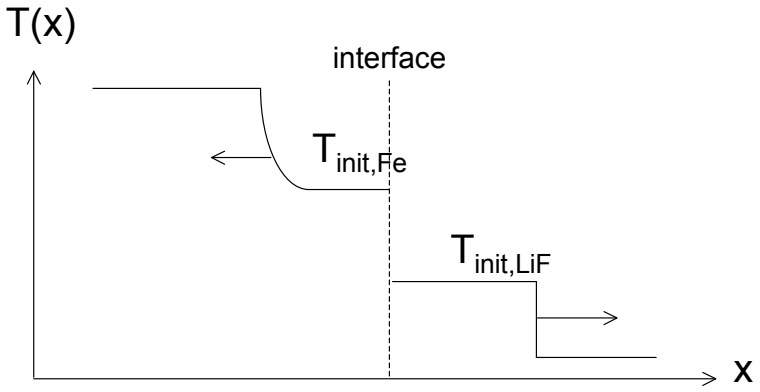

FIG. 6.1 – Distribution spatiale de température après le débouché du choc.

Le contact thermique non-idéal est représenté par une interface de conductivité thermique k_α. Sa résistance thermique est

$$r_{th} = \frac{\Delta x}{k_\alpha},$$

où Δx est la largeur de l'interface (fig.6.2). Comme les vitesses des ondes de choc et de détente sont très grandes devant les vitesses de diffusion thermique, les deux milieux sont considérés comme semi-infinis.

Le flux de chaleur q à travers l'interface est donné par

$$\begin{aligned} q &= -\frac{1}{r_{th}}(T_2(0^+) - T_1(0^-)), \\ &= -k_1\Big(\frac{\partial T_1}{\partial x}\Big)_{0^-} = -k_2\Big(\frac{\partial T_2}{\partial x}\Big)_{0^+}, \end{aligned}$$

où k_1 et k_2 sont les coefficients de conductivité thermique (exprimés en W.K^{-1}.m^{-1}).

Les profils de température s'obtiennent à partir de l'équation de diffusion de la chaleur :

$$\frac{\partial^2 T_1}{\partial x^2} = \frac{1}{D_1}\frac{\partial T_1}{\partial t} \qquad x < 0,$$

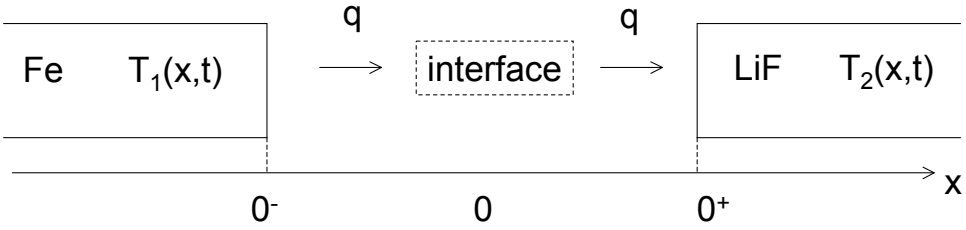

FIG. 6.2 – Modèle de la résistance de contact : représentation schématique.

$$\frac{\partial^2 T_2}{\partial x^2} = \frac{1}{D_2}\frac{\partial T_2}{\partial t} \qquad x > 0,$$

où D_1 et D_2 sont les coefficients de diffusion thermique (exprimés en $m^2.s^{-1}$).

La distribution initiale de température, c'est à dire juste au moment du débouché du choc, est :

$$T_1(x,0) = T_{init,Fe},$$
$$T_2(x,0) = T_{init,LiF},$$

et peut être déterminée par les tables SESAME.

Les solutions de l'équation de la chaleur sont

$$\begin{aligned} T_1(0^-,t) &= T_{fin} + (T_{init,Fe} - T_{init,LiF})\exp(h_1^2 D_1 t).erfc(h_1\sqrt{D_1 t}), \\ T_2(0^+,t) &= T_{fin} - (T_{fin} - T_{init,LiF})\exp(h_2^2 D_2 t).erfc(h_2\sqrt{D_2 t}), \end{aligned}$$

où l'on a introduit $(h_i)_{i=1,2}$ défini par

$$h_i = \frac{1}{k_i r_{th}}(1+\alpha)$$

et où

$$\alpha = \frac{k_1\rho_1 C_{p1}}{k_2\rho_2 C_{p2}}$$

est un paramètre traduisant la désadaptation thermique entre le fer et le LiF. Ahrens *et al.* [1990] trouvent que ce paramètre est $\approx$ 3,5-4,5.

T_{fin} est la température finale, celle vers laquelle celles du fer et du LiF tendent lorsque l'échange de chaleur est terminé :

$$T_{fin} = \lim_{t\to\infty} T_1(0^-,t) = \lim_{t\to\infty} T_2(0^+,t) = T_{init,Fe} - \frac{T_{init,Fe} - T_{init,LiF}}{1+\alpha}. \tag{6.1}$$

En posant $\tau = \frac{1}{h_1^2 D_1} = \frac{1}{h_2^2 D_2}$, les solutions s'écrivent

$$\begin{aligned} T_1(0^-,t) &= T_{fin} + (T_{init,Fe} - T_{init,LiF})\exp(t/\tau)\mathrm{erfc}(\sqrt{t/\tau}), \\ T_2(0^+,t) &= T_{fin} - (T_{fin} - T_{init,LiF})\exp(t/\tau)\mathrm{erfc}(\sqrt{t/\tau}). \end{aligned} \tag{6.2}$$

On voit alors, que même dans le cas d'un choc constant, la température d'interface présente une dépendance temporelle fixée par le paramètre τ qui dépend de la résistance thermique à l'interface et des coefficients de transport.

Expérimentalement, on assiste à une décroissance de l'intensité de l'émission propre (fig. 6.3) à partir de laquelle on évalue τ.

Dans le cas de cibles Fe/sapphire, Lyzenga & Ahrens [1979] mesurent ainsi $\tau \approx$250 ns et Gu *et al.* [1992] trouvent $r_{th} \sim 10^{-3}$ cm^2K/W. Ne disposant pas de données sur les cibles Fe/LiF, nous prendrons τ = 100 ns et $r_{th} = 10^{-3}$ cm^2K/W pour estimer l'influence du transfert thermique dans nos expériences.

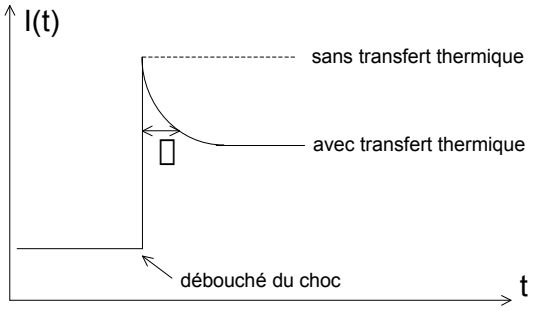

FIG. 6.3 – Décroissance de l'émission propre due au transfert thermique observée dans des travaux avec des canons à gaz. Le choc est maintenu sur des temps longs ($\sim \mu$s) de l'ordre du temps de la mesure.

Application à nos conditions expérimentales

Afin d'évaluer la borne supérieure sur le transfert thermique, plaçons nous dans le cas extrême où la température du fer en détente est de 2 eV et où la température du choc dans le LiF reste égale à la température ambiante 0,025 eV.

La température finale T_{fin}, calculée à l'aide (6.1) est alors $T_{fin} = 1,605$ eV, donc relativement proche de la température initiale du fait de la valeur élevée du paramètre α.

Dans nos conditions, où nous mesurons la température de détente en fonction du temps sur des durées de $\sim$4 ns, la diminution de température due au transfert thermique peut être évaluée à l'aide de (6.2) et ne représente au plus que 4% de la température initiale (fig. 6.4), ce qui est négligeable compte tenu des incertitudes qui sont de l'ordre de $\pm$15%.

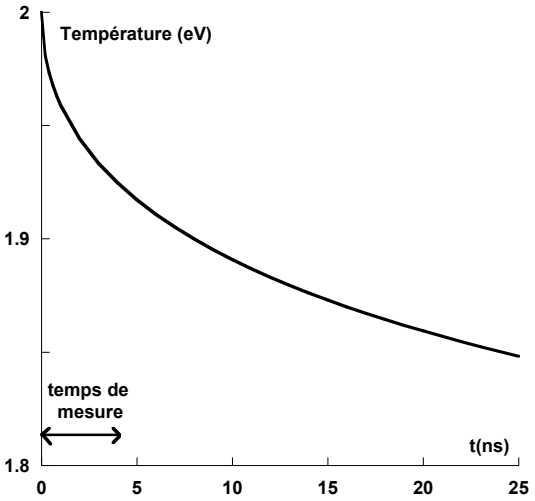

FIG. 6.4 – Décroissance de la température due au transfert thermique dans des conditions extrêmes. Les temps courts intervenant dans nos expériences permettent de négliger le transfert thermique.

Notons qu'ici nous faisons l'hypothèse que le choc est maintenu sur toute la durée de la mesure. En réalité, le choc est décroissant, si bien que le transfert thermique dans la fenêtre sera encore moins conséquent que celui présenté ici.

6.1.2 Estimation du transfert radiatif dans l'épaisseur de peau

Tang *et al.* [1996a] considèrent que la luminosité mesurée à l'interface de cibles de type métal/fenêtre est apparente car tous les photons issu de l'épaisseur de peau y contribuent et non pas uniquement ceux émis à l'interface.

En utilisant la loi de Bloch-Gruneisen [Gerritsen 1956] énonçant que lorsque $T > 0,5\Theta_D$ (où Θ_D est la température de Debye), la conductivité électrique est telle que

$$\sigma \propto \frac{A\Theta_D^2}{T},$$

où A est la masse atomique, ils montrent que l'épaisseur de peau dans un état chaud et comprimé dépend du paramètre de Grüneisen

$$\gamma_0 = \frac{\rho^2}{\rho_0}\frac{dln\Theta_D}{d\rho}$$

et augmente selon

$$\frac{\delta}{\delta_0} = \frac{T}{T_0}\exp\Big(2\gamma_0(\frac{\rho_0}{\rho} - 1)\Big).$$

Dans nos conditions expérimentales, où la densité du fer en détente attendue va jusqu'à 12 g/cm^3, l'épaisseur de peau, qui vaut 25,3 nm à λ=532 nm dans les conditions standard, atteint alors 350 nm. Le rayonnement d'émission étant détecté dans le visible, on peut, même dans ces conditions extrêmes, considérer que l'épaisseur de peau est inférieure aux longueurs d'onde mesurées. La température de brillance mesurée à l'interface peut donc être considérée comme égale à la température d'interface.

