



Mesure de l'équation d'état de matériaux poreux à l'aide d'ondes de choc générées par laser.

Franck Philippe

► To cite this version:

Franck Philippe. Mesure de l'équation d'état de matériaux poreux à l'aide d'ondes de choc générées par laser.. Optique [physics.optics]. Ecole Polytechnique X, 2001. Français. NNT: . pastel-00503036

HAL Id: pastel-00503036

<https://pastel.hal.science/pastel-00503036>

Submitted on 16 Jul 2010

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.

**ETUDE DE L'EQUATION D'ETAT DE MATERIAUX POREUX A
L'AIDE D'ONDES DE CHOC GENEREES PAR LASER**

Sommaire

Introduction

I. METHODES DE COMPRESSION

- I.1 Méthode statique : Enclume à diamant
- I.2 Méthodes dynamiques
 - I.2.1 Canon à gaz
 - I.2.2 Génération d'un choc par laser
 - I.2.2.1 Introduction
 - I.2.2.2 Mécanisme d'interaction laser-matière, transport d'énergie
 - I.2.2.3 Estimation des paramètres du choc produit par un laser intense
- I.3 Lois des chocs
 - I.3.1 Qu'est ce qu'une onde de choc
 - I.3.2 Le choc en milieu homogène
 - I.3.2.1 Relations de Rankine-Hugoniot
 - I.3.2.2 Courbe d'Hugoniot, irréversibilité et chocs multiples
 - I.3.2.3 Polaire de choc, détermination directe d'équation d'état
 - I.3.3 Traversée d'une interface par un choc
 - I.3.3.1 Désadaptation d'impédance
 - I.3.3.2 Détermination indirecte d'équation d'état

II. EQUATIONS D'ETAT

- II.1 Généralités
- II.2 Equations d'états électroniques : TF, TFD
- II.3 Equations d'états ioniques
- II.3 Modèle QEOS
- II.3 Tables SESAME
- Bibliographie

III. MESURE D'EQUATION D'ETAT PAR DESADAPTATION D'IMPEDANCE

- III.1 Principe et objectif de l'expérience
- III.2 La source laser et les diagnostics standards
 - III.2.1 La chaîne nanoseconde du LULI
 - III.2.2 Lissage optique
 - III.2.3 Caméras à balayage de fente
- III.3 Montage expérimental
- III.4 Cibles
 - III.4.1 Choix
 - III.4.1.1 Choix de l'ablateur
 - III.4.1.2 Choix du matériau de référence
 - III.4.1.3 Structure « bi-marche » pour un matériau transparent
 - III.4.2 Simulations numériques correspondantes
 - III.4.3 Technique de fabrication
- III.5 Résultats et confrontation aux modèles existants
 - III.5.1 Précision des mesures
 - III.5.2 Comparaison avec SESAME et QEOS
 - III.5.3 Présentation des résultats
 - III.5.4 Interprétation
- III.6 Effets de densité
- III.7 Evaluation du préchauffage et de ses effets
- III.8 Accélération du choc dans la cible
- Bibliographie

IV. Mesure d'équation d'état par VISAR

- IV.1 Principe et objectif de l'expérience
- IV.2 Le VISAR : Description, principe physique et mode d'emploi.
 - IV.2.1 Principe de fonctionnement
 - IV.2.1.1 Interféromètre de Mach-Zehnder
 - IV.2.1.2 Schéma et réglage du VISAR
 - IV.2.1.3 Relation fondamentale
 - IV.2.2 Limite de résolution
 - IV.2.3 Implémentation
- IV.3 Montage expérimental
- IV.4 Résultats expérimentaux
 - IV.4.1 Vitesses mesurées, Identification
 - IV.6.2 Informations sur l'équation d'état
- IV.5 Mesure de conductivité
 - IV.6.1 Lien entre conductivité et réflectivité
 - IV.6.2 Résultats expérimentaux
- IV.6 Conclusions
- Bibliographie

CONCLUSION

ANNEXES

Le code MULTI

Calibration en énergie de la caméra à balayage de fente



INTRODUCTION

Quelques mots sur le contexte général de l'étude

La physique des hautes pressions, et particulièrement la mesure des équations d'état, s'est développée pour répondre aux besoins d'autres disciplines où la connaissance quantitative du comportement de la matière fortement comprimée est fondamentale. Ainsi, en géophysique, la compréhension de la structure interne de la terre¹ dépend de l'équation d'état du fer et de ses propriétés physiques². Une situation similaire se rencontre en planétologie pour d'autres éléments (structure de Jupiter et équation d'état de l'hydrogène³, structure d'Uranus et équation d'état de l'eau⁴...). Plus généralement, l'équation d'état des matériaux constituant un objet astrophysique intervient nécessairement dans l'étude théorique de sa structure interne pour fermer le système des équations de l'hydrostatique⁵.

Les premières méthodes d'étude étaient des méthodes de compression statiques, telles que les cellules à enclumes de diamant. Bien que ces méthodes connaissent actuellement des améliorations qui en étendent le domaine d'application, leurs limites (faible pression maximale, caractère isotherme de la compression) ont poussé au développement de voies nouvelles. Les ondes de choc générées par laser se sont affirmées comme un outil privilégié pour ces recherches. Depuis l'arrêt des essais nucléaires (dont la contribution à la mesure d'équations d'état est résumée dans les articles de Ragan III⁶ du côté américain et Trunin⁷ du côté russe), cette méthode est celle qui permet d'atteindre les pressions les plus élevées (750 Mbar en 1993 à Livermore, par collision de feuilles d'or⁸). Si cette possibilité existe depuis le développement de grands lasers de puissance destinés à la recherche sur la fusion par confinement inertiel, son emploi pour des mesures précises est récent⁹. Ceci n'est en effet devenu envisageable que grâce à des travaux préalables sur les conditions indispensables de qualité du choc : l'introduction du lissage optique pour assurer l'uniformité du choc, l'étude de sa stationnarité et du préchauffage. Il s'agit donc d'un domaine encore imparfaitement exploré, et les matériaux à étudier sont nombreux. Parmi ceux-ci, les matériaux poreux revêtent un caractère particulier et cette thèse s'attache à la mesure de leur équation d'état.

L'étude des matériaux poreux (« mousses ») à haute pression est effectuée en vue de leurs nombreuses applications, dans le domaine de la fusion par confinement inertiel, des expériences d'astrophysique en laboratoire, aussi bien que dans le but d'une meilleure compréhension fondamentale de ces matériaux exotiques dans des conditions extrêmes.

Dans le cadre de la fusion par confinement inertiel, les mousses plastiques sont employées dans certains schémas de cibles (en attaque directe) ou pour le remplissage de cavités (en attaque indirecte). Elles présentent en effet des propriétés intéressantes du point de vue hydrodynamique, et pour le lissage thermique des inhomogénéités d'éclairement^{10,11}. L'objectif de la fusion par confinement inertiel est de déclencher l'ignition de réactions de fusion thermonucléaire en comprimant une cible constituée d'un mélange de deutérium et de tritium. Dans le scénario dit d'*attaque directe*, on utilise l'ablation des couches extérieures de la cible sphérique par un éclairage laser pour engendrer par réaction des ondes de chocs convergeant en son centre afin d'y créer les conditions de température et de densité propres à l'allumage des premières réactions de fusion. Celles-ci doivent alors déposer suffisamment d'énergie, et le mélange autour du point chaud doit être suffisamment dense, pour que la combustion se propage à toute la cible. Les instabilités hydrodynamiques amplifiant les moindres irrégularités de l'onde de choc, il est indispensable pour la réussite de cette méthode d'avoir le dépôt d'énergie le plus homogène possible. En complément aux méthodes optiques, l'emploi des mousses s'est avéré une solution intéressante.

En effet, revêtir une cible de mousse de faible densité permet de créer très rapidement un plasma surcritique (c'est-à-dire dans lequel la lumière du laser ne peut se propager) de taille importante (comparable à l'épaisseur de la mousse). A travers cette zone, l'énergie est transmise par conduction thermique jusqu'au front d'ablation où le choc est engendré. C'est essentiellement la conduction thermique latérale qui va diffuser l'énergie et permettre le lissage effectif de son profil au front d'ablation, c'est-à-dire son « empreinte » sur l'hydrodynamique (cf. fig. 1).

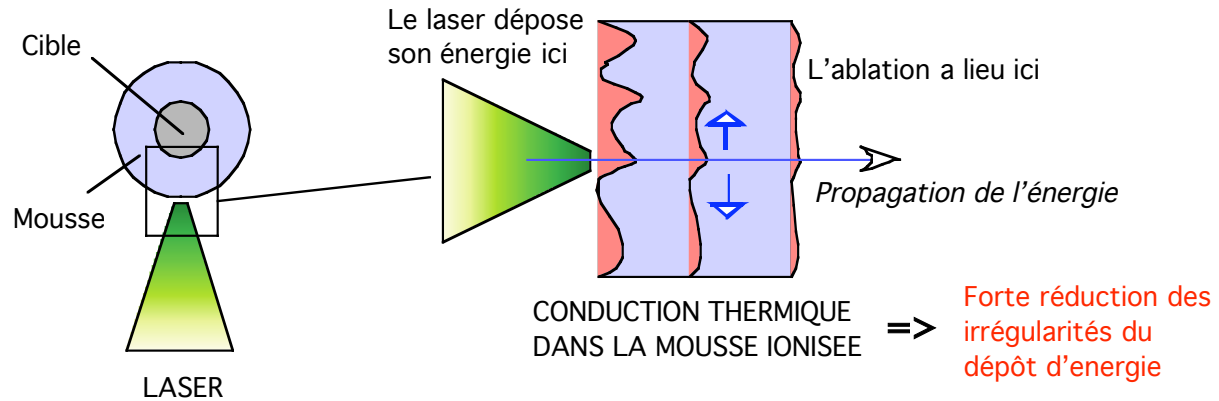


Figure 1 : Utilisation de mousses pour le lissage du dépôt d'énergie en attaque directe.

Pour une comparaison fiable avec les schémas de cibles concurrents, tels ceux utilisant un ablateur de beryllium, actuellement privilégiés¹², il est nécessaire de bien connaître leurs propriétés, et notamment leur équation d'état. En effet, le choix final et l'optimisation de la cible sont effectués essentiellement sur la base de simulations hydrodynamiques, dont la validité dépend notamment de celle des équations d'état utilisées.

Dans le cadre des expériences d'astrophysique en laboratoire, les mousses plastiques offrent un moyen de simuler les milieux de faible densité relative. Elle peuvent être utilisées par exemple comme analogue d'atmosphères stellaires ou du milieu interstellaire. On citera notamment les expériences de Drake *et al.*^{13,14} et Benuzzi *et al.*¹⁵, simulant l'explosion d'une supernova. L'intérêt majeur des expériences réalisables actuellement avec des lasers intenses semble résider dans la validation des codes hydrodynamiques utilisés par les astrophysiciens¹⁶. Une comparaison détaillée des résultats numériques et des résultats expérimentaux demande à nouveau une bonne connaissance de l'équation d'état des matériaux utilisés comme analogues des milieux astrophysiques.

Du fait de leur faible densité, les mousses plastiques présentent également un intérêt dans le cadre d'expériences de mesure d'équation d'état d'autres matériaux par choc laser¹⁷ : Leur emploi comme ablateur permet d'atteindre des pressions de choc élevées grâce au phénomène de désadaptation d'impédance, tout en minimisant le préchauffage radiatif du fait de leur faible numéro atomique.

Enfin, une bonne connaissance de l'équation d'état suppose la capacité d'explorer un large domaine de l'espace des phases. Or, tous les états d'un matériau accessibles avec une onde de choc se situent sur une même courbe (courbe d'Hugoniot). Afin de surmonter cette limitation, plusieurs approches sont utilisées. On peut par exemple avoir recours à des chocs multiples¹⁸, pour se rapprocher de la courbe de compression isentropique du matériau, ou mesurer sa détente à partir d'un état sous choc¹⁹. Une autre voie consiste à partir d'un état différent du matériau, soit en le comprimant préalablement par une méthode statique, soit, pour partir d'une densité initiale réduite, en utilisant un matériau poreux²⁰. L'étude des matériaux poreux s'inscrit donc dans le cadre général de l'exploration d'états exotiques de la matière.

Etat des connaissances avant la thèse

Lorsque nous avons entrepris cette étude les équations d'état disponibles pour les mousses plastiques reposaient sur des résultats expérimentaux très peu nombreux, à relativement basse pression (kbar), obtenus à l'aide de canons à gaz. Il s'agit essentiellement des travaux de Holmes²¹, fournissant un seul point de mesure sur la polaire de choc d'une mousse de polystyrène de 139 mg/cm³, à 40 kbar. L'apparition récente de méthodes précises de mesure d'équation d'état à l'aide d'ondes de choc générées par laser⁹ permettait donc d'envisager leur application au cas des mousses plastiques, dans un domaine encore inexploré de pressions et températures.

Organisation du mémoire

Cette thèse comporte quatre chapitres.

Le premier chapitre présente succinctement les méthodes de compression, et comporte les notions théoriques essentielles à la compréhension de ce qui suit.