6.2 Température en détente

6.2.1 Lieu des états en détente dans le plan température-pression

Les tables SESAME permettent d'avoir une idée des températures en détente auxquelles nous pouvons nous attendre dans nos expériences. Dans le plan température-pression, un choc amène la matière à un état sur l'Hugoniot (fig. 6.5). Lorsque le choc débouche, la matière se détend et son état se trouve instantanément sur l'isentrope de détente. Lorsque le choc est transmis dans un milieu d'impédance plus faible, comme c'est le cas des cibles Fe/LiF, la pression en détente à l'instant du débouché est donné par la désadaptation d'impédance entre les deux milieux.

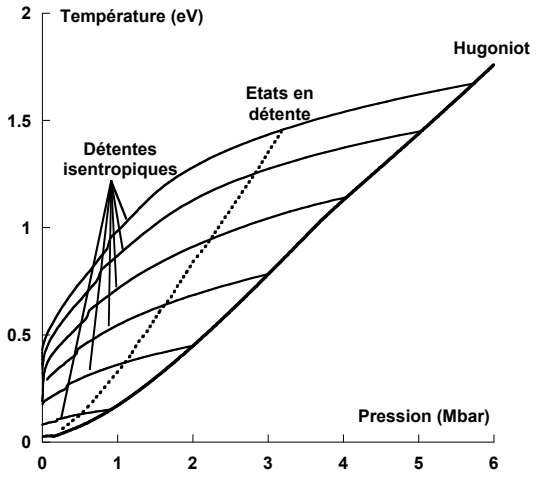

FIG. 6.5 – Lieu des états en détente possibles du fer dans le LiF (trait pointillé) d'après la table SESAME 2140.

6.2.2 Effet du préchauffage

Dans le cas de tirs obtenus à haute intensité laser sur cibles sans ablateur, nous avons constaté un préchauffage de l'interface Fe/LiF que nous avons évalué à ≈0,1 eV.

Cette modification des conditions initiales se traduit par un décalage en température des courbes présentées ci-avant. A pression égale, les états en détente voient leur température augmenter typiquement de 0,05 eV et l'Hugoniot préchauffée est décalée vers le haut de 0,1 eV (fig. 6.6).

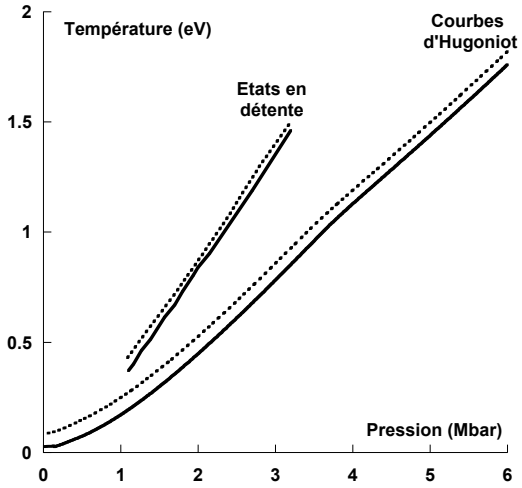

FIG. 6.6 – Effet du préchauffage sur l'Hugoniot et les états en détente du fer dans le LiF (courbes modifiées en pointillés)

6.2.3 Principe de la mesure de la température en fonction de la pression en détente

Nous venons de montrer dans les paragraphes précédents que la mesure d'émission propre peut être directement attribuée à la température de l'interface Fe/LiF. Nous présentons alors ici le principe de la mesure de température du corps noir équivalent.

Les diagnostics d'émission propre et de vélocimétrie VISAR étant résolus en temps, nous pouvons obtenir une mesure simultanée de la température de corps noir et de la pression en détente à partir respectivement du nombre de coups enregistré sur la caméra streak d'émission propre et du décalage de franges mesuré sur les VISAR.

Nous obtenons alors des données brutes expérimentales comme celles apparaissant sur la figure 6.7.

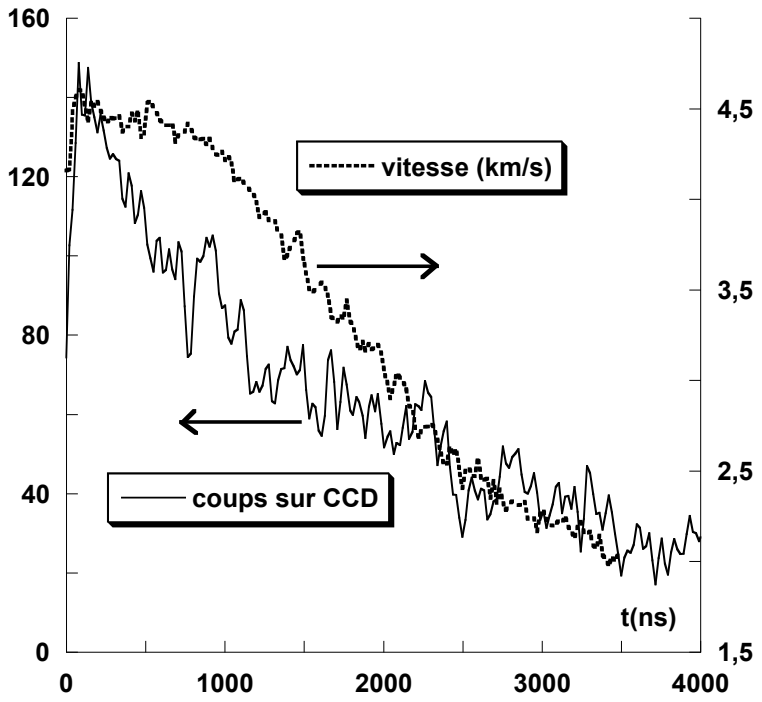

FIG. 6.7 – Mesure simultanée du nombre de coups sur CCD du diagnostic d'émission propre et de la vitesse d'interface sur les VISAR dans le cas d'une cible avec ablateur de plastique en face avant. L'intensité laser est $1{,}1.10^{13}$W/cm^2.

L'étape suivante consiste à convertir le nombre de coups en température de corps noir à l'aide du calibrage du système de reprise d'image et de l'ensemble streak émission propre+CCD. De la vitesse d'interface, nous déduisons la pression du fer en détente grâce aux tables SESAME[1]. Pour chaque tir, nous obtenons alors une dépendance de la température de corps noir à la pression en détente comme celle de la figure 6.8.

[1]Le résultat est le même qu'il s'agisse de la table 2140 ou 2150, car les deux prédisent la même polaire de choc dans le plan pression-vitesse fluide.

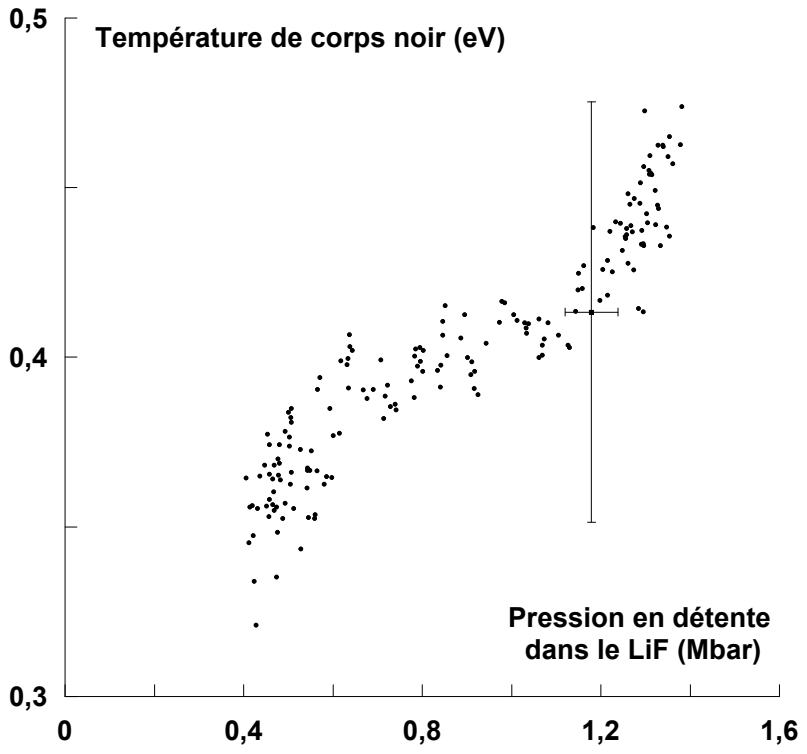

FIG. 6.8 – Température de corps noir en fonction de la pression du fer en détente dans le LiF.

Afin d'obtenir une meilleure estimation de la température, nous devons tenir compte de la réflectivité de la surface considérée afin d'obtenir une mesure de la température du corps gris équivalent. Nous avons vu dans (2.3.3) que la loi de Planck modifiée à associer au nombre de coups sur CCD est

$$B(\lambda, T) = e(\lambda)B_{CN}(\lambda, T) = (1 - R(\lambda))\frac{2hc^2}{\lambda^5}\frac{1}{exp(\frac{hc}{\lambda k_B T}) - 1}, \tag{6.3}$$

où $B_{CN}(\lambda, T)$ est la loi d'émission du corps noir. L'émissivité spectrale, qui vaut

$$e(\lambda) = 1 - R(\lambda)$$

pour un corps opaque comme le fer, requiert la donnée de la réflectivité spectrale $R(\lambda)$. Cependant, nous ne mesurons R qu'à la longueur d'onde λ=532nm dans le domaine visible.

Nous pouvons toutefois estimer le profil spectral de la réflectivité à l'aide de la modélisation présentée dans (5.1.3), où nous avons montré que dans le cas d'un bon conducteur, la réflectivité peut s'exprimer selon la formule de Hagen-Rubens (5.14). L'émissivité spectrale s'écrit alors

$$e(\lambda) = \sqrt{\frac{8\sigma_c}{\sigma}} = \sqrt{\frac{16\pi c\epsilon_0}{\lambda\sigma}}.$$

Considérant que la conductivité électrique ne varie pas avec la longueur d'onde dans le domaine visible, nous pouvons écrire

$$e(\lambda) = e(\lambda_0)\sqrt{\frac{\lambda_0}{\lambda}} = (1 - R(\lambda_0))\sqrt{\frac{\lambda_0}{\lambda}}.$$

On s'aperçoit alors que cette correction spectrale a un effet négligeable sur la température de corps gris calculée, par rapport à l'hypothèse d'un spectre plat donné par la valeur expérimentale de la réflectivité mesurée à 532 nm. Ceci est dû au fait que les signaux d'émission propre mesurés sont très proches de la limite de détection du système, située à ∼0,3 eV. Etant donné le faible nombre de coups mesuré, la différence entre une température de corps noir et une température de corps gris pour une reflectivité typique de nos expériences ($R \approx 0,4$) n'excède pas 15%.