On distinguera les méthodes de compression statique et les méthodes dynamiques employant une onde de choc comme moyen de compression. Après avoir évoqué les autres méthodes de compression, telles que les cellules à enclumes de diamant et les canons à gaz, leur intérêt et leurs limites, nous montrerons de quelle façon un laser de puissance permet d'engendrer une onde de choc et de comprimer un matériau. A cette fin les mécanismes de l'interaction laser-matière sont présentés, aboutissant à une évaluation des caractéristiques de l'onde de choc ainsi créée. L'origine du phénomène de préchauffage, important dans le cadre de la mesure des équations d'état, est expliquée à cette occasion. Les lois des chocs seront ensuite rappelées, avec une démonstration élémentaire des équations dites de Rankine-Hugoniot, qui régissent leur propagation. On relie ainsi les caractéristiques du milieu en amont et en aval du front de choc et la cinématique de l'onde de choc. Les notions de courbe d'Hugoniot et de polaire de choc sont introduites et comparées au cas de la compression isentropique. Enfin, on montre comment l'étude des quantités conservées lors du passage d'un choc à l'interface entre deux matériaux conduit à une méthode indirecte de mesure d'équation d'état. Il s'agit de la méthode de désadaptation d'impédance, sur laquelle s'appuient nos expériences.

Les équations d'état les plus courantes, auxquelles nos résultats expérimentaux seront comparés, sont présentées dans le deuxième chapitre. On présente d'abord la méthode généralement utilisée de décomposition de l'équation d'état en termes électroniques et ioniques indépendants, complétés éventuellement par des termes correctifs. Ces termes sont ensuite successivement détaillés. On résume le principe des modèles de Thomas-Fermi et Thomas-Fermi-Dirac, généralement retenus pour la description de l'équation d'état électronique. Le terme ionique est décrit dans le cadre du modèle de Cowan. On introduit alors deux équations d'état fondées sur ces modèles et couramment utilisées dans les codes numériques : le modèle QEOS et les tables SESAME.

Le troisième chapitre présente le principe et les résultats d'une mesure de l'équation d'état des mousses par la méthode de désadaptation d'impédance.

Les différents éléments indispensables à l'expérience sont décrit en détail. Tout d'abord, on donne les caractéristiques de la source laser utilisée, et la technique de lissage optique du faisceau à l'aide de lames de phase est présentée. Le diagnostic utilisé, constitué d'une caméra à balayage de fente couplée à une caméra CCD, est décrit, ainsi que sa calibration. On montrera ensuite comment ces éléments s'assemblent pour former le montage expérimental dans son ensemble. Les cibles constituent bien sûr l'élément central de l'expérience. On examine donc en détail leur structure, en justifiant notamment les dimensions choisies à l'aide de simulations numériques. La technique de fabrication originale retenue est également détaillée, et ses avantages soulignés.

La deuxième partie de ce chapitre est consacrée à la description des résultats de l'expérience et à leur interprétation. Après avoir examiné le principe de l'exploitation d'une image expérimentale et évalué les incertitudes sur les mesures réalisées, celles-ci sont présentées et systématiquement comparées aux prévisions théoriques des tables SESAME. Les résultats antérieurs sont rappelés et contrastés avec les nôtres. On montre que, malgré une possible compatibilité avec SESAME dans la limite des incertitudes expérimentales pour la majorité des tirs considérés séparément, la distribution statistique des points expérimentaux semble indiquer un écart probable vers des compressions plus faibles que celles prévues par ces tables. Les sources possibles de cet écart sont examinées successivement. Après avoir écarté les effets de densité et le rayonnement du choc, on évoque l'effet de la microstructure de la mousse, difficile à quantifier. Enfin, le préchauffage est présenté comme source la plus plausible du comportement observé.

Pour finir, un modèle simple d'accélération du choc dans la cible est présenté et validé. Le cadre astrophysique dans lequel il s'inscrit est rappelé à cette occasion.

Dans le quatrième chapitre, on donne les méthodes et résultats d'une campagne de mesure utilisant un diagnostic interférométrique VISAR. Celle-ci est motivée en premier lieu par la nécessité d'améliorer la précision des mesures pour confirmer l'interprétation des résultats précédents et accéder éventuellement à une évaluation plus quantitative des effets sous-jacents. La description de l'interféromètre, d'abord d'un point de vue théorique puis de celui de sa réalisation pratique, amène à montrer le gain de précision que l'on peut en attendre. Après une description du montage expérimental utilisé, les résultats sont présentés. On démontre d'abord que notre système

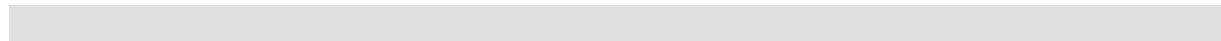
nous permet de suivre dans le temps le mouvement du front de choc dans le polystyrène solide. Les problèmes de diffusion lumineuse rencontrés avec les mousses de faible densité sont évoqués, et des suggestions pour y remédier sont apportées. Enfin, la première mesure de la vitesse instantanée du front de choc dans une mousse à l'aide d'un VISAR est présentée. Un point de la polaire de choc de cette mousse en est déduit avec des incertitudes réduites.

La deuxième motivation du recours à un diagnostic actif est la possibilité de sonder simultanément d'autres propriétés physiques du matériau étudié. Dans cet esprit, la réflectivité du polystyrène sous choc est étudiée. A l'aide d'un modèle classique, une évaluation de la conductivité de ce matériau en est extraite. Ceci nous conduit à remettre en question des interpolations utilisées pour la calculer théoriquement dans ce domaine de température, avec des implications potentielles dans l'interprétation d'expériences sur le schéma d'allumeur rapide en fusion par confinement inertiel.

Bibliographie

- [1] D.J. Stevenson, Models of the earth's core, *Science* **214**, 611 (1981)
- [2] D. Saumon, G. Chabrier, H.M. Van Horn, An equation of state for low mass stars and giant planets, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **99**, 713 (1995)
- [3] W.W. Anderson, T.J. Ahrens, An equation of state for liquid iron and implications for the earth's core, *J. Geophys. Res. B*, **99**, 4273 (1994)
- [4] W.J. Nellis, N.C. Holmes, A.C. Mitchell, D.C. Hamilton, M. Nicol, Equation of state and electrical conductivity of « synthetic Uranus » a mixture of water, ammonia, isopropanol at shock pressure up to 2 Mbar, *J. Chem. Phys.* **107**, 9096 (1997)
- [5] C.E. Ragan III, Shock wave experiments at threefold compression, *Phys. Rev. A* **29**, 1391 (1984)
- [6] T. Guillot, Interior of giant planets inside and outside the solar system, *Science* **286**, 72 (1999)
- [7] R.F. Trunin, Shock compressibility of condensed materials in strong shock waves generated by underground nuclear explosions, *Phys. Uspekhi*, **37**, 1123 (1994)
- [8] R. Cauble, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2102 (1993)
- [9] M. Koenig, B. Faral, J.M. Boudenne, D. Batani, A. Benuzzi, S. Bossi, C. Rémond, J.P. Perrine, M. Temporal, S. Atzeni, Relative consistency of equation of state by laser driven shock waves, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2260 (1995)
- [10] M. Dunne, M. Borghesi, A. Iwase, M.W. Jones, R. Taylor, O. Willi, R. Gibson, S.R. Goldman, J. Mack & R.G. Watt, Evaluation of a foam buffer, Target design for spatially uniform ablation of laser irradiated plasmas, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3858 (1995)
- [11] D. Batani, W. Nazarov, T. Hall, T. Löwer, M. Koenig, B. Faral, A. Benuzzi-Mounaix & N. Grandjean, Foam-induced smoothing studied through laser-driven shock waves, *Phys. Rev. E*, **62**, 8573 (2000)
- [12] T. Bernat, Target technologies for indirect drive ignition on the NIF, IFSA 99, p. 883-890, (Elsevier, Paris, 2000)
- [13] R.P. Drake, J.J. Carroll III, T.B. Smith, P. Keiter, S. Gail Glendinning, Omar Hurricane, Kent Estabrook, D.D. Ryutov, B.A. Remington, R.J. Wallace, Eli Michael & R. McCray, Laser experiments to simulate supernova remnants, *Phys. Plasmas* **7**, 2142 (2000)
- [14] B.A. Remington, J. Kane, R.P. Drake, S.G. Glendinning, K. Estabrook, R. London, J. Castor, R.J. Wallace, D. Arnett, E. Liang, R. McCray, A. Rubenchik & B. Fryxell, Supernova hydrodynamics experiments on the Nova laser, *Phys. Plasmas* **4**, 1994 (1997)
- [15] A. Benuzzi-Mounaix, I. Baclet, S. Bouquet, C. Cherfils, J.P. Chièze, F. Mucchielli, P. Munsch, L. Polès, C. Reverdin, R. Teyssier, F. Thais, J.P. Thébaud, P. Troussel, The ASTROLABE I experiment : Rayleigh-Taylor instabilities in supernova, IFSA 99, p. 1083-1086, (Elsevier, Paris, 2000)
- [16] B.A. Remington, R.P. Drake, H. Takabe, D. Arnett, A review of astrophysics experiments on intense lasers, *Phys. Plasmas*, **7**, 1641 (2000)
- [17] D. Batani, A. Balducci, W. Nazarov, T. Löwer, T. Hall, M. Koenig, B. Faral, A. Benuzzi, M. Temporal, Use of low density foams as pressure amplifiers in equation-of-state experiments with laser-driven shock waves, *Phys. Rev. E*, **63**, 1063 (2001)
- [18] V.E. Fortov *et al.*, Thermodynamic properties and electrical conductivity of hydrogen at multiple shock compression, *AIP conf. Proc.* **505**, 49 (2000)

- [19] L. V. Al'tshuler, A. V. Bushman, M. V. Zhernokletov, V. N. Zubarev, A. A. Leont'ev, and V.E. Fortov, Unloading isentropes and the equation of state of metals at high energy densities, *Sov. Phys. JETP* **51**, 373 (1980)
- [20] R. F. Trunin, G. V. Simakov, Yu. N. Sutulov, Compressibility of porous metals in shock waves, *Sov. Phys. JETP* **69**, 580 (1989)
- [21] N.C. Holmes, Equation-of-state measurements of low-density materials, *Rev. Sci. Instrum.* **62**, 1990 (1991)



CHAPITRE PREMIER

METHODES DE COMPRESSION

I.1 Méthode statique : Enclume à diamant

I.2 Méthodes dynamiques

I.2.1 Canon à gaz

I.2.2 Génération d'un choc par laser

I.2.2.1 Introduction

I.2.2.2 Mécanisme d'interaction laser-matière, transport d'énergie

I.2.2.3 Estimation des paramètres du choc produit par un laser intense

I.3 Lois des chocs

I.3.1 Qu'est ce qu'une onde de choc

I.3.2 Le choc en milieu homogène

I.3.2.1 Relations de Rankine-Hugoniot

I.3.2.2 Courbe d'Hugoniot, irréversibilité et chocs multiples

I.3.2.3 Polaire de choc, détermination directe d'équation d'état

I.3.3 Traversée d'une interface par un choc

I.3.3.1 Désadaptation d'impédance

I.3.3.2 Détermination indirecte d'équation d'état

L'étude expérimentale de l'équation d'état d'un matériau dans le domaine des hautes pressions peut s'effectuer par diverses méthodes de compression¹. Parmi elles, il faut distinguer les méthodes statiques des méthodes dynamiques.

Les méthodes statiques, telles que la compression dans une cellule à enclumes de diamant, sont pratiques et relativement peu coûteuses (quoiqu'elles soient à présent généralement couplées à des diagnostics qui sont eux très coûteux, tels que les synchrotrons). Elles permettent d'explorer le domaine de pression allant jusqu'au Mbar, à des températures relativement faibles cependant (jusqu'à quelques milliers de degrés à l'aide d'un dispositif de chauffage extérieur).

Les méthodes dynamiques utilisent une onde de choc pour comprimer la matière. On explore ainsi en général un domaine de plus haute température, à pression donnée, que celui des méthodes statiques. Cette onde de choc peut être obtenue grâce à différents vecteurs : explosifs de grande puissance au contact du matériau, collision avec un projectile de haute vitesse propulsé par un canon à gaz, explosion nucléaire, illumination par un laser intense...

Nous allons passer en revue quelques unes de ces méthodes, afin de mettre en évidence les avantages et les limites de chacune. Il apparaîtra que la méthode la plus commode et la seule envisageable dans le domaine des très hautes pressions (>10 Mbar) depuis l'arrêt des essais nucléaires est l'emploi d'une onde de choc générée par laser. Cette méthode est celle que nous avons retenue pour notre étude.

1. METHODE STATIQUE : CELLULE A ENCLUMES DE DIAMANT

Une cellule à enclumes de diamant courante est représentée en figure 1. Elle comprend une paire d'enclumes en forme de cône tronqué (taille *en brillant*) serrées l'une contre l'autre et un joint (*gasket*) formé par exemple d'un métal comme l'inconel. Le joint peut contenir l'échantillon porté à haute pression grâce aux forces de friction entre celui-ci et l'enclume.

La forme des enclumes permet une multiplication de la pression, d'autant plus importante que la pointe du diamant sera étroite par rapport à sa base, de sorte qu'une force de serrage de 10 kN est suffisante pour générer des pressions de l'ordre du Mbar sur l'échantillon à étudier lorsque les dimensions de celui-ci sont de l'ordre de la centaine de microns. Cette force est exercée par exemple à l'aide d'un levier ou d'un système pneumatique.