Toujours pour la même raison, on peut s'attendre à ce que l'effet de la présence éventuelle d'une bande d'absorption[2] soit également négligeable.

6.2.4 Résultats expérimentaux

En croisant les données d'émission propre, de vitesse d'interface et de réflectivité, nous pouvons à présent obtenir la température du fer en détente dans le LiF en fonction de la pression.

Seuls un nombre restreint de tirs nous ont permis d'obtenir des données fiables de pression et de température de corps gris résolues en temps. Sur la figure 6.9, deux tirs sont représentés par des nuages de points respectivement noirs et blancs. D'autres tirs ont été obtenus dans le même régime, mais nous nous limitons à ne faire apparaître que les valeurs de température et de pression correspondant au débouché du choc car les données résolues en temps sont de moindre qualité.

De même, les tirs dans le régime de forte intensité laser ($I_{laser} > 4.10^{13}$W.cm^{-2}) ont donné des signaux d'émission propre de bonne qualité, mais la rapide disparition des franges sur les VISAR empêche une mesure simultanée de la pression. Trois points, situés à $p \approx 3$ Mbar, ont été obtenus dans ce régime. Ces derniers ont subi des corrections liées au préchauffage et à l'absorption du LiF décrites ultérieurement.

[2]due aux transitions électroniques à partir des bandes internes du métal vers la bande de conduction.

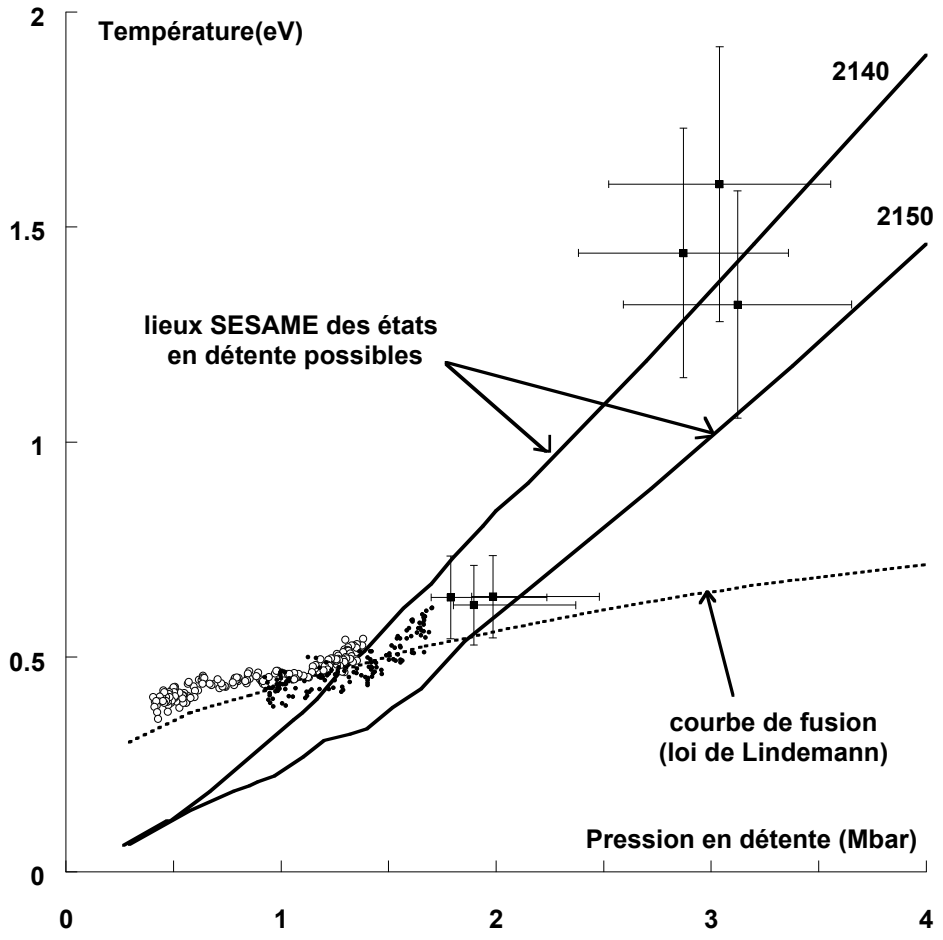

FIG. 6.9 – Température du fer en détente dans le LiF. Nuage de points : données résolues en temps obtenues en 2000 (•) et 2002 (○). Points isolés : mesures effectuées au moment du débouché du choc en 2000.

Tirs résolus en temps

Les deux tirs résolus en temps, bien qu'issus de deux campagnes expérimentales différentes, sont quasiment superposés aux incertitudes près. Ils présentent deux phases : une décroissance rapide de la température, suivi d'une décroissance lente au fur et à mesure que la pression chute à l'interface Fe/LiF (voir fig. 6.10).

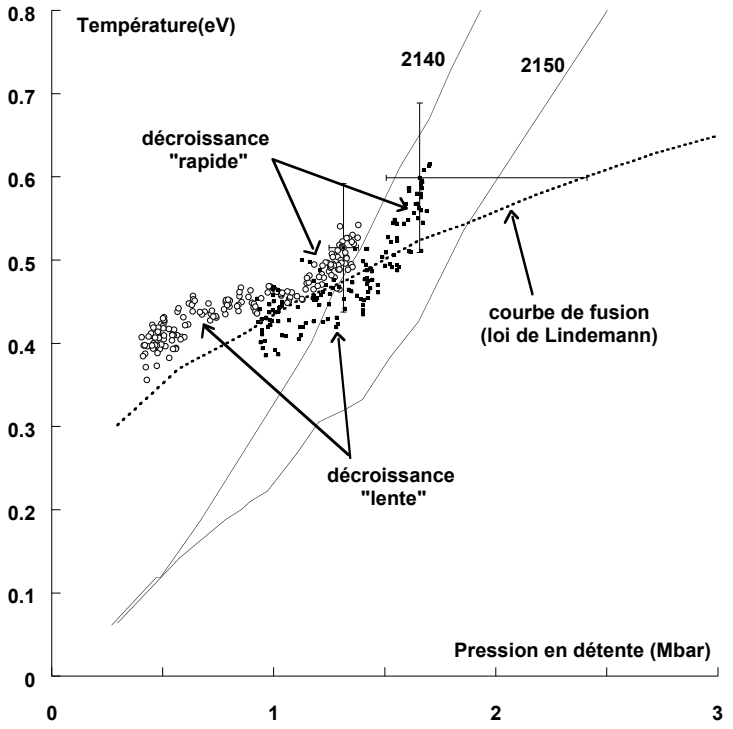

FIG. 6.10 – Données résolues en temps obtenues en 2000 (•) et 2002 (∘).

Phase de décroissance rapide Dans la première phase de décroissance rapide, la température semble évoluer le long de la courbe décrivant le lieu des détentes possibles dans le LiF et donnée par SESAME. Les données privilégient la table 2140, mais étant donné les barres d'erreurs importantes, il est risqué de discriminer catégoriquement une table par rapport à l'autre.

Le tir obtenu en 2000 fait partie de ceux en désaccord avec les simulations hydrodynamiques discutés dans (4.3.3). La barre d'erreur est dissymétrique afin de tenir compte de la vitesse prédite par le code MULTI. On voit a posteriori que pour assurer une cohérence avec le tir de 2002, obtenu lors d'une autre campagne d'expérience et montrant un bon accord avec les simulations, c'est l'hypothèse de non-planéité du choc (cf. chapitre 4) qui semble être la plus proche de la réalité dans ce cas précis.

Dans cette situation, la pression varie peu et l'on peut considérer que le choc est encore maintenu. La température mesurée correspond alors à une succession d'instantanés de chocs de plus en plus faibles (fig. 6.11).

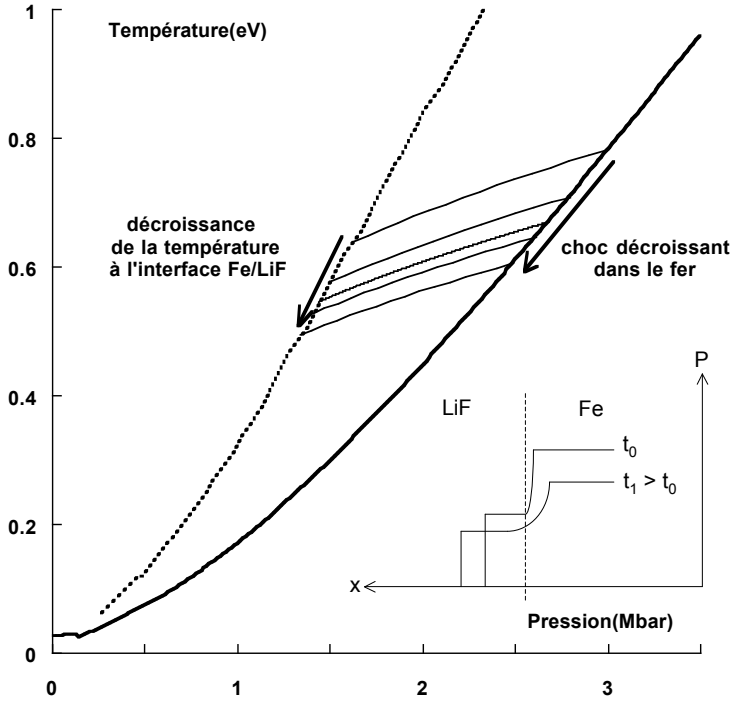

FIG. 6.11 – Décroissance de la température le long des états en détente possible du fer dans le LiF.

Phase de décroissance lente Dans cette phase de décroissance, la pression diminue plus vite au cours du temps alors que la température varie relativement peu. Il n'est plus possible d'associer chaque point à un état sous choc dans le fer dans ce régime, car le choc n'est plus maintenu dans le fer. Les simulations montrent que la pression est alors supérieure dans le LiF (fig. 6.12).

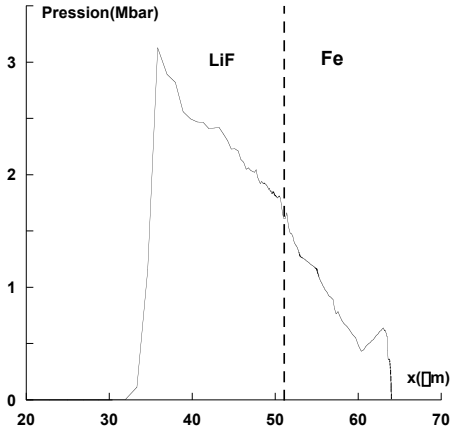

FIG. 6.12 – Profil spatial de pression prédit par MULTI 1 ns après le débouché du choc (simulation non-radiative pour une intensité laser de 3.10^{13}W.cm^2).

Le fait que la température varie lentement alors qu'une gamme étendue de pressions ($\approx 0,5-1,5$ Mbar) est parcourue peut être attribué au croisement des états en détente avec la courbe de fusion du fer. Le fer en détente garde une température élevée car la chaleur latente de fusion n'a pas été totalement restituée à l'extérieur.

On peut s'en convaincre à l'aide d'un modèle simple de fusion : la loi de Lindemann [1910]. Dans ce modèle (dont le but n'est pas de construire une théorie de la fusion mais de calculer la fréquence de vibration d'Einstein d'un solide [Poirier 2000]), le changement d'état solide-liquide est décrit en faisant tendre vers zéro le rapport de la distance séparant les surfaces des sphères atomiques à la distance séparant leurs centres.

L'expression obtenue donne la température de fusion T_f en fonction de la température de fusion dans les conditions standard T_f^0, de la densité et du paramètre de Grüneisen dans les conditions standard γ_0 :

$$T_f = T_f^0 \Big(\frac{\rho_0}{\rho}\Big)^{2/3} \exp\Big(2\gamma_0(1-\frac{\rho_0}{\rho})\Big)$$

Brown & McQueen [1986] évaluent $\gamma_0 = 1,7-2,5$. L'accord de la loi de Lindemann avec nos données expérimentales est trouvé pour $\gamma_0 = 2,5$.

Les points de la phase de décroissance lente peuvent être comparés avec des mesures antérieures de la courbe de fusion du fer comprimé. Sur la figure 6.13, nous constatons que nos mesures sont plutôt en accord avec les travaux de Williams *et al.* [1987] qui ont combiné des mesures statiques et dynamiques pour établir la courbe de fusion du fer jusqu'à 2,5 Mbar.

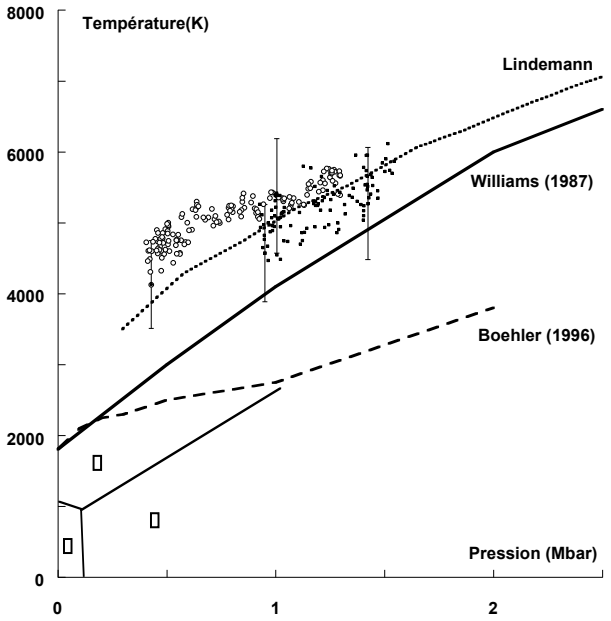

FIG. 6.13 – Comparaison de nos points expérimentaux obtenus le long de la courbe de fusion avec les mesures de Williams *et al.* [1991] et Boehler [1996].

Points isolés dans le plan température-pression

Régime d'intensité laser moyenne Dans ce régime, les autres tirs ne nous ont pas permis d'obtenir une mesure simultanée et résolue en temps de la température et de la pression. Néanmoins, à la lumière de l'analyse effectuée sur les tirs résolus en temps, nous pouvons affirmer que les points isolés correspondent à des états liquides, puisque les températures sont plus élevées que celles correspondant à la courbe de fusion.

Régime d'intensité laser élevée Dans ce régime, les points présentant un signal fiable d'émission propre sont assortis d'une réflectivité qui chute avant le débouché du choc, signe de préchauffage. Nous avons évalué ce dernier à 0,1 eV dans le chapitre 4. Conformément à ce qui a été dit dans (6.2.2), il faut soustraire 0,05 eV à la température en détente afin de se ramener aux conditions de détente issue de l'Hugoniot principale.

De plus, nous savons que dans ce régime (cf. chapitre 4), le LiF devient absorbant, ce qui a pour effet d'écranter l'émission propre (figure 6.14).

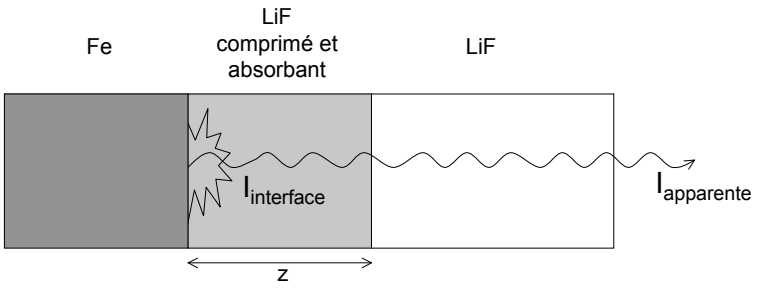

FIG. 6.14 – Ecrantage de l'émission propre de l'interface par le LiF absorbant.

L'émission propre apparente mesurée est

$$I_{apparente} = I_{interface} \exp(-\alpha z)$$

où $I_{interface}$ est l'émission propre réelle à l'interface, α est le coefficient d'absorption du LiF comprimé et z son épaisseur.

Le coefficient d'absorption du LiF comprimé a été mesuré précédemment. Pour les tirs concernés, la mesure donne

$$\alpha \sim 10^6 \mathrm{m}^{-1}.$$

L'épaisseur z du LiF comprimé est déterminée par la vitesse du choc D_{LiF} et le temps de mesure de l'émission propre Δt_{mesure} :

$$z = D_{LiF} \Delta t_{mesure}$$

où D_{LiF} est déduite des tables SESAME à partir de la vitesse d'interface initiale : $D_{LiF} = 15$ km/s^{-1}. Le nombre de coups sur CCD correspondant à l'émission propre apparente est pris à l'instant du débouché du choc, sur une durée $\Delta t = 50$ ps.

On a donc

$$I_{apparente} = e^{-0,75} I_{interface} = 0,47 I_{interface}.$$

L'émission propre apparente est donc typiquement réduite d'un facteur 2 par rapport à l'émission propre de l'interface, liée à la température du fer en détente. L'erreur commise sur la mesure du coefficient d'absorption introduit une erreur relative supplémentaire de $\pm 10\%$ sur la température.

6.3 Estimation de la température de choc

6.3.1 Relation de Mie-Gruneisen

La donnée de la température en détente nous permet d'accéder à la température de choc. Pour cela, partons du second principe de la thermodynamique énonçant la conservation de l'énergie :

$$dS = \frac{d\epsilon + pdV}{T}$$

où S est l'entropie, ϵ l'énergie interne, p la pression et V le volume spécifique.

Comme $d\epsilon$ est une différentielle totale exacte, on a

$$d\epsilon = \frac{\partial \epsilon}{\partial p} dp + \frac{\partial \epsilon}{\partial V} dV.$$

On peut alors écrire

$$dS = \Big(\frac{1}{T}\frac{\partial \epsilon}{\partial p}\Big) dp + \Big(\frac{1}{T}(\frac{\partial \epsilon}{\partial V} + p)\Big) dV = \frac{\partial S}{\partial p} dp + \frac{\partial S}{\partial V} dV$$

et on utilise la propriété énonçant

$$\frac{\partial}{\partial V}\frac{\partial S}{\partial p} = \frac{\partial}{\partial p}\frac{\partial S}{\partial V},$$

soit ici

$$\frac{\partial}{\partial V}\Big(\frac{1}{T}\frac{\partial \epsilon}{\partial p}\Big) = \frac{\partial}{\partial p}\Big(\frac{1}{T}(\frac{\partial \epsilon}{\partial V} + p)\Big),$$

ce qui donne

$$\Big(\frac{1}{T}(\frac{\partial \epsilon}{\partial V} + p)\Big)\frac{\partial T}{\partial p} - \frac{\partial T}{\partial V} = T.$$

En divisant membre à membre par $\frac{\partial \epsilon}{\partial p}$, on obtient

$$-\Big(\frac{\partial \epsilon/\partial V + p}{\partial \epsilon/\partial p}\Big)\frac{\partial T}{\partial p} + \frac{\partial T}{\partial V} = -\frac{T}{\partial \epsilon/\partial p}. \tag{6.4}$$

On reconnaît dans le membre de droite la dérivée le long de $\Phi(p) = V$ de $T(p, V)$. (6.4) peut s'écrire

$$\frac{\partial T}{\partial V} + \Phi'(p)\frac{\partial T}{\partial p} = -\frac{T}{\partial \epsilon/\partial p}$$

avec

$$\Phi'(p) = \frac{dV}{dp} = -\Big(\frac{\partial\epsilon/\partial V + p}{\partial\epsilon/\partial p}\Big),$$

c'est à dire

$$\Big(\frac{dT}{dV}\Big)_S = -\frac{T}{\partial\epsilon/\partial p}$$

où apparaît l'indice S car la transformation est isentropique.

En intégrant membre à membre et en faisant apparaître coefficient de Grüneisen $\gamma = V\frac{\partial p}{\partial \epsilon}$, on obtient la température de choc en fonction de la température en détente :

$$T_{choc} = T_{détente} \exp\Big(-\int_{V_0}^{V} \frac{\gamma}{V} dV\Big)$$

appelée relation de Mie-Grüneisen.

En mesurant la vitesse du son dans le fer comprimé, Brown & McQueen [1986] trouvent $\frac{\gamma}{V} = 19{,}6$ pour le fer liquide. Nous pourrons utiliser cette valeur dans nos conditions expérimentales, puisque nous avons vu dans la section précédente que tous les points obtenus se trouvaient dans la phase liquide à l'instant du débouché du choc.

6.3.2 Hugoniot du fer dans le plan température-pression

A partir des températures initiales en détente nous pouvons calculer la température de choc dans le fer et obtenir des points sur l'Hugoniot dans le plan température-pression (fig. 6.15). Pour les trois points aux pressions les plus élevées, la température de choc sur l'Hugoniot principale à été estimée en soustrayant la température de préchauffage à la température de choc calculée à partir de la température de détente, elle même corrigée de l'absorption dans le LiF.

Les données obtenues semblent favoriser la table 2140. Les températures élevées mesurées suggèrent donc que la contribution des électrons à la chaleur spécifique est plus faible que celle prédite par la table 2150 de Kerley. Il n'est cependant pas raisonnable de discriminer catégoriquement une table par rapport à l'autre, étant donné les barres d'erreurs importantes et les nombreuses hypothèses faites pour estimer la température.