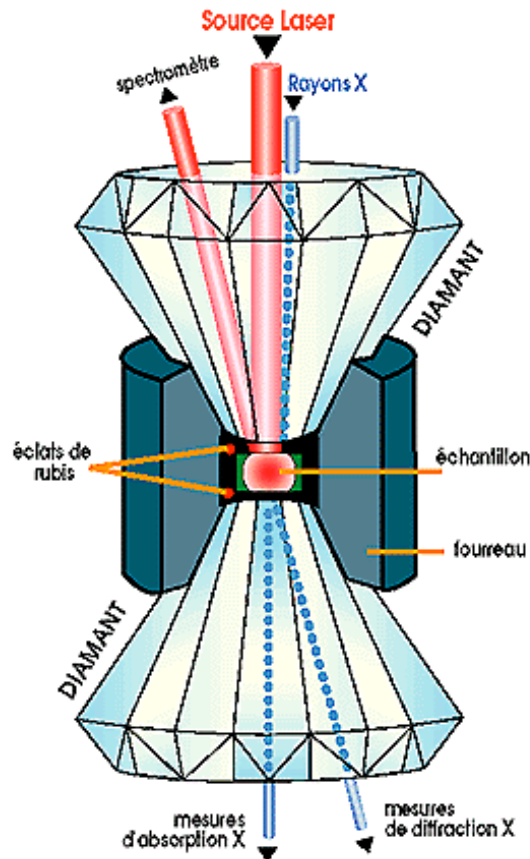


Figure 1.1 : Cellule à enclumes de diamant.

Dans le cas d'expériences atteignant des pressions de l'ordre du Mbar, les enclumes ne peuvent généralement pas être réutilisées, en raison de l'apparition de fractures lorsque la pression est relâchée. Le coût n'est donc pas négligeable compte tenu de la qualité des diamants nécessaires (tout défaut ou inclusion étant potentiellement source de fissures à haute pression).

On utilise généralement comme jauge de pression un fragment de rubis ajouté à l'échantillon. En effet celui-ci présente une luminescence induite par la pression, que l'on peut mesurer à travers les enclumes de diamant, transparentes à cette longueur d'onde. A très haute pression, des corrections d'absorption deviennent cependant indispensables pour déterminer la pression.

La cellule à enclume de diamant est un moyen de compression isotherme d'un matériau, la compression étant suffisamment lente pour que l'échantillon soit à tout instant en équilibre thermique avec le milieu extérieur. Certains problèmes étudiés, en géophysique ou astrophysique par exemple, correspondant plutôt au cas d'une compression isentropique, il est nécessaire d'avoir recours à des moyens supplémentaires pour explorer un domaine de température différent de la température ambiante.

La gamme de température qu'il est ainsi possible d'étudier avec une cellule à enclume de diamant s'étend du millikelvin jusqu'à 5000 K environ. Les plus hautes températures sont obtenues au moyen d'un laser de chauffage. Généralement on utilise un laser Nd : YAG continu d'une puissance d'environ 20 W par exemple ou laser CO₂, mais on peut aussi utiliser une impulsion de chauffage : avec un laser femtoseconde par exemple, le chauffage est pratiquement isochore, ce qui permet d'atteindre une pression supérieure. Les lasers sont injectés à travers les enclumes de diamant et l'énergie est dans l'échantillon. Toutefois l'inhomogénéité du profil de température ainsi obtenu² complique considérablement l'interprétation des résultats. Pour des températures plus faibles (< 1500 K), on peut également avoir recours à un four résistif entourant les enclumes de diamant.

Le grand intérêt de la cellule à enclume de diamant est de permettre l'étude du matériau comprimé à l'équilibre pendant une période prolongée. On peut notamment, grâce à la disponibilité récente de grands synchrotrons tels que l'ESRF, réaliser des clichés de diffraction X permettant l'étude des phases cristallines du matériau à haute pression³⁻⁴.

On rappellera par exemple la mise en évidence de la phase orthorombique du fer, stable à des pressions supérieures à 400 kbar et à des températures de l'ordre de 2 400 kelvins. Elle pourrait constituer le centre de la terre⁵, ou celle de la dissociation du méthane en hydrogène et diamant à haute pression, dans des conditions voisines de celles qui se présentent vers 7000 km de profondeur à l'intérieur de Neptune, qui serait ainsi le siège d'une véritable « pluie de diamant » associée à un dégagement d'énergie gravitationnelle⁶.

2. METHODES DYNAMIQUES

2.1 CANON A GAZ

Le canon à gaz est un dispositif permettant d'accélérer un projectile à de hautes vitesses. C'est l'impact de ce projectile sur une cible qui y provoquera une onde de choc. Le principe d'un canon à gaz à deux étages d'accélération est présenté sur la figure 1.2.

Des gaz chauds, produits par exemple par la combustion de poudre noire, sont utilisés pour propulser un piston. Celui-ci comprime un gaz léger (tel que l'hydrogène) jusqu'à ce que la pression provoque la rupture d'une valve. La détente de l'hydrogène dans une conduite de plus faible section permet alors d'accélérer un impacteur (plaque métallique) qui vient frapper l'échantillon en choc plan. Le grand intérêt de cette méthode est de ne pas présenter les problèmes de préchauffage rencontrés avec les ondes de choc générées par laser (cf. paragraphe suivant) et de permettre le maintien de la pression pendant des temps relativement longs (typiquement, de l'ordre de la centaine de nanosecondes). Toutefois elle est plus limitée quand aux pressions accessibles : Des vitesses maximales de l'impacteur de 13.5 km.s^{-1} et des pressions atteignant 13.5 Mbar ont été atteintes, ce que l'on peut considérer comme la limite technique.

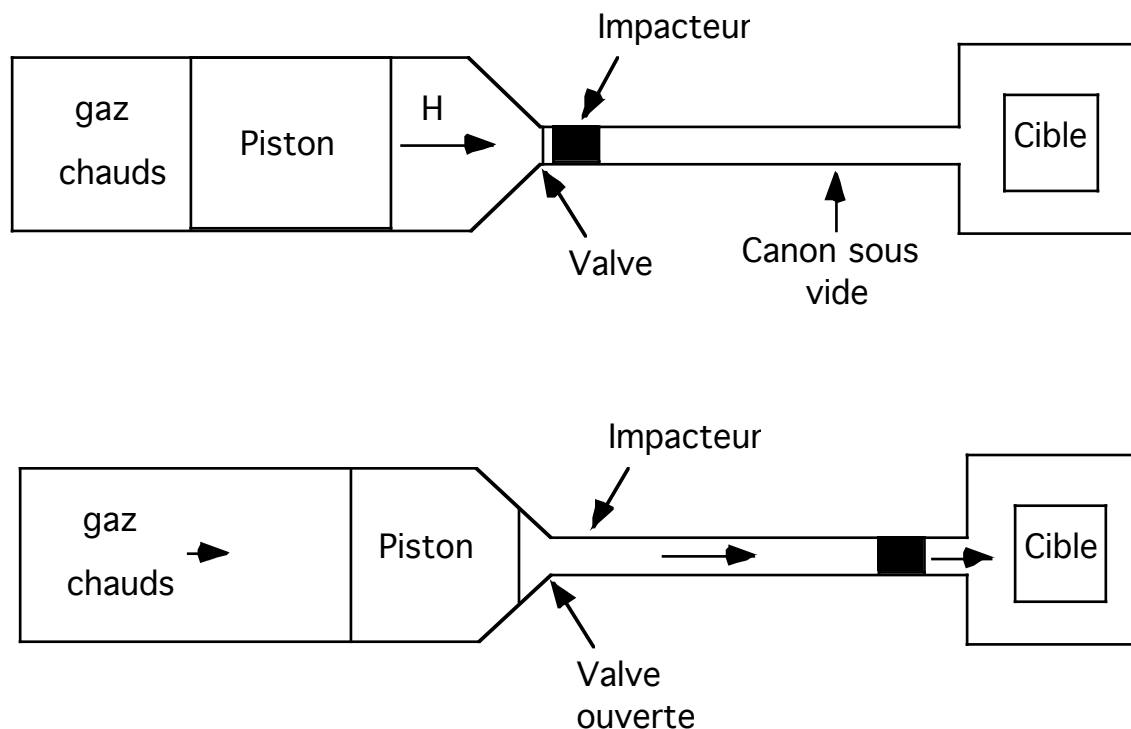


Figure 1.2 : Schéma de principe d'un canon à gaz à deux étages d'accélération.

Par ailleurs, les canons à gaz sont des installations lourdes, qui ne peuvent généralement être utilisées que pour un seul tir par jour, en raison de l'obligation (coûteuse) de démonter, vérifier et nettoyer chaque élément du canon après un tir. Des améliorations ont toutefois été apportées très récemment à cette technique par l'usage d'un système entièrement pneumatique, sans poudre noire, permettant pour la première fois d'envisager une cadence de plusieurs tirs à l'heure⁷.

Parmi les résultats récents obtenus à l'aide d'un canon à gaz, on citera la démonstration de la métallisation de l'oxygène fluide à 1.2 Mbar le long de son isentrope⁸, et celle de la métallisation de l'hydrogène liquide à 1.4 Mbar et neuf fois sa densité normale⁹. Les implications potentielles de ce résultat pour la planétologie sont importantes, notamment pour l'interprétation du champ magnétique de Jupiter, qui pourrait ne pas être produit par le cœur métallique solide de la planète, mais beaucoup plus près de la surface, par une conductivité métallique plus faible de deux ordres de grandeurs que les estimations précédentes.



Figure 1.3 : Exemple de canon à gaz à deux étages d'accélération (NASA Hypervelocity Impact Test Facility)

En dehors des expériences de physique des hautes pressions, les canons à gaz sont également employés comme moyens d'essais pour les blindages des véhicules spatiaux, susceptibles d'être bombardé par des micrométéorites ou débris à haute vitesse. C'est la raison d'être de telles installations à la NASA ou à l'université de Padoue en Italie.

2.2 GENERATION D'UN CHOC PAR LASER

2.2.1 Introduction

Lorsqu'on éclaire une cible solide à l'aide d'un faisceau laser intense, une partie de la matière est chauffée et se détend vers le vide, c'est le mécanisme d'ablation. Par réaction, on assiste à la formation d'une onde de choc qui se propage dans la cible.

Nous allons décrire les phénomènes mis en jeu dans la formation du choc, en vue de montrer leur influence sur la qualité du choc obtenu, et d'évaluer les caractéristiques de celui-ci pour une illumination laser donnée.

Afin de limiter le cadre de la discussion, on se bornera à considérer le domaine mis en jeu dans nos expériences, soit des éclaircissements sur cible compris entre 10^{12} et 10^{14} W/cm², et des durées de l'ordre de la nanoseconde. On suppose que la cible est directement éclairée par le laser (configuration d'attaque directe).

2.2.2 Mécanisme d'interaction laser matière, transport d'énergie et conséquences pour la qualité du choc.

L'examen du profil spatial de densité et température dans la cible, tel qu'il est présenté fig. 1.4, amène à distinguer plusieurs zones. Celles-ci se différencient à la fois par les valeurs des grandeurs associées et par les mécanismes physiques qui s'y déroulent. Considérons tout d'abord le cas d'un matériau de numéro atomique Z faible ($Z < 10$ environ).

Zone d'interaction

Dès que l'éclairement laser atteint environ 10^9 W/cm^2 , la densité électronique critique est atteinte à la surface de la cible. Cette densité

$$[1.1] \quad n_c(\text{cm}^{-3}) = \frac{1.1 \cdot 10^{21}}{\lambda(\mu\text{m})^2}$$

est telle que l'on a égalité de la fréquence plasma et de la fréquence du laser. La relation de dispersion de l'onde laser montre que celle-ci ne peut se propager au delà de cette densité, car le vecteur d'onde s'y annule.