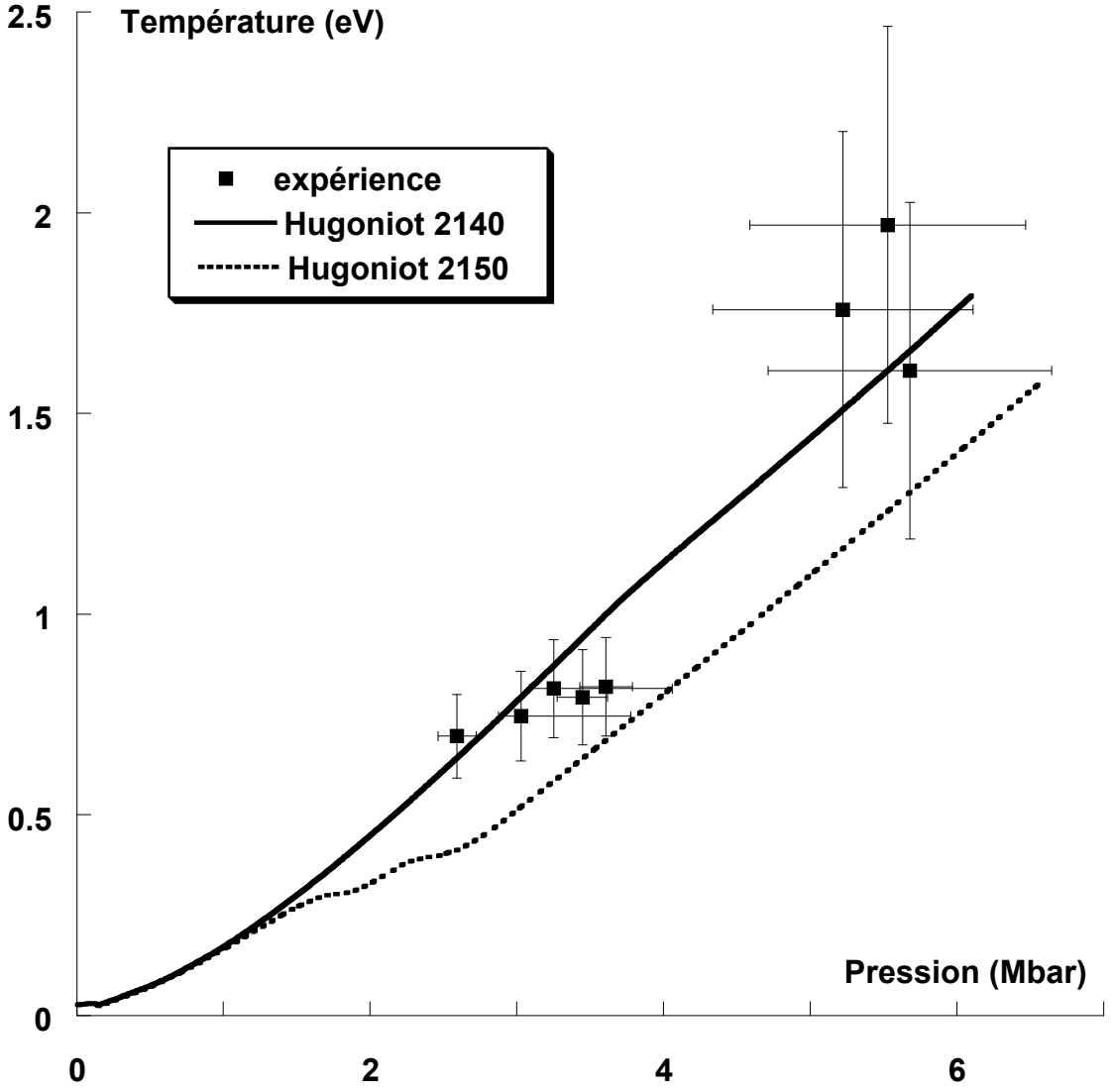

FIG. 6.15 – Température du choc dans le fer et comparaison avec l'hugoniot de la table 2140 (trait continu) et 2150 (pointillés).

6.4 Conclusions

Le diagnostic d'émission propre, dont le principe revient à compter les photons, nous permet d'obtenir une estimation satisfaisante de la température. Sa fiabilité laisse peu de doute, puisque des tirs issus de campagnes d'expérience différentes avec des configurations et des caméras streak distinctes, donnent les mêmes températures.

Toutefois, l'erreur sur la mesure est relativement élevée ($\sim \pm 15\%$ - $\pm 25\%$). Cette erreur est en majeure partie due à l'incertitude sur la réponse en énergie du système constitué de la caméra streak et de la CCD. De plus, les températures obtenues sont relativement basses puisque proches du seuil de détection, situé à $\approx$0,3 eV dans les deux configurations.

Nous n'avons donc pas obtenu de données concernant la fusion sur l'Hugoniot car tous les points obtenus sont en phase liquide sous choc. Cependant, une extrapolation de nos données en détente le long de la loi de Lindemann suggère une température de fusion à l'interface entre le noyau interne et externe (IOB) relativement élevée (7800$\pm$1200K). Cette estimation est en bon accord avec celles de Williams *et al.* [1991] (7600$\pm$500K) et Yoo *et al.* [1993] (6830$\pm$500K), obtenues également par compression dynamique.

Malgré les barres d'erreurs importantes de nos mesures, celles-ci confirment une température de fusion plus élevée que celles obtenues par extrapolation des données statiques obtenues avec des cellules à enclumes de diamant qui sont de l'ordre de 4000K. Boehler [1996] attribue le fait que les températures de fusion sous choc soient élevées aux échelles de temps très courtes intervenant dans les expériences de compression dynamique. Des travaux récents, publiés par Luo & Ahrens [2003] explorent cette hypothèse d'un point de vue théorique. Dans cette théorie, la fusion n'est plus décrite en écrivant que la variation de l'énergie libre de Gibbs est nulle (comme en thermodynamique classique). Au contraire, celle-ci intervient dans le taux de nucléation du fondu dans le solide. Cette quantité est dépendante du taux de chauffage Q. Dans les expériences de compression dynamique, $Q = 10^{12} - 10^{14}$ K.s^{-1}. Luo & Ahrens évoquent alors la possibilité d'obtenir des états métastables surchauffés, c'est à dire solides mais avec une température supérieure à la température de fusion et prédisent la possibilité d'obtenir par choc des températures jusqu'à 25% supérieures à la température de fusion pour le fer solide. Cette théorie paraît tout à fait séduisante car elle permet d'abaisser sensiblement les températures mesurées, et ainsi trouver un meilleur accord avec les travaux statiques. Pour confirmer ces résultats théoriques, une mesure du croisement de l'Hugoniot et de la courbe de fusion est nécessaire. Une baisse de température lors du passage à l'état liquide serait signe de surchauffe.

D'autre part, à partir de mesures de la vitesse du son, Brown [2001] et Ahrens *et al.* [2002] suggèrent la présence d'une phase solide, située entre $\approx$1,5 et 2,5 Mbar et entre 3000 et 5000K, dont la structure cristalline est encore mal déterminée. Cette nouvelle phase solide serait responsable d'un changement de la pente de la courbe de fusion se trouvant entre les pressions atteintes par compression statique ($\approx$2 Mbar) et la région correspondant à la fusion par choc ($\approx$2,5-3 Mbar). Bien que cette hypothèse fasse

l'objet de controverses, il serait cependant intéressant de mesurer des températures dans ce domaine.

Il est alors nécessaire de pouvoir mesurer des températures relativement basses afin de confirmer les résultats obtenus en détente attribués au croisement avec la courbe de fusion, et d'observer la fusion (ou surfusion ?) du fer le long de l'Hugoniot. Pour cela, il faudrait pouvoir acheminer plus de photons vers la caméra streak d'émission propre. Par exemple, dans le cas de la configuration utilisée en 2000, en plaçant un filtre interférentiel rejetant uniquement la longueur d'onde du laser sonde, plutôt qu'un filtre à large bande de réjection, on obtiendrait la courbe température-nombre de coups alternative de la figure 6.16 et ainsi un seuil de détection du système abaissé à 0,2 eV.

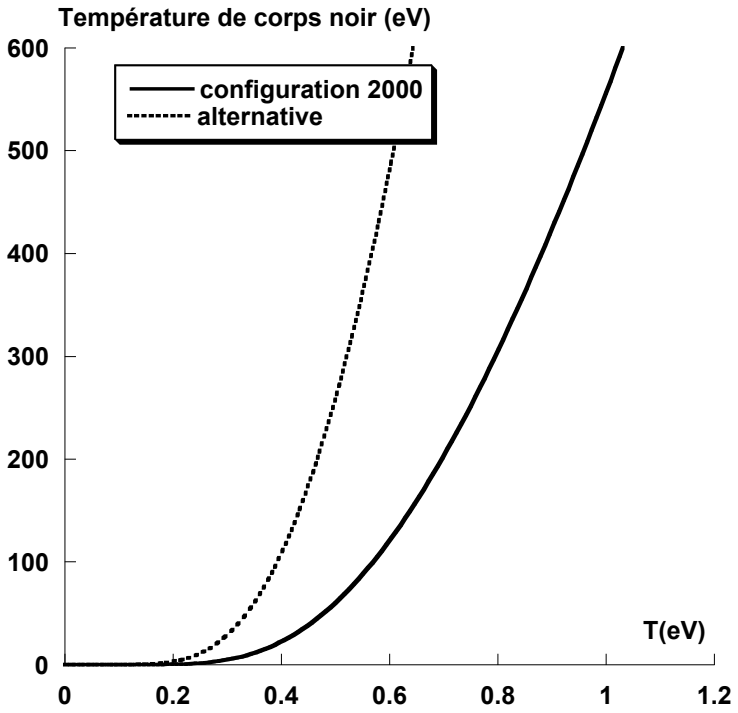

FIG. 6.16 – Courbes température de corps noir-nombre de coups dans le cas de la configuration de 2000 (trait plein) et alternative proposée avec un filtre interférentiel (trait pointillé).

Des tentatives ont été effectuées dans ce sens en prévision de la campagne 2002. Cependant, comme nous utilisions les deux longueurs d'onde du laser sonde, un filtre interférentiel rejecteur à 532 et 1064 nm était nécessaire. Après de nombreuses communications avec les fournisseurs, il semble à ce jour que la technologie des couches minces ne réponde pas encore correctement à de telles exigences, du moins à des coûts non prohibitifs. Un tel type de filtre nécessite l'utilisation de matériaux mous, qui après dépôt sur un substrat de verre auraient de sérieux problèmes d'adhérence. Un effort de développement dans ce domaine s'avère nécessaire.

Pour une température de 3000K, à laquelle le fer comprimé par choc est encore en phase solide, la loi de Wien nous donne $\lambda_{max}T = 2898\mu m.K$: le maximum de la planckienne se trouve donc à la longueur d'onde $\lambda_{max} = 1\mu m$. Il serait alors intéressant de mettre au point une chaîne de mesure de l'émission propre fonctionnant dans l'infrarouge.

Conclusion

Principaux résultats obtenus

Plusieurs résultats concernant l'équation d'état du fer comprimé ont été obtenus au cours des campagnes expérimentales qui ont eu lieu pendant cette thèse. Ce travail a par ailleurs permis de mettre au point de nouvelles techniques expérimentales.

Dans un premier temps, nous nous sommes attachés à mesurer les grandeurs mécaniques que sont la pression et la densité à travers des mesures de vitesses fluide et de vitesses de choc, obtenues par interférométrie VISAR et par mesure de temps de transit. Nous avons ainsi obtenu la première mesure *absolue* de l'équation d'état d'un métal avec un laser. Ces résultats nous ont permis de vérifier un excellent accord entre l'expérience et le support théorique, fourni par les tables SESAME.

Cependant, dans le but de répondre à des problématiques liées à la géophysique, une mesure de la température du fer comprimé est nécessaire, ce qui requiert d'accéder aux propriétés optiques du fer comprimé : réflectivité et émissivité.

C'est pourquoi nous avons utilisé une configuration de cible permettant d'observer la détente partielle du fer dans une fenêtre de fluorure de lithium (LiF). La mesure de la vitesse d'interface permet d'accéder à la pression, supposant connues les polaires de choc du fer et du LiF. Cette tâche s'est trouvée compliquée par l'absence de données sur les propriétés optiques du LiF. C'est en mesurant l'écart entre nos données expérimentales de vitesses d'interface et celles des simulations numériques (déjà éprouvées auparavant) que nous suggérons la possibilité d'une modification des propriétés optiques du LiF. Celui-ci reste transparent jusqu'à $\sim$3 Mbar, mais la dépendance à la compression de son indice de réfraction augmente alors avec un facteur compris entre 2 et 3 par rapport aux lois empiriques déjà établies et décrivant son comportement jusqu'à 1 Mbar. Au delà de 3 Mbar, l'indice du LiF devient complexe. Cependant l'absorption mesurée est plus faible que ce qui est prévu par le modèle semi-conducteur de Hicks *et al.*.

Une fois la mesure de vitesse acquise, nous nous sommes intéressés aux propriétés optiques du fer comprimé, qui ne sont pas déductibles des mesures d'équation d'état. En particulier la mesure de la réflectivité à l'interface Fe/LiF nous a permis d'évaluer la conductivité électrique du fer pur à des pressions de l'ordre du Mbar. Les valeurs trouvées sont en accord satisfaisant avec celles trouvées dans la littérature géophysique. Au cours ce ces expériences, nous avons développé un diagnostic de reflectivité à

deux longueurs d'onde dans le visible et l'infrarouge. En réflectométrie infrarouge, des résultats surprenants ont été obtenus permettant de développer une technique complémentaire de vélocimétrie dans laquelle la fenêtre de LiF se comporte comme une lame d'onde d'épaisseur variant avec la vitesse d'interface.

Enfin, une mesure de la température a été effectuée. Celle-ci est basée sur le comptage de photons lors de l'émergence du front de choc de la cible de fer. Cette luminosité peut en effet être associée à un rayonnement de corps gris équivalent, tenant compte des mesures de réflectivité. Ce diagnostic a permis de mettre en évidence la fusion du fer en détente et donne une courbe de fusion en bon accord avec les travaux de Williams *et al.* [1987]. Du fait du seuil de détection élevé de la chaîne de mesure de l'émission propre, nous n'avons pas obtenu de données concernant la fusion sur l'Hugoniot car tous les points obtenus sont en phase liquide. Cependant, une extrapolation des données de fusion en détente le long de la courbe de Lindemann suggère une température de fusion à l'interface entre le noyau interne et externe (IOB) en bon accord avec celles de Williams *et al.* [1987] (7600±500K) et Yoo *et al.* [1993] (6830±500K), obtenues par compression dynamique.

Perspectives

Schémas de compression

L'installation LULI2000 sera dotée de plus d'énergie et d'une impulsion plus longue (∼4 ns). Il sera alors possible de générer des chocs plus stationnaires, ce qui permettra de se rapprocher des conditions expérimentales offertes par les canons à gaz tout en gardant le bénéfice d'obtenir des pressions très élevées. La mesure de la vitesse du son derrière le front de choc, abordée dans la conclusion du chapitre 3, deviendra envisageable.

Une compression isentropique permettrait également d'obtenir des états plus proches des conditions rencontrées dans les intérieurs planétaires. Pour y arriver, un profilage judicieux de l'impulsion s'avère nécessaire. Par exemple une impulsion en forme de rampe pourrait créer une succession de chocs d'intensité croissante et la composition de ceux-ci tendrait vers une isentrope. L'approche d'un tel schéma a d'ailleurs déjà été envisagée avec une compression par double choc réalisée en éclairant une feuille simple de fer [Benuzzi-Mounaix *et al.* 2004] avec deux impulsions successives : une première impulsion d'intensité 6-7.10^{12}W/cm^2 suivie 700 ps après par une impulsion de 5.10^{13}W/cm^2. L'image VISAR obtenue (fig. 6.17) montre que la face arrière conserve une reflectivité élevée après passage du deuxième choc, signe d'une température relativement basse[3].

En appliquant cette technique sur des cibles Fe/LiF, on pourrait accéder directement à la température de fusion à 3,3 Mbar, alors que le croisement de la courbe de

[3]En effet, nous avons vu dans le chapitre 2 alors qu'une impulsion isolée de 5.10^{13}W/cm^2 chauffait considérablement la face arrière de la cible au point de faire chuter notablement sa réflectivité

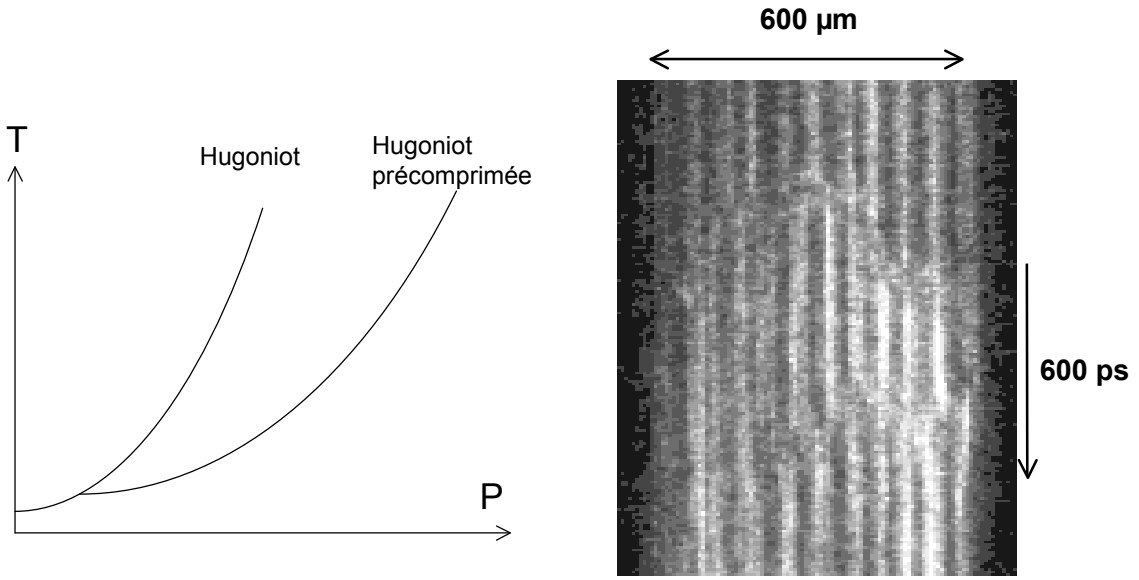

FIG. 6.17 – A gauche, Hugoniot principale et Hugoniot précomprimée : la température le long de cette dernière est beaucoup plus basse. A gauche image VISAR obtenue sur une feuille simple de fer : la reflectivité du second choc reste élevée, signe d'un faible chauffage.

fusion et de l'Hugoniot a lieu à des pressions plus faibles (autour de 2,5 Mbar), ce qui nécessite une extrapolation jusqu'à la pression à l'interface solide-liquide du noyau terrestre.

Diagnostics

Au cours des chapitres précédents, nous avons déjà évoqués des améliorations possibles du dispositif existant. De nombreux développements concernant les techniques de mesures d'équation d'état de matériaux denses comprimé par choc laser peuvent encore être effectués.

De manière générale, les propriétés optiques autour du domaine visible des matériaux comprimés par choc sont encore mal déterminées. Dans nos expériences, la seule observable dont nous disposions était la réflectivité à incidence normale mesurée à une puis deux longueurs d'onde.

Il serait par exemple intéressant de développer une diagnostic d'ellipsométrie. Cette technique, couramment utilisée en microélectronique et dans les technologies d'élaboration des couches minces, est basée sur la mesure de la modification de la polarisation d'un faisceau à la suite à sa réflection sur la surface étudiée. L'indice complexe de la surface est alors accessible.

Dans le domaine X, un diagnostic de réflection de Bragg ou de diffraction au passage à travers la cible permettrait d'avoir une mesure de la densité ainsi que des informations sur la structure cristalline du matériau étudié. Sans nécessairement pouvoir discerner exactement quelle type de structure cristalline est détectée, ce diagnostic permettrait

au moins de savoir si le matériau comprimé est dans une phase solide ordonnée (spectre présentant des pics) ou liquide ou amorphe (spectre plat).

Ainsi, la combinaison de chocs multiples, des diagnostics existants et de diagnostics X permettrait d'une part de vérifier l'existence d'une phase solide (avancée par Brown [2001]) qui serait responsable des discordances entre les mesures statiques et dynamiques de la courbe de fusion. D'autre part, l'obtention d'une information simultanée sur la température et la structure cristalline du fer comprimé fournirait une validation expérimentale de la théorie de la surchauffe métastable avancée par Luo & Ahrens [2003] de tout premier intérêt.

Bibliographie

Ahrens, T. J., Bass, J. D. & Abelson, J. R. (1990). *Shock temperatures in metals.* Dans *Shock Compression of Condensed Matter - 1989*, edité par S. C. Shmidt, J. N. Johnson & L. W. Davison. Elsevier, New York.

Ahrens, T. J., Holland, K. G. & Chen, G. Q. (2002). *Phase diagram of iron, revised core-temperatures.* Geophys. Res. Lett. **29**, p. 54.

Alaterre, P. (1982). Thèse de doctorat, Université de Paris-Sud.

Altshuler, L. V. (1992). Dans *Shock Compression of Condensed Matter - 1991*, edité par S. C. Shmidt. Elsevier, New York.

Altshuler, L. V., Kormer, S. B. & Bakanova, A. A. (1960a). Sov. Phys. JETP **11**, p. 573.