Dans le cadre de nos expériences (pour une longueur d'onde incidente de $0.53 \mu\text{m}$), on a : $n_c = 4.4 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$

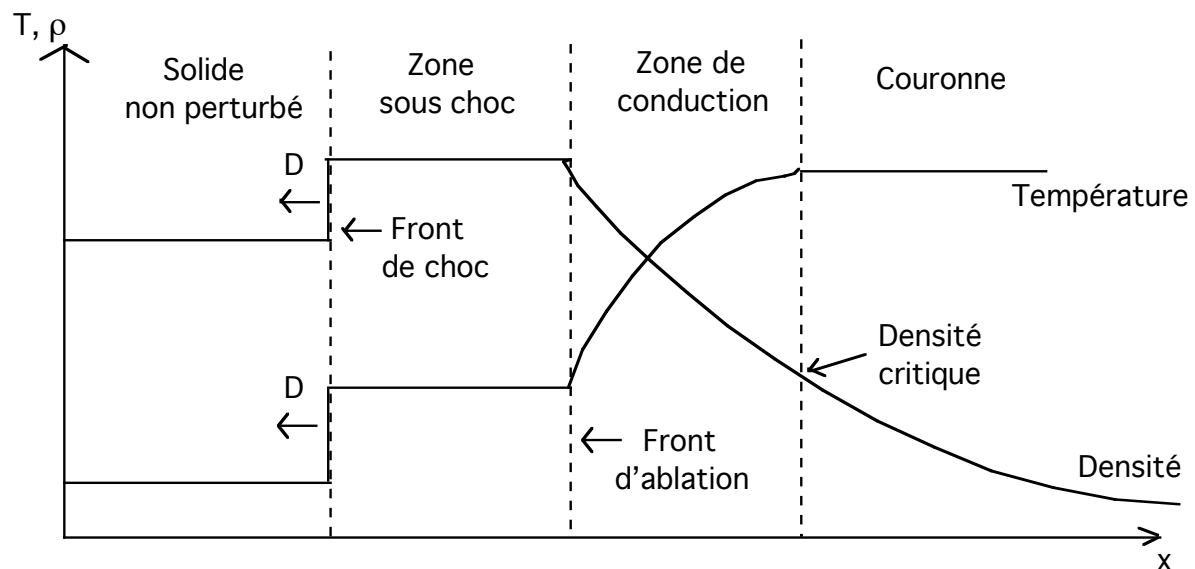


Fig 1.4 Profils caractéristiques de température et de densité dans le cas d'un matériau de numéro atomique $Z < 10$

La zone externe de la cible, de densité inférieure à la densité critique, dans laquelle le laser se propage, est appelée zone d'interaction ou *couronne*. Le laser y dépose son énergie, essentiellement au voisinage de la densité critique. L'énergie absorbée accroît la température des électrons jusqu'à des valeurs de l'ordre du keV, et ceux-ci se détendent vers le vide. Les ions sont alors entraînés par effet de charge d'espace.

Les deux principaux mécanismes à l'origine du dépôt d'énergie sont l'absorption résonnante et le *Bremsstrahlung* inverse (ou absorption collisionnelle)

L'*absorption résonnante* résulte de la création d'une onde plasma de grande amplitude au niveau de la densité critique, qui survient pour une incidence oblique, générée par la composante "p" de l'onde laser. Elle est source d'électrons suprathermiques (i.e. d'énergie nettement supérieure à l'énergie thermique) accélérés par son champ électrique longitudinal intense. Ces électrons sont très pénétrants et sont par suite source de préchauffage du milieu.

Toutefois, le mécanisme d'absorption résonnante n'intervient que pour des intensités laser élevées, surtout aux courtes longueurs d'onde, la limite pratique¹⁰ étant donnée par $I_L(\text{W/cm}^2) < 10^{14}/\lambda(\mu\text{m})^2$. Il sera donc négligeable pour nos conditions expérimentales (environ $2 \text{ à } 8 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$ à $0.53 \mu\text{m}$).

L'absorption collisionnelle est un processus à trois corps au cours duquel un photon est absorbé par un électron et l'accélère lors d'une collision avec un ion. En ce sens, il s'agit du processus inverse du rayonnement de freinage (*Bremsstrahlung*). On le modélise par un coefficient d'absorption

α :

$$[1.2] \quad \alpha = \frac{v_{ei} \omega_{pe}^2}{c \omega_0^2 \text{Re}(n) \left(1 + \frac{v_{ei}^2}{\omega_0^2}\right)}$$

avec I_L l'intensité du laser.

On peut montrer que α augmente rapidement avec la densité du plasma et diminue avec sa température. C'est donc essentiellement au voisinage de la densité critique que l'absorption est la plus forte.

Comme on le verra plus loin, dans nos conditions expérimentales, l'absorption collisionnelle dans la couronne est un processus important.

Zone de conduction

Sous l'effet de la détente, la densité critique s'éloigne de la surface du solide. Au-delà de cette densité, l'énergie est transportée vers l'intérieur du solide par une onde de conduction thermique électronique.

Le flux de chaleur peut être évalué par la formule de Spitzer¹¹ :

$$[1.3] \quad Q_{SH} = -k_0 T_e^{5/2} \frac{dT_e}{dx}$$

où k_0 est la conductivité thermique électronique et T_e la température électronique.

Toutefois lorsque la longueur caractéristique du gradient de température diminue jusqu'à devenir de l'ordre de grandeur du libre parcours moyen des électrons, cette formule cesse d'être valable. De plus d'autres mécanismes, tels que les instabilités, influent sur la conduction thermique.

Un traitement plus raffiné montre que pour un gradient très raide, le transport devient non-local¹¹, le flux dépendant du profil autour de chaque point. Globalement, on peut se contenter d'estimer que le flux de chaleur est limité par un facteur f , dit facteur de flux limite, dont la valeur, déterminée expérimentalement, se situe entre 0,03 et 0,1. On évalue alors le flux de chaleur comme la moyenne harmonique :

$$[1.4] \quad \frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_{SH}} + \frac{1}{f Q_{SH}}$$

Tout comme dans la couronne, la matière chauffée se détend, passe à travers la zone de densité critique, puis s'échappe vers le vide. C'est le mécanisme d'ablation. Grossièrement, on peut dire que cette détente crée par réaction une pression qui s'exerce sur le solide. On appelle souvent front d'ablation le pied de l'onde thermique et pression d'ablation la pression P_a appliquée à cet endroit.

Deux régimes d'ablation sont à distinguer :

Le régime *subsonique*, tant que la vitesse du son reste plus faible que celle de l'onde thermique, pour lequel le matériau est ablaté avant d'être comprimé.

Le régime *supersonique*, au-delà, pour lequel une onde de choc précède l'onde thermique qui lui a donné naissance.

En pratique, avec des cibles solides et des temps de montée relativement brefs ($< 10 \text{ ns}$), on est en régime d'ablation supersonique dès les premiers instants de l'impulsion laser.

Dans le cas de matériaux de Z élevés quelques modifications sont à apporter au tableau décrit ci-dessus, la zone de conduction se scindant alors en *zone de conversion* et *zone de réémission*.

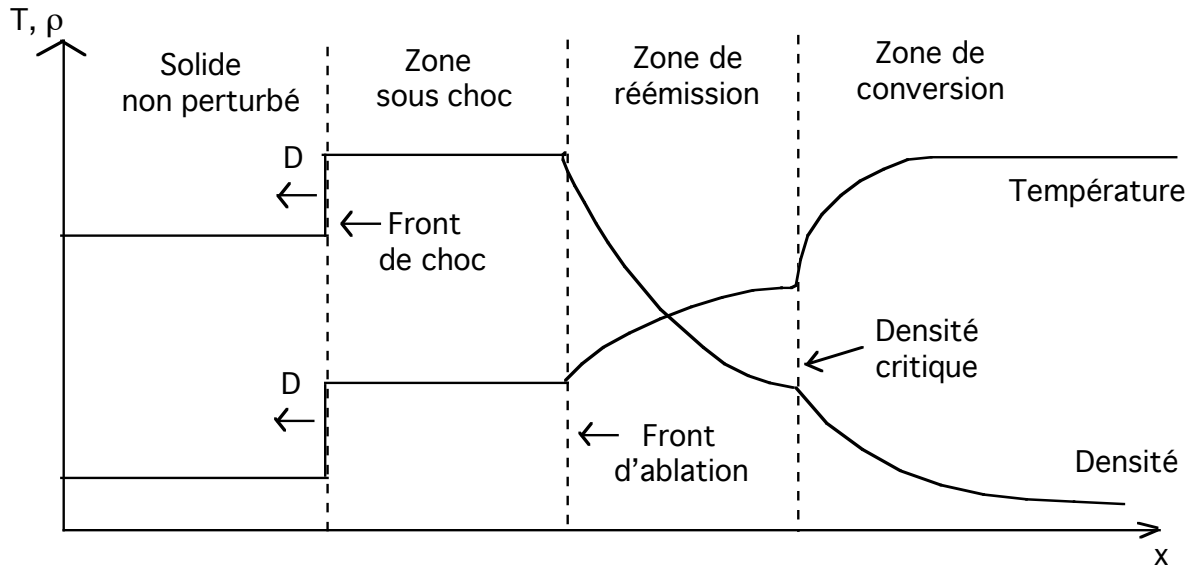


Fig 1.5 Profils caractéristiques de température et de densité dans le cas des éléments de Z élevés et intermédiaires

Zone de conversion

La matière au voisinage de la densité critique se trouve fortement chauffée par le laser qui y dépose son énergie. Celle-ci émet alors un rayonnement X d'énergie d'autant plus élevée que son Z est grand (énergies $>$ au keV), par trois mécanismes : l'émission de raie, le rayonnement de freinage des électrons (Bremsstrahlung) et la photorecombinaison d'un électron et d'un ion avec émission de rayonnement X. On peut montrer que le taux de conversion du rayonnement incident en rayons X émis par un plasma d'ionisation moyenne Z^* est proportionnel à Z^{*3} .

Zone de réémission

Cette zone, caractérisée par des températures de l'ordre de la centaine d'eV et des densités de l'ordre du g/cm^3 est chauffée par le rayonnement X provenant de la zone de conversion. Optiquement épaisse dans le domaine X, elle réémet une fraction de l'énergie absorbée sous forme d'un rayonnement X de corps noir, en équilibre local avec la matière.

On distingue pour finir la *zone sous choc* chauffée et comprimée par le passage de l'onde de choc, et le *solide "non-perturbé"*. En fait, les rayonnements X durs et les électrons suprathérmiqes générés dans la couronne peuvent *préchauffer* le milieu avant l'arrivée de l'onde de choc, influant sur la propagation de celle-ci. On conçoit aisément que le préchauffage sera un effet nocif dans le cas d'une mesure d'équation d'état. En effet l'état initial du milieu est alors mal connu. On cherchera donc à minimiser le préchauffage autant que possible en se plaçant dans les conditions appropriées (intensité pas trop élevée pour éviter la génération d'électrons suprathérmiqes, utilisation d'un matériau de Z faible comme ablateur pour limiter la génération d'X durs, élimination des surintensités localisées..)

2.2.3 Estimation des paramètres du choc produit par un laser intense

Nous avons vu de quelle façon il est possible de générer une onde de choc dans un solide à l'aide d'un laser intense. Nous allons à présent donner une expression approchée de la pression d'ablation obtenue pour un flux laser donné, qui nous permettra de cerner le domaine de pression accessible avec l'installation disponible pour nos expériences.

Cette expression découle de modèles du processus d'ablation fondés sur les hypothèses simplificatrices suivantes :

- L'absorption s'effectue entièrement à la surface critique et l'énergie est transférée uniquement à la population électronique. Les effets de type non linéaire, l'absorption résonnante et l'absorption collisionnelle dans la couronne sont négligés.
- L'écoulement du fluide dans la zone de conduction est supposé stationnaire. On peut montrer, par contre, que dans la zone sous-critique cet écoulement ne peut pas être stationnaire.
- L'expansion de la couronne est décrite par un écoulement isotherme

On résout alors les équations de la dynamique du fluide séparément dans la couronne et dans la zone de conduction, avec raccordement à la densité critique.

Le traitement des deux zones diffère légèrement : Si pour la zone de conduction, on peut considérer l'écoulement comme stationnaire et aboutir facilement à une solution, c'est impossible pour la couronne. On a recours à une hypothèse supplémentaire sur le type d'écoulement (isotherme, adiabatique...) à la place de l'équation de conservation de l'énergie.

Pour une expansion isotherme autosemblable, hypothèse valide aux forts éclaircissements¹³, on obtient pour la pression d'ablation l'expression suivante :

$$[1.5] \quad P_a (\text{Mbar}) \approx 12 \left(\frac{I_L (\text{W/cm}^2)}{10^{14}} \right)^{2/3} \left(\frac{1}{\lambda (\mu\text{m})} \right)^{2/3} \left(\frac{A}{2Z} \right)^{1/3}$$

où I_L est l'intensité du laser, λ la longueur d'onde, A le nombre de masse et Z le numéro atomique.

Toutefois, comme on l'a vu précédemment, aux intensités lasers que nous utilisons, l'absorption dans la couronne avant la surface critique est importante du fait de l'absorption collisionnelle. Un modèle prenant en compte ce processus¹⁴ montre qu'au dessous d'une intensité laser critique

$$[1.6] \quad I_0 (\text{W/cm}^2) \approx 2 \cdot 10^{13} \lambda (\mu\text{m})^{-5} \left(\frac{Z^*}{3.5} \right)^{3/2} \left(\frac{A}{2Z} \right)^{5/4} \tau (\text{ns})^{3/2}$$

où Z^* est l'ionisation moyenne et τ la durée de l'impulsion laser incidente, l'absorption dans la couronne est totale.

L'écoulement ne peut alors plus être considéré comme isotherme. C'est le régime dit d'absorption non localisée à la densité critique. L'expression de la pression d'ablation trouvée est alors :

$$[1.7] \quad P_a (\text{Mbar}) = 11.6 \left(\frac{I_L (\text{W/cm}^2)}{10^{14}} \right)^{3/4} \lambda (\mu\text{m})^{-1/4} \left(\frac{A}{2Z} \right)^{7/6} \left(\frac{Z^*}{3.5} \tau (\text{ns}) \right)^{-1/8}$$

Pour l'installation que nous avons utilisée (chaîne nanoseconde du LULI), on a les caractéristiques suivantes

$$I_L = 2 \text{ à } 8 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2 ; \lambda = 0.53 \mu\text{m} ; \tau = 0.6 \text{ ns}$$

Nos intensités sur cible demeurant de l'ordre de quelques 10^{13} W/cm^2 , on est bien dans le régime d'absorption non localisée à la densité critique.