Altshuler, L. V., Kormer, S. B., Brazhnik, M. I., Vladimirov, L. A., Speranskaya, M. P. & Futikov, A. I. (1960b). *The isentropic compressibility of aluminium, copper, lead and iron at high pressures.* Sov. Phys. JETP **11**, p. 766.

Altshuler, L. V., Krupnikov, K. K. & Ledenev, B. N. (1958). Sov. Phys. JETP **7**, p. 606.

Amiranoff, F., Fabbro, R., Fabre, E., Labaune, C. & Weinfeld, M. (1982). J. of Phys. **43**, p. 1037.

Anderson, O. L. & Duba, A. (1997). *Experimental melting curve of iron revisited.* J. Geophys. Res. **102**, p. 22659–22669.

Ashcroft, N. W. & Mermin, N. D. (1976). *Solid State Physics.* Harcourt Publications, New York.

Barker, L. M. & Hollenbach, R. E. (1970). *Shock-wave studies of PMMA, fused silica and sapphire.* J. Appl. Phys. **41**, p. 4208.

Barker, L. M. & Schuler, K. W. (1974). *Correction to the velocity-per-fringe relationship for the VISAR.* J. Appl. Phys. **45**, p. 4789.

Benuzzi, A. (1997). *Génération de hautes pressions par choc laser : application à la mesure d'équations d'état.* Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique.

Benuzzi, A., de Wispelaere, E., Krishnan, J., Descamps, D., Koenig, M. & Malka, V. (1995). *Calibration temporelle et spectrale d'une caméra visible à balayage de fente.* Rapport technique, LULI.

Benuzzi-Mounaix, A., Koenig, M., Faral, B., Krishnan, J., Pisani, F., Batani, D., Bossi, S., Beretta, D., Hall, T., Ellwi, S., Hüller, S., Honrubia, J. & Grandjouan, N. (1998). *Preheating study by reflectivity measurements in laser-driven shocks.* Phys. Plasmas **6**, no. 5, p. 2410–2420.

Benuzzi-Mounaix, A., Koenig, M., Huser, G., Faral, B., Batani, D., Henry, E., Tomasini, M., Hall, T. & Guyot, F. (2004). à paraître.

Benuzzi-Mounaix, A., Koenig, M., Huser, G., Faral, B., Batani, D., Henry, E., Tomasini, M., Hall, T., Marchet, B., Boustie, M., de Ressegguier, T., Hallouin, M., Guyot, F., Andrault, D. & Charpin, T. (2002). *Absolute equation of state measurements of iron using laser driven shocks.* Phys. Plasmas **9**, no. 6, p. 2466–2469.

Benuzzi-Mounaix, A., Löwer, T., Faral, M. K. B., Batani, D., Beretta, D., Danson, C. & Pepler, D. (1996). *Indirect and direct laser driven shock waves and applications to copper equation of state measurements in the 10–40 Mbar pressure range.* Phys. Rev. E **54**, no. 2, p. 2162–2165.

Bett, T., Danson, C. & Jinks, P. (1995). Appl. Opt. **34**, p. 4025.

Blanco, E. (1997). *Température et emissivité des matériaux sous choc - Etude expérimentale par pyrométrie optique à travers un matériau fenêtre.* Thèse de doctorat, Université de Paris X - Nanterre.

Boehler, R. (1992). *Melting of the Fe-FeO and the Fe-FeS systems at high pressure : Constraints on core temperatures.* Earth Planet. Sci. Lett. **111**, p. 15853–15860.

Boehler, R. (1993). *Temperatures in the earth's core from melting point measurements of iron at high static pressures.* Nature **363**, p. 534.

Boehler, R. (1996). *Melting of mantle and core materials at very high pressures.* Phil. Trans. R. Soc. Lond. **354**, p. 1265–1278.

Born, M. & Wolf, E. (1980). *Principles of Optics.* Pergamon Press, Oxford.

Brown, J. M. (2001). *The equation of state of iron to 450GPa : Another high pressure solid phase ?* Geophys. Res. Lett. **28**, p. 4339–4342.

Brown, J. M. & McQueen, R. G. (1986). *Phase transitions, Grüneisen parameter and elasticity for shocked iron between 77GPa and 400GPa.* J. geophys. Res. **91**, p. 7485.

Burstein, E. & Smith, P. L. (1948). *Photoalestic properties of cubic crystals.* Phys. Rev. **74**, p. 229.

Cauble, R., Perry, T. S., Bach, D. R., Budil, K. S., Hammel, B. A., Collins, G. W., Gold, D. M., Dunn, J., Celliers, P., Silva, L. B. D., Foord, M. E., Wallace, R. J., Stewart, R. E. & Woolsey, N. C. (1998). *Absolute equation-of-state data in the 10–40 Mbar (1–4 TPa) regime.* Phys. Rev. Lett. **80**, no. 6, p. 1248–1251.

Celliers, P. & Ng, A. (1993). *Optical probing of hot and expanded states produced by shock release.* Phys. Rev. E **47**, no. 5, p. 3547–3565.

Celliers, P. M., Collins, G. W., Silva, L. B. D., Gold, D. M., Cauble, R., Wallace, R. J., Foord, M. E. & Hammel, B. A. (2000). *Shock-induced transformation of liquid deuterium into a metallic fluid.* Phys. Rev. Lett. **84**, p. 5564.

Da Silva, L., Celliers, P., Collins, G. W., Budil, K. S., Holmes, N. C., Jr., T. W. B., Hammel, B. A., Kilkenny, J. D., Wallace, R. J., Ross, M., Cauble, R., Ng, A. & Chiu, G. (1997). *Absolute equation of state measurements on shocked liquid deuterium up to 200 GPa (2 Mbar).* Phys. Rev. Lett. **78**, no. 3, p. 483–486.

Drude, P. (1900). Annalen der Physik **1**, p. 566.

Eddington, A. S. (1930). *The Internal constitution of the Stars.* Cambridge University Press, Cambridge.

Eidmann, K., Meyer-ter-Vehn, J., Schlegel, T. & Huller, S. (2000). *Hydrodynamic simulation of subpicosecond laser interaction with soli-density matter.* Phys. Rev. E **62**, p. 1202–1215.

Fabbro, R. (1980). *Etude de l'influence de la longueur d'onde laser sur les processus de conduction thermique et d'ablation dans les plasmas créés par laser.* Thèse d'etat, Université de Paris-Sud.

Fabre, E., Amiranoff, F., Fabbro, R. & Labaune, C. (1980). *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research.* IAEA, Vienne.

Fiquet, G., Badro, J., Guyot, F., Requardt, H. & Krisch, M. (2001). *Sound velocities in iron to 110 gigapascals.* Science **291**, p. 468–471.

Fortov, V. E. & Mintsev, V. B. (2002). *Strongly coupled plasma physics at megabar pressures.* Dans *High pressure phenomena*, edité par R. J. Hemley & G. L. Chiarotti, p. 127–147. IOS Press, Amsterdam.

Gerritsen, A. N. (1956). *Metallic Conductivity.* Springer-Verlay Press, Berlin.

Gladstone, J. H. & Dale, T. P. (1863). *Researches on the refraction, dispersion and sensitiveness of liquids.* Phil. Trans. Roy. Soc. London **153**, p. 317—-343.

Goosman, D. R. (1975). *Analysis of the laser velocity interferometer.* J. Appl. Phys. **46**, no. 8, p. 3516—-3524.

Greenwood, D. A. (1958). Proc. Phys. Soc. London **715**, p. 585.

Gu, C., Tan, H., Jing, F. & Gou, Q. (1992). Dans *Proceedings of the 2nd International Symposium on Intense Dynamic Loading and Its Effects*, edité par G. Zhang & S. Huang, p. 298–303. Sichuan University Press.

Hardesty, D. R. (1976). *On the index of refraction of shock compressed liquid nitromethane.* J. Appl. Phys. **47**, p. 1994.

Henry, E. (2003). *Equation d'état et métallisation de l'eau comprimée par choc laser.* Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique-Université Milano-Bicocca.

Hicks, D. G., Celliers, P. M., Collins, G. W., Eggert, J. H. & Moon, S. J. (2003). *Shock-induced transformation of Al_2O_3 and LiF into semiconducting liquids.* Phys. Rev. Lett. **91**, p. 035502.

Hohenberg, P. & Kohn, W. (1964). *Inhomogeneous electron gas.* Phys. Rev. **136**, p. B864.

Hüller, S., Meyer-ter-Vehn, J., Löwer, T., & R.Sigel (1994). *Annual report.* Rapport technique 0171-4546, GSI-94.

Ioffe, A. F. & Regel, A. R. (1960). Prog. Semicond. **4**, p. 237.

Kerley, G. I. (1992). *Multiphase equation of state for iron.* Rapport technique SAND93-0027, Sandia national Laboratories.

Knittle, E. & Jeanloz, R. (1991). *The high pressure and phase diagram of $FeO_{0.94}$: A possible constituent of the earth's core.* J. Geophys. Res. **96**, p. 16169–16180.

Koenig, M., , Faral, B., Boudenne, J. M., Batani, D., Benuzzi, A., Bossi, S., Rémond, C., Perrine, J. P., Temporal, M. & Atzeni, S. (1995). *Relative consistency of equations of state by laser driven shock waves.* Phys. Rev. Lett. **74**, no. 12, p. 2260–2263.

Koenig, M., , Faral, B., Boudenne, J. M., Benuzzi-Mounaix, A., Batani, D. & Bossi, S. (1994). *Optical smoothing techniques for shock wave generation in laser-produced plasmas.* Phys. Rev. E **50**, no. 5, p. 3314–3317.

Koenig, M., Benuzzi-Mounaix, A. & Batani, D. (2000). *Des coeurs de planète en laboratoire.* La Recherche **330**, p. 46.

Kohn, W. & Sham, L. J. (1965). *Self-consistent equations including exchange and correlation effects.* Phys. Rev. **140**, p. A1133.

Kormer, S. B. (1968). *Optical study of the characteristics of shock-compressed condensed dielectrics.* Sov. Phys. Usp. **11**, no. 2, p. 229.

Kormer, S. B., Yushko, K. B. & Kirshkevich, G. V. (1966). *Dependence of the refractive index on the density of the solid and liquid phases of shock-compressed ionic crystals. relaxation time of phase transformation under shock compression.* JETP Lett. **3**, p. 39.

Krupnikov, K. K., Bakanova, A. A. & Brazhnik, M. I. (1963). Sov. PHys. Dokl. **8**, p. 205.

Kubo, R. (1957). J. Phys. Soc. Jpn. **12**, p. 570.

Labaune, C., fabre, E., Max, C. E., Fabbro, R., Amiranoff, F., Virmont, J., Weinfeld, M. & Michard, A. (1982). Phys. Rev. Lett. **48**, p. 1018.