La pression d'ablation maximum qui nous sera accessible sera donc de l'ordre de 10 Mbar. Les cibles utilisées pour la mesure d'équation d'état étant multicouches, la pression finale sous choc dépendra du rapport des densités de l'ablateur et du milieu dont on cherche l'équation d'état. Elle sera d'autant plus faible que ce milieu sera de basse densité.

3. LOIS DES CHOCS

3.1 Qu'est ce qu'une onde de choc ?

La dynamique d'un fluide est décrite par la connaissance de sa pression P , densité ρ et vitesse d'écoulement u en tout point, à chaque instant.

Ces trois grandeurs doivent satisfaire les relations de conservation de la masse, de l'impulsion et de l'énergie. En géométrie plane, ces relations s'écrivent :

$$[1.8] \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} = 0$$

$$[1.9] \quad \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(P + \rho u^2)}{\partial x} = 0$$

$$[1.10] \quad \frac{\partial \left[\rho \left(\epsilon + \frac{u^2}{2} \right) \right]}{\partial t} = - \frac{\partial \left[\rho u \left(\epsilon + \frac{u^2}{2} \right) + Pu \right]}{\partial x}$$

Dans le cas de petites perturbations ΔP , $\Delta \rho$, Δu autour de valeurs moyennes P_0 , ρ_0 , u_0 , les équations (1.8) et (1.9) peuvent être linéarisées. On a alors :

$$[1.11] \quad \frac{\partial \Delta \rho}{\partial t} + \rho_0 \frac{\partial \Delta u}{\partial x} = 0$$

$$[1.12] \quad \frac{\partial \Delta u}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \Delta P}{\partial x} = 0$$

Si l'on peut faire l'hypothèse que la perturbation est adiabatique (c'est le cas pour un fluide parfait), on a de plus :

$$[1.13] \quad \Delta P = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_s = c^2 \Delta \rho \quad \text{avec} \quad c = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_s^{1/2} \quad \text{vitesse du son dans le milieu.}$$

et le système [1.11]-[1.13] se réduit à l'équation d'onde

$$[1.14] \quad \frac{\partial^2 \Delta \rho}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 \Delta \rho}{\partial x^2} = 0$$

Les solutions de cette équation sont les ondes sonores se propageant à la vitesse c , dite "vitesse du son", dans le fluide.

Dans le cas d'un gaz parfait la vitesse du son s'écrit :

$$[1.15] \quad c = \left(\frac{\gamma P}{\rho} \right)^{1/2} = c_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\gamma-1/2} = \left(\frac{\gamma k T}{M} \right)^{1/2}$$

Elle est donc une fonction croissante de la pression, de la densité et de la température. C'est en fait en général le cas quel que soit le milieu considéré.

Ceci conduit au raidissement du profil de toute perturbation d'amplitude finie jusqu'à la formation d'une discontinuité. C'est cette surface de discontinuité se propageant dans le milieu que l'on nomme *onde de choc*.

Une telle discontinuité n'est que la représentation mathématique limite de gradients très grands, mais finis : Physiquement, la largeur d'une onde de choc n'est pas nulle, mais typiquement de l'ordre de quelques libres parcours moyens dans un gaz ou de quelques mailles cristallines dans un solide. Lorsque l'influence du rayonnement est prise en compte, la structure du choc est plus complexe et étalée sur des distances plus grandes.

3.2 Le choc en milieu homogène

3.2.1 Relations de Rankine-Hugoniot

Les relations de Rankine-Hugoniot pour un choc plan (géométrie monodimensionnelle) relient les valeurs de la pression, densité et vitesse fluide d'un milieu en amont et en aval d'un front de choc qui le traverse. Elles résultent de l'expression des relations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie.

Pour les établir, considérons une onde de choc se déplaçant à la vitesse D et notons ρ_0 , u_0 , P_0 et ρ_1 , u_1 , P_1 les valeurs de densité, vitesse fluide et pression dans le milieu non perturbé et dans le milieu comprimé respectivement (cf fig. 1.6).

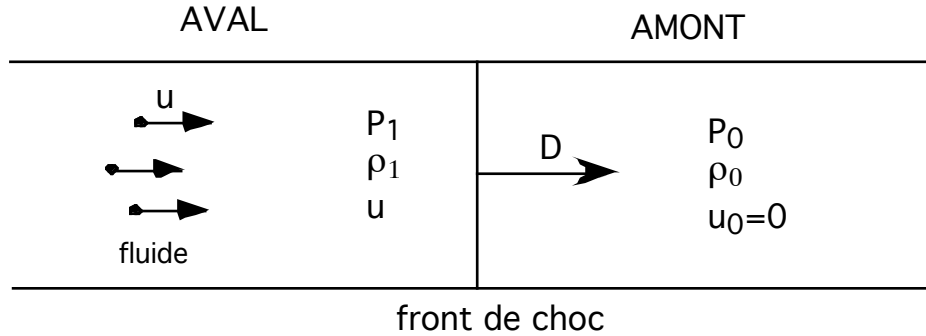


Fig 1.6 Propagation d'une onde de choc : grandeurs en amont et en aval

Conservation de la masse

La masse totale de l'élément de fluide non perturbé balayé par l'élément de surface dA du choc en un temps dt est $\rho_0(D-u_0)dAdt$. La masse de fluide derrière le choc augmente de $\rho_1(D-u_1)dAdt$. D'où :

$$[1.16] \quad \rho_0(D-u_0) = \rho_1(D-u_1)$$

Conservation de la quantité de mouvement

La quantité de mouvement totale communiquée à l'élément de fluide non perturbé balayé par la surface dA du front de choc en un temps dt est $\rho_0 D(u_1-u_0)dAdt$. La résultante des forces de pression vaut $(P_1-P_0)dA$. Comme $F=dp/dt$ on a :

$$[1.17] \quad \rho_0 D(u_1-u_0) = P_1 - P_0$$

Conservation de l'énergie

$$[1.18] \quad \rho_0 D \left(E_1 - E_0 + \frac{u_1^2}{2} - \frac{u_0^2}{2} \right) = P_1 u_1 - P_0 u_0$$

Dans le cas particulier où $u_0=0$ (milieu initialement au repos) et en posant $u_1=u$, on a le système d'équations de Rankine-Hugoniot :

$$[1.19] \quad \begin{cases} \rho_0 D = \rho_1 (D - u) \\ \rho_0 D u = P_1 - P_0 \\ \rho_0 D \left(E_1 - E_0 + \frac{u^2}{2} \right) = P_1 u \end{cases}$$

Des expressions plus parlantes de la variation d'énergie interne s'en déduisent immédiatement. Ainsi des deux dernières équations, on déduit la relation suivante entre variations d'énergie interne et d'énergie cinétique :

$$[1.20] \quad E_1 - E_0 = \frac{u^2}{2} + \frac{P_0 u}{\rho_0 D}$$

Sous cette forme, il est manifeste que pour un choc fort, l'énergie est également répartie entre énergie interne et énergie cinétique. Les températures atteintes à pression donnée seront donc élevées pour un tel choc.

Enfin, on peut exprimer la variation d'énergie interne uniquement en fonction des pressions et densités en éliminant la vitesse fluide entre [1.20] et [1.17].

$$[1.21] \quad \Delta E = -\frac{1}{2}(P_1 + P_0)\Delta V$$

Cette relation est la relation d'Hugoniot ou *adiabatique dynamique*. Cette dernière dénomination se justifie par le fait que dans la limite d'un choc très faible où $P_1 = P_0$, [1.21] prend la même forme qu'une compression adiabatique :

$$[1.22] \quad \Delta E = -P_0 \Delta V$$

Ces relations sont générales et ne font intervenir aucune hypothèse thermodynamique sur le milieu considéré.

3.2.2 Courbe d'Hugoniot, irréversibilité et chocs multiples

L'équation d'état du milieu, de la forme :

$$[1.23] \quad f(P, \rho, E) = 0$$

fournit une relation supplémentaire entre pression, densité et énergie interne.

Sa connaissance permet, en éliminant les variables d'énergie interne de la relation d'Hugoniot, de lier directement les pressions et volumes spécifiques avant et après le choc. La courbe dans le plan (P,V)

$$[1.24] \quad P = P_H(V, P_0, V_0)$$

ainsi obtenue est appelée *courbe d'Hugoniot*.

Il faut souligner que cette courbe prend les deux variables (P_0, V_0) pour paramètres. Ceci signifie que l'ensemble des états finals accessibles après un choc dépend de l'état initial considéré. En particulier l'ensemble des états accessibles à partir d'un état comprimé P', V' (par exemple grâce à un premier choc) est distinct de celui des états accessibles à partir de l'état P_0, V_0 .

L'impossibilité de décomposer une transformation due à un choc en deux chocs successifs est liée à l'irréversibilité de la transformation : Le processus de génération du choc est un processus dissipatif.

Le saut d'entropie est déterminé par les relations de conservation et l'équation d'état, indépendamment du détail des processus physiques qui l'engendrent. Il est d'autant plus important que le choc est fort. En effet, comme on l'a vu plus haut, plus le choc est fort, plus grande est la part de l'énergie utilisée pour élever la température du milieu : un choc comprime moins qu'une transformation isentropique parce qu'il chauffe plus la matière. Un choc faible se rapprochant d'une compression adiabatique, le saut d'entropie sera moins grand. A pression finale donnée, la compression sera donc meilleure et la température finale plus faible pour une succession de chocs que pour un choc unique.

Ces considérations sont résumées et illustrées sur la fig. 1.7

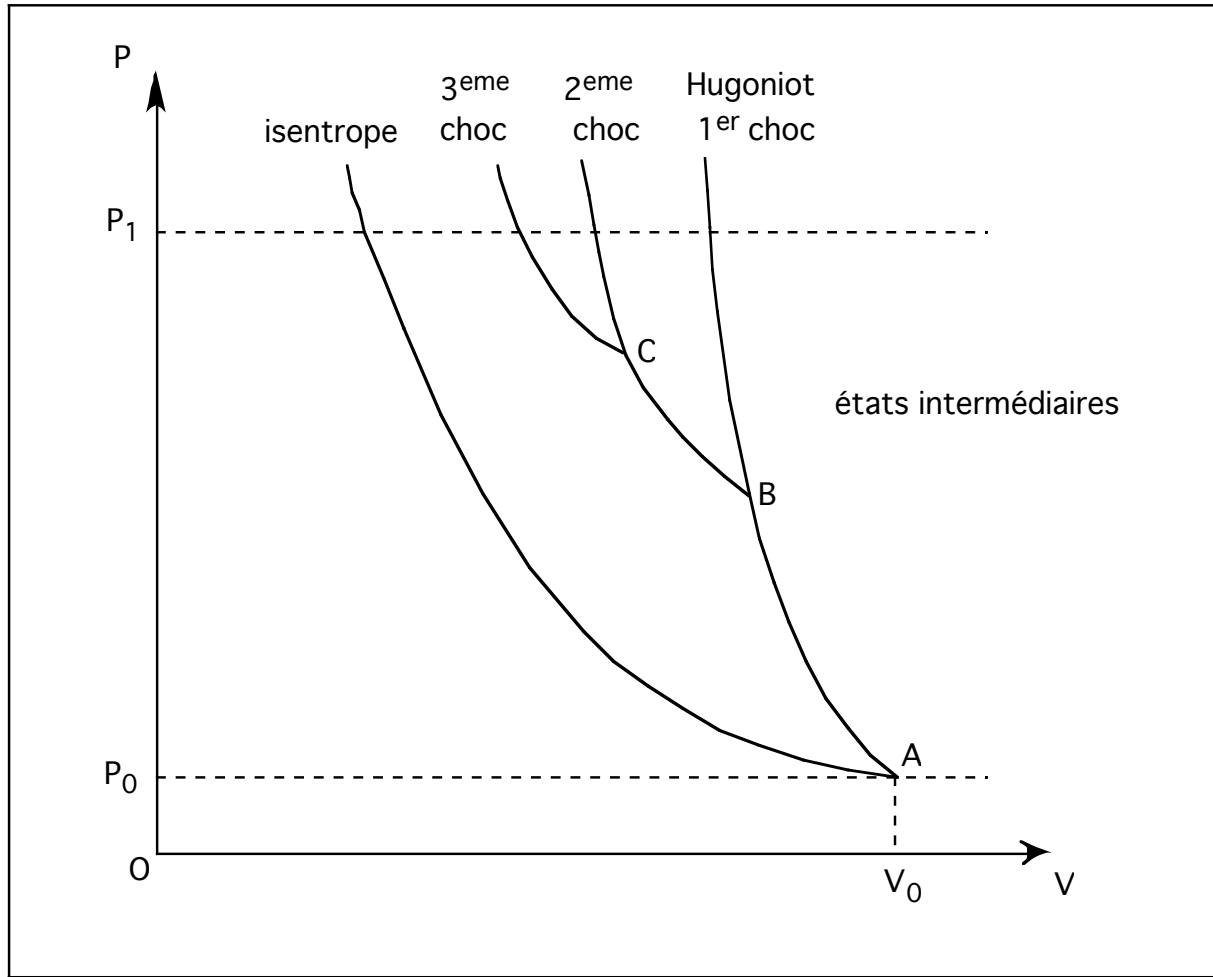


Fig. 1.7 Courbes d'Hugoniot pour un, deux et trois chocs successifs comparées à l'isentropie de même état initial.

3.2.3 Polaire de choc, Détermination directe d'équation d'état

Si on utilise l'équation d'état pour éliminer les variables de densité et d'énergie interne de l'adiabatique dynamique plutôt que les variables densité et vitesse fluide, on obtient la polaire de choc au lieu de la courbe d'Hugoniot. Il s'agit d'une courbe représentant le lieu des états finals du choc dans le plan (P,u). Comme la courbe d'Hugoniot elle dépend de l'état initial du choc. La polaire de choc découlant de l'équation d'état, sa détermination expérimentale en constitue un test.

La seconde relation d'Hugoniot montre que, dans le plan (P,u), et si l'on peut négliger la pression initiale devant P , l'état final se trouve également sur une droite d'équation $P=\rho_0 Du$. La pente de cette droite $Z=\rho_0 D$ est appelée *impédance du choc*.

Pour définir un point de la polaire, il suffit donc de connaître deux paramètres parmi pression finale, vitesse fluide et vitesse du choc. (cf. fig. 2.3).

S'il est possible par exemple de mesurer simultanément la valeur de D et u , on dit que l'on a une détermination expérimentale *directe* de la polaire de choc. Malheureusement, une telle détermination est rarement réalisable en pratique. On a alors recours à des méthodes dites *indirectes* fondées sur les relations de continuité pour un choc à l'interface de deux milieux.

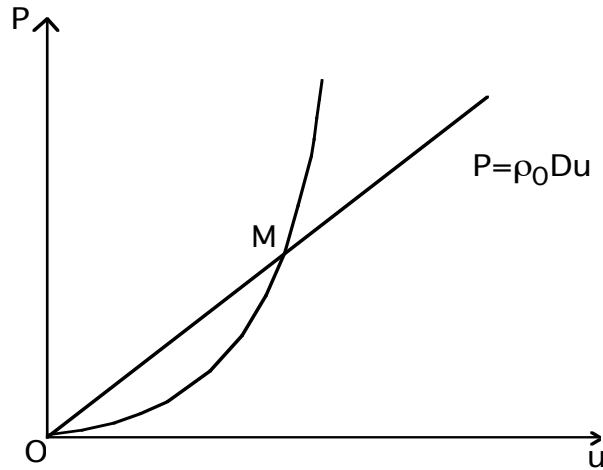


Fig 1.8 Polaire de choc avec état initial O . Supposant un choc avec état final M , la pente de la droite OM représente l'impédance du choc.

3.3 Traversée d'une interface par un choc

3.3.1 Désadaptation d'impédance

Lorsqu'une onde de choc traverse l'interface entre deux milieux A et B, une onde de choc est transmise dans le milieu B. Dans le milieu A, on a soit une onde de détente si le milieu B est de densité plus faible, soit une onde de choc réfléchi si le milieu B est de densité plus élevée que A. Considérons successivement ces deux cas de figure. En tenant compte du fait qu'à l'interface, pression et vitesse fluide doivent demeurer continus, il est commode de raisonner dans le plan (P, u) .

Cas $\rho_A \leq \rho_B$

L'état derrière le choc incident est représenté par un point A_0 de la polaire de choc du milieu A (voir paragraphe précédent). L'état du choc transmis est représenté par un point B_0 de la polaire de choc du milieu B.

Par continuité de P et u à l'interface, le point B_0 doit également appartenir à la polaire du choc réfléchi dans le milieu A. Cette polaire de choc est la symétrique (En raison du sens de propagation du choc réfléchi) de la polaire "chaude", d'état initial A_0 . En effet, le choc réfléchi se propage dans le milieu perturbé par le passage du choc incident.

La polaire de choc du milieu B se trouvant au dessus de celle du milieu A, La pression derrière le choc transmis sera plus forte que derrière le choc incident, et ce, d'autant plus que les densités des deux milieux seront différentes.

Cas $\rho_A \geq \rho_B$

De même, l'état derrière le choc incident et l'état derrière le choc transmis se trouvent sur les polaires de choc respectives des milieux A et B. Par continuité, le point B_0 représentant l'état derrière le choc transmis dans le plan (P, u) doit également se trouver sur l'isentrope de détente du milieu A.

Cette isentrope étant donnée par la relation :

$$[1.25] \quad u = u_A - \int_{p_A}^P \left(-\frac{\partial V}{\partial P} \right)_S^{1/2} dP$$

elle est connue lorsque l'équation d'état est connue.

La polaire de choc du milieu B se trouvant en dessous de celle du milieu A, la pression derrière le choc transmis est cette fois plus faible que derrière le choc incident, et ce, d'autant plus que la différence de densité des deux milieux est importante.

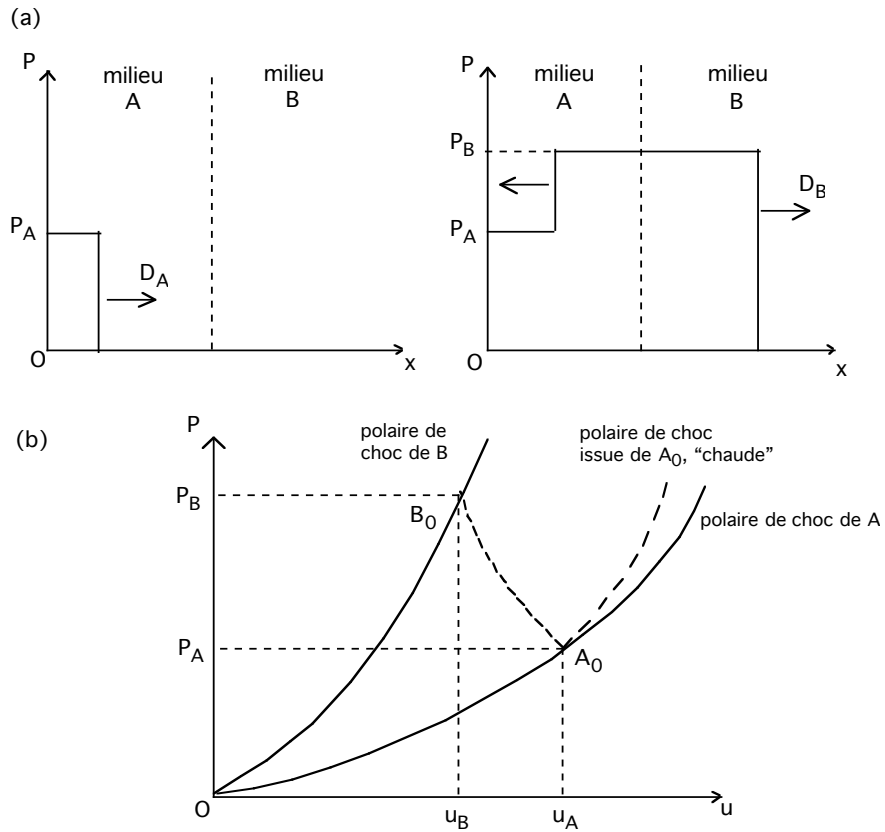


Fig 1.9 (a) *profils de pression avant et après le passage du choc à l'interface dans le cas $\rho_A < \rho_B$*
 (b) *Représentation de ce processus sur le plan (P,u)*

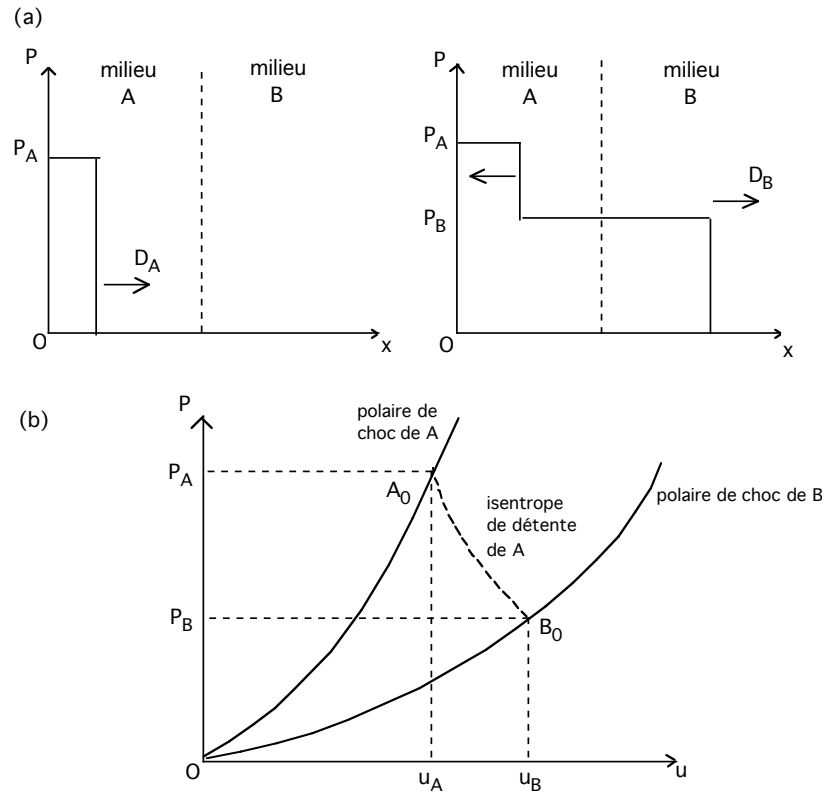


Fig 1.10 (a) *profils de pression avant et après le passage du choc à l'interface dans le cas $\rho_A > \rho_B$*
 (b) *Représentation de ce processus sur le plan (P,u)*

3.3.2 Détermination indirecte d'équation d'état

Supposons connue l'équation d'état du matériau A, dit matériau de référence.

Le point A_0 est le point d'intersection de la polaire de choc de A et de la droite d'équation $P=\rho_0 D_A u$. La détermination expérimentale de D_A permet donc de trouver A_0 .

Si le milieu B est de densité plus élevée que le milieu A, Le point B_0 se trouve à l'intersection de la polaire du choc réfléchi dans A, donnée par la connaissance de l'équation d'état et de A_0 , et de la droite $P=\rho_0 D_B u$, d'après la deuxième équation de Rankine-Hugoniot.

De la même façon, si le milieu B est de densité plus faible, le point B_0 cherché se trouve à l'intersection de l'isentrope de détente partant de A_0 , connue si l'équation d'état de A est connue, et de la droite $P=\rho_0 D_B u$.

La mesure expérimentale simultanée de D_A et D_B permet donc de trouver B_0 . Or, B_0 est un point de la polaire de choc de B. On a donc ainsi une détermination expérimentale indirecte de la polaire de choc inconnue du milieu B, fondée sur la mesure d'un paramètre, la vitesse de choc, dans deux milieux, dont un de référence.

D'une mise en oeuvre plus simple que la mesure directe, cette méthode suppose néanmoins de disposer d'un matériau d'équation d'état bien connue dans le domaine de pression à explorer.

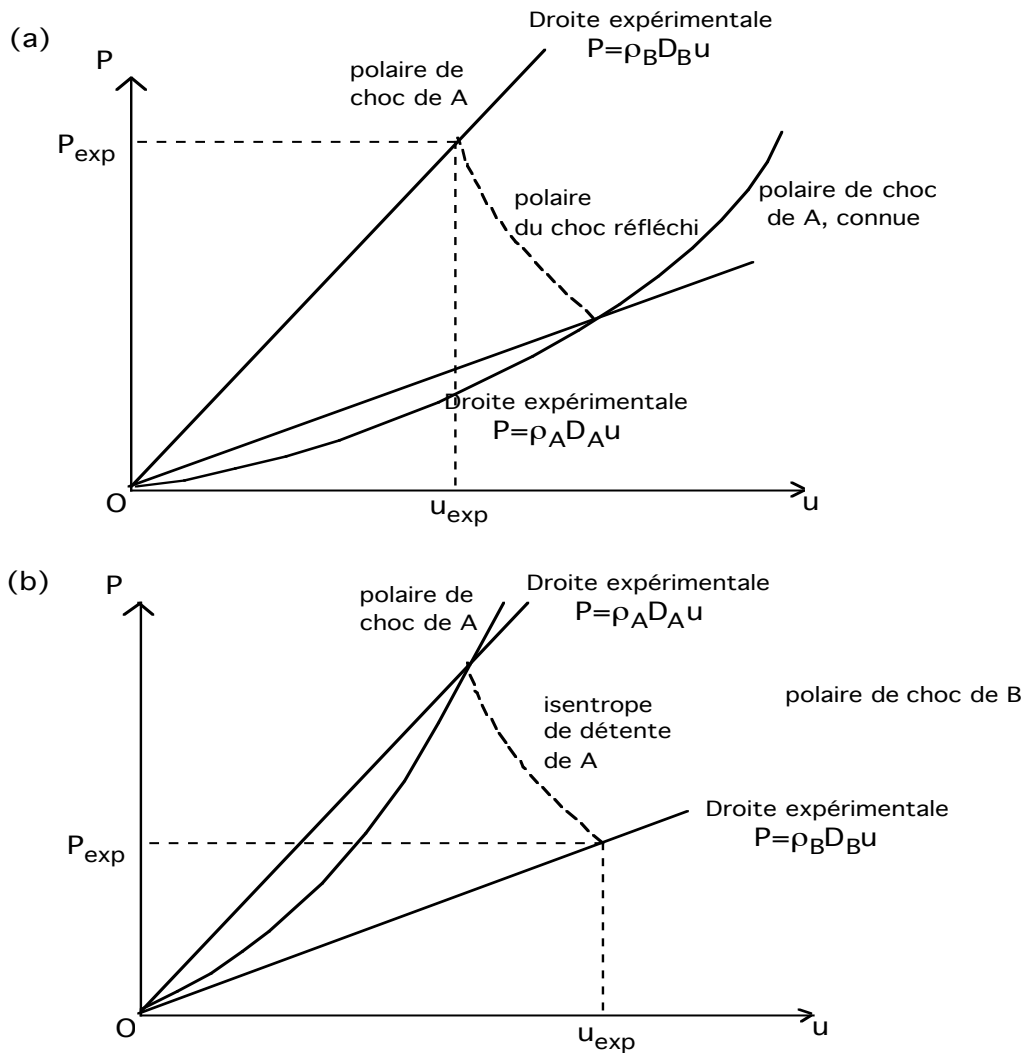


Fig 1.11 Représentation de la méthode de désadaptation d'impédance pour la mesure relative des équations d'état. Le matériau A est celui de référence. (a) cas $Z_A < Z_B$ (b) cas $Z_A > Z_B$