Laio, A. (1999). *Simulation of Iron at Earth's Core Conditions.* Thèse de doctorat, International School for Advanced Studies - Trieste.

Laio, A., Bernard, S., Chiarotti, G. L., Scandolo, S. & Tosatti, E. (2000). *Physics of iron at earth's core conditions.* Science **287**, p. 1027.

Laplace, P.-S. (1825). *Traité de mécanique céleste*, chapitre 5, p. 48–50. Bachelier, Paris.

Lee, Y. T. & More, R. M. (1984). *An electron conductivity model for dense plasmas.* Phys. Fluids **27**, no. 5, p. 1273–1286.

Lindemann, F. A. (1910). *Uber die berechnung molekularer eigenfrequezen.* Physikalisches Zeitsch. **11**, p. 609–612.

Luo, S. N. & Ahrens, T. J. (2003). *Superheating systematics of crystalline solids.* Applied Physics Letters **82**, no. 12, p. 1836–1838.

Lyzenga, G. A. & Ahrens, T. J. (1979). *Multiwavelength optical pyrometer for shock compression experiments.* Rev. Sci. Instrum. **50**, p. 1421–1424.

Löwer, T., Sigel, R. & Eidmann, K. (1994). *Uniform multimegabar shock waves in solids driven by laser-generated thermal radiation.* Phys. Rev. Lett. **72**, no. 20, p. 3186–3189.

Mao, H. K., Bell, P. M., Shaner, J. W. & Steinberg, D. J. (1978). *Specific volume measurements of Cu, Mo, Pd, and Ag and calibration of the ruby R_1 fluorescence pressure gauge from 0.06 to 1 Mbar.* J. Appl. Phys. **49**, p. 3276.

Ming, L. C. & Bassett, W. A. (1974). *Laser heating in the diamond press up to 2000°C sustained and 3000°C pulsed at pressures up to 260 kilobars.* Rev. Sci. Instrum. **45**, p. 1115.

Mora, P. (1982). *Theoretical model of absorption of laser light by a plasma.* Phys. Fluids **25**, no. 6, p. 1051.

Murnaghan, F. D. (1967). *Finite Deformation of an elastic Solid.* Dover, New York.

Nguyen, J. C. & Holmes, N. C. (2000). Dans *Shock Compression of Condensed Matter-1999*, edité par M. D. Furnish, L. C. Chhabildas & R. S. Hixson, p. 81–84. AIP, Melville, NY.

Poirier, J.-P. (1986). *Dislocation melting of iron and the temperature of the earth's core.* Geophys. J. R. astr. Soc. **85**, p. 315–328.

Poirier, J.-P. (1994). *Light elements in the earth's outer core : A critical review.* Phys. Earth Planet. Interiors **85**, p. 319–337.

Poirier, J. P. (2000). *Introduction to the Physics of the Earth's Interior.* Cambridge University Press, Cambridge.

Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T. & Flannery, B. P. (1992). *Numerical Recipes in C*, chapitre 10. Cambridge University Press, Cambridge.

Ragan, C. E. (1984). *Shock-wave experiments at threefold compression.* Phys. Rev. A **49**, no. 3, p. 1391–1402.

Ramis, R., Schmalz, R. & Meyer-ter-Vehn, J. (1988). *MULTI : a computer code for one-dimensional multigroup radiation hydrodynamics.* Comput. Phys. Commun. **49**, p. 475.

Recoules, V., Renaudin, P., Clérouin, J., Noiret, P. & Zérah, G. (2002). *Electrical conductivity of hot expanded aluminium : Experimental measurements and ab initio calculations.* Phys. Rev. E **66**, p. 056412.

Renaudin, P., Blancard, C., Faussurier, G. & Noiret, P. (2002). *Combined pressure and electrical-resistivity measurements of warm dense aluminium and titanium plasmas.* Phys. Rev. Lett. **88**, p. 215001.

Saxena, S. K., Shen, G. & Lazor, P. (1994). *Temperature in earth's core based on melting and phase transformation experiments on iron.* Science **264**, p. 405–407.

Secco, R. A. & Schloessin, H. H. (1989). *The electrical resistivity of solid and liquid Fe at pressures up to 7 GPa.* J. Geophys. Res. **94**, no. B5, p. 5887–5894.

SESAME (1992). *The LANL Equation of State Database.* Rapport technique LA-UR-92-3407, LANL.

Setchell, R. E. (1979). *Index of refraction of shock-compressed fused silica and sapphire.* J. Appl. Phys. **50**, p. 8186.

Shkarovsky, I. P., Johnston, T. W. & Bashynski, M. P. (1966). *The particles kinetics of plasmas.* Addison-Wesley, Reading, MA.

Tang, W., Zhang, R., Jing, F. & Hu, J. (1996a). *Apparent spectral radiance at shocked metal/window interface.* Dans *Shock Compression of Condensed Matter - Seattle 1995*, p. 917–920.

Tang, W., Zhang, R., Jing, F. & Hu, J. (1996b). *Restudy on the thermal relaxation at interfaces following shock compression.* Dans *Shock Compression of Condensed Matter - Seattle 1995*, p. 279–282.

Trunin, R. F. (1994). *Shock compressibility of condensed materials in strong shock waves generated by underground nuclear explosions.* Sov. Phys. Usp. **37**, no. 11, p. 1123–1145.

Trunin, R. F., Podurets, M. A. & Popov, L. V. (1992). *Measurement of the compressibility of iron at 5,5 TPa.* Sov. Phys. JETP **75**, p. 777.

Utsumi, W., Weidner, D. J. & Liebermann, R. C. (1998). Dans *Properties of Earth and Planetary Materials at High Pressure and Temperature*, edité par M. G. Manghnani & T. Yagi. AGU, Washington, DC.

Weaver, J. H. & Frederikse, H. P. R. (2000). *CRC Handbook of Chemistry and Physics.* CRC Press, Boca Raton.

Weir, C. E., Lippincott, E. R., Van Valkenburg, A. & Bunting, E. N. (1959). J. Res. Natl. Bur. Stand. Sec. C **69**, p. 275.

Williams, Q., Jeanloz, R., Bass, J., Svendsen, B. & Ahrens, T. J. (1987). *The melting curve of iron to 250 GPa : A constraint on the temperature at earth's center.* Science **236**, p. 181–182.

Williams, Q., Knittle, E. & Jeanloz, R. (1991). *The high-pressure melting curve of iron : A technical discussion.* J. Geophys. Res. **96**, p. 2171–2184.

Wise, J. S. & Chhabildas, L. C. (1986). *Laser interferometer measurements of refractive index in shock-compressed materials.* Dans *Shock Waves in Condensed Matter*, edité par Y. M. Gupta, p. 441. Plenum, New York.

Wooten, F. (1972). *Optcal Properties of Solids.* Academic Press, New York.

Yagi, T. (2002). *Experimental overview of large-volume techniques.* Dans *High pressure phenomena*, edité par R. J. Hemley & G. L. Chiarotti, p. 41–54. IOS Press, Amsterdam.

Yoo, C., Holmes, N., Ross, M., Webb, D. & C.Pike (1993). *Shock temperatures and melting of iron at earth's core conditions.* Phys. Rev. Lett. **70**, p. 3931–3934.

Zel'dovich, Y. B. & Raizer, Y. P. (1959). *Physical phenomena that occur when bodies compressed by a strong shock wave expand in vacuo.* Sov. Phys. JETP **6**, no. 6, p. 980–982.

Zel'dovich, Y. B. & Raizer, Y. P. (1967). *Physics of shock waves and high temperature hydrodynamic phenomena.* Academic, New York.

Zha, C. S., Duffy, T. S., Downs, R. T., Mao, H. K., Hemley, R. J. & Weidner, D. J. (1998). *Brillouin scattering and X-ray diffraction of san carlos olivine : direct pressure determinetion to 32 GPa.* Earth Planet. Sci. Lett. **159**, p. 25–33.

Equation d'état du fer comprimé par choc laser Cette thèse s'inscrit dans le cadre des recherches menées sur l'équation d'état de matériaux fortement comprimés. En particulier cette étude se focalise sur le cas du fer comprimé par choc laser. Le but est alors de se rapprocher des conditions du noyau terrestre, constitué d'une graine solide entourée de fer liquide. La compréhension des phénomènes décrivant la thermodynamique du noyau et le processus de géodynamo requiert la connaissance du lieu de la courbe de fusion du fer à l'interface solide-liquide du noyau à 3,3 Mbar. Plusieurs expériences ont été menées dans ce but. Dans un premier temps, une mesure absolue de l'Hugoniot du fer a été effectuée. Vient ensuite une étude des états en détente partielle du fer dans un matériau fenêtre, le fluorure de lithium (LiF). Cette configuration permet un accès direct aux propriétés optiques du fer comprimé (réflectivité et émission propre). La mesure de la vitesse d'interface, largement dépendante des propriétés optiques du LiF comprimé, sert de jauge de pression. A l'aide d'un diagnostic de réflectivité à deux longueurs d'onde, la conductivité électrique continue du fer comprimé a été estimée et se trouve être en bon accord avec les résultats annoncés par la littérature géophysique. Le diagnostic d'émission propre a quant à lui permis d'effectuer une mesure de la température du fer en détente partielle, mettant en évidence le changement d'état solide-liquide à des pressions de l'ordre du Mbar.

Mots clés : Ondes de choc, géophysique, courbe d'Hugoniot, interférométrie VISAR, réflectivité, émission propre, température de choc, détente partielle, matériau fenêtre LiF, courbe de fusion du fer.

Equation of state of laser-shock compressed iron This PhD thesis enters the field of highly compressed materials equation of state studies. In particular, it focuses on the case of laser shock compressed iron. This work indeed aims at getting to the conditions of the Earth's core, comprising a solid inner core and a liquid outer core. The understanding of phenomena governing the core's thermodynamics and the geodynamo process requires the knowledge of iron melting line locus around the solid-liquid interface at 3.3 Mbar. Several experiments were performed to that extent. First, an absolute measurement of iron Hugoniot was obtained. Following is a study of partially released states of iron into a window material : lithium fluoride (LiF). This configuration enables direct access to compressed iron optical propreties such as reflectivity and self-emission. Interface velocity measurement is dominated by compressed LiF optical properties and is used as a pressure gauge. Using a dual wavelength reflectivity diagnostic, compressed iron electrical conductivity was estimated and found to be in good agreement with previous results found in geophysics literature. Self-emission diagnostic was used to measure temperature of partially released iron and revealed a solid-liquid phase transition at Mbar pressures.

Keywords : Shockwaves, geophysics, Hugoniot curve, VISAR interferometry, reflectivity, self-emission, shock temperature, partial release, LiF window material, iron melting curve.