Bibliographie

- [1] M. Eremets, *High pressure experimental methods* (Oxford science publications, London, 1996)
- [2] A. Dewaele, G. Fiquet & P. Gillet, Rev. Sci. Instr. **69**, 2421 (1998)
- [3] Y. Ma, H. Mao, R.J. Hemley, S.A. Gramsch, G. Shen, M.Somayazulu, Rev. Sci. Instr. **72**, 1302 (2001)
- [4] D. Andrault, G. Fiquet, Rev. Sci. Instr., **72**, 1283 (2001)
- [5] D. Andrault et al., Nature, **278**, 831 (1997)
- [6] L. R. Benedetti et al. Science, **286**, 100 (1999)
- [7] F. Angrilli, D. Pavarin, M. De Cecco, A. Francesconi, *50th IAF Congress, 4-8 October 1999, Amsterdam, The Netherlands*
- [8] M. Bastea, A.C. Mitchell, W.J. Nellis, Phys. Rev. Lett. , **86**, 3108 (1991)
- [9] W.J. Nellis, S.T. Weir & A.C. Mitchell, Phys. Rev. B **59**, 3434 (1991)
- [10] E. Fabre, F. Amiranoff, R. Fabbro & C. Labaune, *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research* (IAEA, Vienne, 1980)
- [11] L. Spitzer, R. Härm, Phys. Rev. **89**, 977 (1953)
- [12] Luciani et al., Phys. Rev. Lett. (1983)
- [13] W.M. Manheimer, D.G. Colombant & J.H. Gardner, Phys. Fluids **25**, 1644 (1982)
- [14] P. Mora, Phys. Fluids **25**, 1051 (1982)



CHAPITRE 2

EQUATIONS D'ETAT

1. Généralités
 2. Equations d'états électroniques : TF, TFD
 3. Equations d'états ioniques
 4. Modèle QEOS
 5. Tables SESAME
- Bibliographie
-

1. Généralités

Lorsqu'un corps se trouve dans un état d'équilibre stable d'énergie minimum, on peut établir une relation entre les variables thermodynamiques qui le caractérisent : c'est l'équation d'état.¹

D'un point de vue général, une équation d'état est déterminée lorsque l'on connaît l'énergie libre $F(\rho, T)$ du système à l'équilibre. Toutes les autres variables thermodynamiques peuvent s'en déduire. On a par exemple :

$$[2.1] \quad P = \rho^2 \left(\frac{\partial F}{\partial \rho} \right)_T$$

$$[2.2] \quad S = - \left(\frac{\partial F}{\partial T} \right)_\rho$$

$$[2.3] \quad E = F + TS$$

D'un point de vue microscopique, dans le cadre canonique, on déduit l'énergie libre de la fonction de partition Z du système par $F = -kT \log Z$.

Toutefois, il s'avère impossible d'effectuer un calcul d'équation d'état correct dans tout le plan (ρ, T) . En effet, des processus physiques très différents interviennent selon les domaines, et l'on doit alors appliquer différents modèles suivant les régions de ρ et de T considérées. Le domaine particulier que nous allons explorer correspond à des plasmas partiellement dégénérés.

La stratégie généralement utilisée pour le calcul de l'énergie libre consiste à la décomposer en une somme de contributions, dues respectivement aux électrons et aux ions. Cette décomposition n'est pas strictement correcte en général : Il s'agit seulement d'une approximation, en raison des interactions entre les populations électroniques et ioniques.

Par exemple, à densité élevée ou à basse température, le potentiel coulombien $U(r) = (Z^*e)^2/r$ entre les ions devient important. Or, il dépend de la température électronique à travers $Z^*(T_e)$. Dans ce cas, l'approximation faite est justifiée en remarquant qu'on a alors $T_e \approx T_i$ et que lorsque Z^* est plus grand que 10 la contribution ionique dans le calcul de l'équation d'état est inférieure à 10%.

Des termes correctifs peuvent également être introduits pour combler les lacunes des modèles utilisés pour le calcul des équations d'état ioniques et électroniques (absence de prise en compte des liaisons chimiques dans le modèle de Thomas-Fermi pour les électrons, par exemple). En résumé, on écrira :

$$[2.4] \quad F = F_e + F_i + F_c ,$$

où les trois termes représentent respectivement les contributions électroniques, ioniques, et les termes correctifs

éventuels.

On cherchera donc séparément une équation d'état électronique et une équation d'état ionique.

2. Equations d'états électroniques : TF, TFD

Le terme électronique peut être décrit par le modèle de Thomas-Fermi² ou l'une de ses améliorations. Dans ce modèle, les électrons sont traités comme un fluide chargé entourant le noyau, dont les propriétés sont décrites par la statistique de Fermi-Dirac.

La densité $n(r)$ est donc donnée par la distribution de Fermi-Dirac

$$[2.5] \quad n(r) = \int \frac{2}{h^3} \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{1}{kT} \left(\frac{p^2}{2m} - eV(r) - \mu \right)\right]} d^3p$$

où le potentiel chimique μ se déduit de la normalisation $Z = \int n(r) d^3r$, et où le potentiel électrostatique $V(r)$ est donné par le modèle de la "sphère ionique" :

Chaque noyau est supposé être le centre d'une sphère de rayon $R_0 = (3/4\pi n_i)^{1/3}$, contenant un nombre suffisant d'électrons pour assurer la neutralité. Les autres ions sont supposés rester à l'extérieur de la sphère. Dans la sphère ionique, le potentiel électrostatique $V(r)$ est solution de l'équation de Poisson

$$[2.6] \quad \nabla^2 V = \frac{1}{\epsilon_0} [en(r) - Ze\delta(r)]$$

avec les conditions aux limites :

$$[2.7] \quad \begin{aligned} V(R_0) &= 0 \\ \left(\frac{dV}{dr} \right)_{r=R_0} &= 0 \end{aligned}$$

Dans ce modèle le degré d'ionisation est calculé soit en déterminant le nombre d'électrons libres à l'intérieur de la sphère ionique, soit à partir de la valeur de la densité $n(R_0)$ au bord de la sphère.

Les variables thermodynamiques du gaz d'électrons sont déduites de l'énergie cinétique, des énergies électrostatiques électron-noyau et électron-électron et de la fonction de partition Z du système. On obtient alors pour la pression l'expression :

$$[2.8] \quad P_e = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^{3/2} (kT)^{5/2} \int_0^{+\infty} \frac{x^{3/2}}{1 + \exp\left(x - \frac{\mu}{kT}\right)} dx$$

Ce modèle relativement simple est capable de bien décrire plusieurs phénomènes typiques des plasmas denses (écrantage, interactions ion-ion). Un de ses défauts les plus importants est de ne pas être capable de décrire les forces attractives entre atomes neutres. Ceci se traduit par une surestimation importante de la pression à la densité du solide. Le modèle prévoit par exemple des pressions électroniques de quelques Mbar à des densités proches de celle du solide et à des températures très basses, ce qui conduit à des pressions totales (ionique + électronique) positives alors qu'on devrait avoir $P_{\text{tot}}=0$.

on tente de corriger cette erreur en introduisant le terme semi-empirique F_C , dû à Barnes³, donné par

$$[2.9] \quad F_c = E_0 \left[1 - \exp \left\{ b \left[1 - \left(\frac{\rho_s}{\rho} \right)^{1/3} \right] \right\} \right]$$

où b et E_0 sont des constantes liées à la portée et à l'intensité des forces de liaisons, et ρ_s la densité du solide froid. Ces constantes sont déterminées en imposant que le *bulk modulus* défini par $B = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial P_{\text{tot}}}{\partial \rho} \right)_s$ soit égal à la valeur expérimentale et que la pression totale soit nulle à la densité du solide et à température nulle.

La prise en compte supplémentaire de l'énergie d'échange liée au caractère antisymétrique de la fonction d'onde conduit au modèle de Thomas-Fermi-Dirac (TFD). On ajoute alors à l'énergie interne le terme :

$$[2.10] \quad E_{\text{ex}} = - \int \frac{3}{4} e^2 \left(\frac{3}{\pi} \right)^{1/3} n^{4/3} d^3r$$

Le résultat obtenu est plus précis, mais ne dispense toutefois pas de la prise en compte du terme correctif de Barnes.

Une extension du modèle TFD au cas des basses densités est le modèle INFERNO de Liberman *et al.*⁴ Dans ce cas, on résout l'équation de Dirac pour chaque électron (libre et lié) soumis au potentiel auto-cohérent d'un atome placé à l'intérieur d'une cavité de rayon R et à un potentiel constant à l'extérieur. On retrouve le modèle TFD pour les grandes valeurs de R .

3. Equations d'états ioniques

De nombreux modèles sont utilisés pour le calcul d'équations d'état ioniques. Nous décrivons seulement ceux qui sont utilisés couramment.

Le modèle de Cowan⁵ unit les théories de Debye, de Grüneisen et une loi d'échelle pour l'état liquide. Il fonde le calcul des quantités thermodynamiques P , E , S et F sur des expressions qui dépendent des températures de Debye $\theta_D(\rho)$ et de fusion $T_f(\rho)$, qu'il tente d'évaluer par des formules empiriques pour n'importe quel matériau. On prend :

$$[2.11] \quad F_i(\rho, T) = \left(\frac{kT}{AM_p} \right) f(u, w)$$

avec A le poids atomique, M_p l'unité de masse atomique, $u = \theta_D(\rho)/T$ et $w = T_f(\rho)/T$ deux variables réduites.

On utilise alors pour f différentes expressions selon les valeurs des variables réduites u et w . Ces expressions sont cohérentes avec la théorie de Debye de la chaleur spécifique d'un solide à basse température, la loi de Dulong et Petit pour les températures élevées, le théorème de Nernst et l'équation d'état de Grüneisen. Celle-ci, obtenue à partir de la fonction de partition d'un système de N oscillateurs ioniques couplés, est donnée par

$$[2.12] \quad \begin{aligned} P_i &= \gamma_S(\rho) \rho E_i \\ \gamma_S(\rho) &= \frac{\partial \log \theta_D}{\partial \log \rho} \end{aligned}$$

L'équation d'état de Debye-Grüneisen n'est applicable qu'au dessus de la densité du solide.

Pour des températures élevées ou de très basses densités, les ions peuvent être décrits par l'équation d'état des gaz parfaits ou par une expression de type "développement du viriel" :

$$[2.13] \quad P_i = RT \left[r + B(T) r^2 + C(T) r^3 \right]$$

Pour les régimes intermédiaires, on a recours à l'interpolation⁶.

4. Modèle QEOS

Le modèle QEOS (*Quotidian Equation Of State*) a été développé par R.M. More⁷ au Lawrence Livermore National Laboratory. Il s'agit d'un modèle en ligne auto-cohérent qui génère des tables d'équation d'état à partir de la composition du matériau et des propriétés du solide froid (densité et *bulk modulus*). Ces tables sont thermodynamiquement cohérentes, c'est à dire qu'elles vérifient la relation

$$[2.14] \quad \rho^2 \left(\frac{\partial E}{\partial \rho} \right) = P - T \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)$$

QEOS calcule la contribution électronique à l'énergie libre à l'aide du modèle de Thomas-Fermi, avec le facteur correctif de Barnes. Il ne tient pas compte de l'énergie d'échange. La contribution ionique est calculée à l'aide du modèle de Cowan. Les transitions de phase cristal-cristal sont négligées.

QEOS n'est applicable qu'aux plasmas à l'équilibre thermodynamique local. Il manque de précision au voisinage du point de fusion et a du mal à décrire les matériaux polyatomiques.

5. Tables SESAME

Les tables SESAME⁸ ont été développées au Los Alamos National Laboratory. Il s'agit d'une série de tables spécifiques, calculées pour un nombre limité de matériaux. Les modèles utilisés diffèrent légèrement d'un matériau à l'autre, dans le but de décrire au plus près le comportement de chacun. Différents modèles sont également employés selon les domaines de température et de pression considérés. De plus, les points expérimentaux disponibles sont pris en compte dans les tables en ajustant au mieux les paramètres numériques des modèles.

Toutefois, du fait que les tables sont calculées à partir de modèles indépendants entre eux, elles ne sont pas toujours cohérentes thermodynamiquement à la transition entre deux modèles. Par exemple, les dérivées de certaines quantités peuvent être discontinues, si bien que les identités thermodynamiques ne sont plus vérifiées. Les contributions ioniques et électroniques sont calculées séparément et fournies dans des tables séparées. Ceci permet l'usage de codes hydrodynamiques à deux températures.

L'équation d'état électronique est déduite du modèle de Thomas-Fermi-Dirac (i.e. prenant en compte l'énergie d'échange), L'équation d'état ionique est calculée à l'aide du modèle de Grüneisen au dessus de la densité du solide, par une équation de type gaz parfait à basse densité, ou par divers autres modèles pour certains matériaux dans des domaines spécifiques.

Bibliographie

- [1] S. Eliezer, A. Gathak, H. Hora & E. Teller, *An introduction to equations of state : theory and applications* (Cambridge University Press, Cambridge, 1986)
- [2] R.P. Feynman, N. Metropolis & E. Teller, Phys. Rev. **75**, 1561 (1949)
- [3] J.F. Barnes, Phys. Rev. **153**, 269 (1967)
- [4] D.A. Liberman, Phys. Rev. B **20**, 4981 (1976)
- [5] C.W. Cranfill & R.M. More, LANL, Los Alamos National Laboratory report LA-7313-MS (1978)
- [6] S.B. Kormer, A.I. Funtikov, V.D. Urlin & A.N. Kolesnikova, Soviet Physics JETP **15**, 47 (1962)
- [7] R.M. More, K.H. Warren, D.A. Young & G.B. Zimmerman, Phys. Fluids **31**, 3059 (1988)
- [8] SESAME: The LANL Equation of State database, report LA-UR-92-3407, Los Alamos National Laboratory (1992). Copies available from the National Technical Information Service, Springfield, VA 22161.
- [9] B.I. Benett, J.D. Johnson, G.I. Kerley & G.T. Rood, LANL, No. LA-7130-UC-34 (1978)



CHAPITRE TROIS

MESURE D'EQUATION D'ETAT PAR LA METHODE DE DESADAPTATION D'IMPEDANCE

III.1 Principe et objectif de l'expérience

III.2 La source laser et les diagnostics standards

III.2.1 La chaîne nanoseconde du LULI

III.2.2 Lissage optique

III.2.3 Caméras à balayage de fente

III.3 Montage expérimental

III.4 Cibles

III.4.1 Choix

III.4.1.1 Choix de l'ablateur

III.4.1.2 Choix du matériau de référence

III.4.1.3 Structure « bi-marche » pour un matériau transparent

III.4.2 Simulations numériques correspondantes

III.4.3 Technique de fabrication

III.5 Résultats et confrontation aux modèles existants

III.5.1 Précision des mesures

III.5.2 Comparaison avec SESAME

III.5.3 Présentation des résultats

III.5.4 Interprétation

III.6 Effets de densité

III.7 Evaluation du préchauffage et de ses effets

III.8 Accélération du choc dans la cible : applications aux expériences d'astrophysique en laboratoire

Bibliographie

1. PRINCIPE ET OBJECTIF DE L'EXPERIENCE

L'objectif de cette campagne expérimentale était d'appliquer les techniques de mesure relatives d'équation d'état préalablement mises au point dans notre groupe^{1,2} à une étude systématique du cas particulier des matériaux plastiques poreux à haute pression.

Cette expérience est fondée sur le principe de la désadaptation d'impédance, présenté dans le premier chapitre : En générant un choc fort dans une cible multicouche à l'aide d'un laser intense, la mesure des vitesses de choc dans une couche constituée d'un matériau de référence et dans une couche du matériau à étudier permet d'obtenir un point de la polaire de choc de ce dernier.

Le diagnostic choisi pour la détermination des vitesses de choc repose sur l'enregistrement résolu en temps et en espace de l'émission visible de la face arrière de la cible, associé à une conception appropriée de la structure de la cible.

2. LA SOURCE LASER ET LES DIAGNOSTICS

2.1 La chaîne nanoseconde du LULI

Cette expérience a été réalisée sur la chaîne nanoseconde du LULI, à l'Ecole Polytechnique. L'oscillateur utilisé est un cristal YLF dopé au néodyme, excité par une lampe flash hélicoïdale. La longueur d'onde du rayonnement infrarouge émis vaut $1.053 \mu\text{m}$, avec une largeur spectrale de $\approx 0.5 \text{ \AA}$. L'oscillateur peut délivrer une impulsion longue (2 ns ou 30 ns), une impulsion carrée (600 ps), ou une impulsion courte gaussienne (600 ps). C'est cette dernière que nous avons utilisée pour les expériences décrites dans ce chapitre. Par la suite, le recours à l'impulsion carrée s'est imposé pour des raisons de synchronisation. A la sortie de la cavité, après passage par un filtre spatial de diamètre $700 \mu\text{m}$, le faisceau a une divergence de 2.10^{-4} rad . Un diaphragme permettant de faire

une sélection transverse et longitudinale de modes et un modulateur acousto-optique, fixent ses caractéristiques spatiales et temporelles

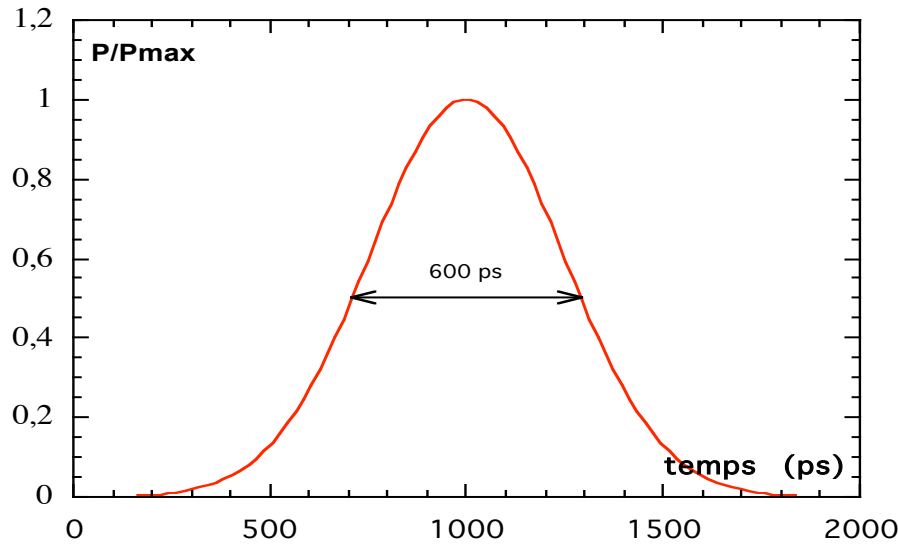


Fig 3.1 Impulsion temporelle gaussienne de largeur à mi-hauteur 600 ps, utilisée dans nos expériences.

L'impulsion est ensuite amplifiée par passages successifs dans des amplificateurs à verre phosphate dopés au néodyme de diamètre croissant. La chaîne d'amplification est constituée par un tronc commun donnant deux faisceaux délivrant environ 60 J en 600 ps et de stades d'amplification indépendants à la sortie desquels on a six faisceaux d'énergie maximale 90 J en 600 ps. Cette chaîne comprend en plus des amplificateurs, un apodiseur à liquide en début de chaîne ainsi que plusieurs filtres spatiaux, couplés à des apodiseurs à dents, afin d'assurer la qualité optique du faisceau. La protection anti-retour est assurée par des rotateurs de Faraday. Le faisceau en fin de chaîne a un diamètre de 85 mm et une divergence de $2 \cdot 10^{-4}$ rad.

Il est possible de doubler la fréquence des faisceaux avant leur injection dans l'enceinte expérimentale à l'aide de cristaux de KDP, d'une épaisseur de 7 mm calculée pour un rendement maximal³. Ces cristaux sont placés dans des montures motorisées. Cela facilite l'optimisation du rendement de conversion, lequel dépend de l'orientation du cristal, qui fixe la valeur du déphasage entre onde incidente et onde transmise. Les rendements obtenus, croissants avec l'intensité incidente, se situaient typiquement entre 30 et 40%, permettant d'atteindre une énergie maximale d'environ 30 J par faisceau à $0.53 \mu\text{m}$ (i.e. dans le vert). L'intérêt d'effectuer le doublage de fréquence repose dans l'amélioration de l'efficacité hydrodynamique⁴ et dans l'élimination des électrons suprathermiques par minimisation de l'absorption résonnante⁵. Pour ces raisons, nous utiliserons toujours les faisceaux doublés en fréquence pour la génération du choc.

2.2 Lissage optique

La grande cohérence de la lumière laser a des effets néfastes dans le cadre de la génération d'ondes de choc par illumination laser directe. Elle provoque l'apparition de tavelures (*speckle*) qui modulent la tache focale. On a des surintensités locales qui sont à l'origine d'instabilités, nuisent à la planéité du choc et peuvent causer l'apparition d'électrons suprathermiques, donc de préchauffage. Il est donc nécessaire d'avoir recours à un procédé de lissage.

Le lissage optique de la tache focale est généralement effectué à l'aide de lames de phases, qui sont des composants optiques fabriqués par photolithographie sur une lame de verre, destinés à casser la cohérence spatiale du faisceau.

La version la plus simple, développée par Kato *et al.*⁶, est la *lame de phase aléatoire RPP (Random Phase Plate)*. Celle-ci est constituée d'un réseau bidimensionnel de zones carrées appliquant une phase de 0 ou de π , réparties aléatoirement. Le faisceau est ainsi divisé en sous-faisceaux déphasés aléatoirement qui sont superposés par la lentille de focalisation. On se débarrasse ainsi des tavelures, au prix d'une modulation interférentielle haute fréquence plus facilement lissée par conduction thermique dans la cible.

Toutefois, le profil de la tache focale obtenue avec une RPP est du type sinc^2 , ce qui conduit à une forme

« parabolique » du front de choc. Afin d'obtenir un front de choc plan, on souhaite éclairer uniformément une surface relativement importante. Il est possible d'obtenir une telle distribution d'éclairement en substituant des lentilles de Fresnel aux pupilles carrées de la RPP. Cette technique, que nous avons utilisée, est celle des *Phase Zone Plates* (PZP)⁷. Une PZP est un pavage bidimensionnel hexagonal de lentilles de Fresnel déphasées aléatoirement de 0 ou de π .

Rappelons qu'une lentille de Fresnel est une lame circulaire avec des zones alternativement transparentes et opaques, de dimensions égales aux zones de Fresnel pour la longueur d'onde incidente. Ce système optique agit comme une lentille dont la distance focale est donnée par $f=R_1^2/\lambda$, avec R_1 le rayon de la première zone de Fresnel. Cette lentille introduit un déphasage total de 0 ou π déterminé par celui de la première zone.

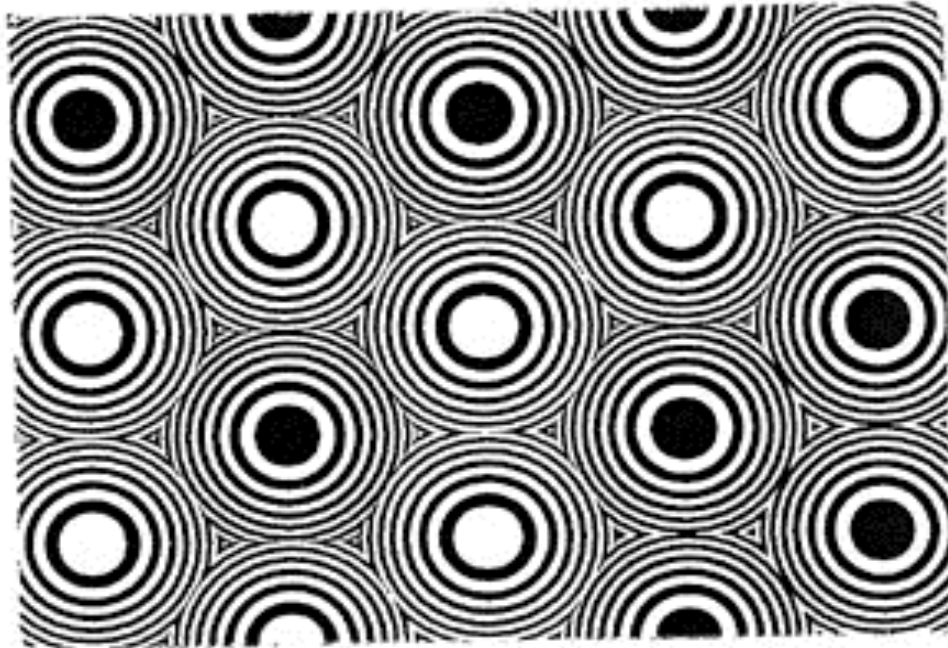


Fig 3.2 Lentille de Fresnel. Les parties sombres représentent une épaisseur de dépôt introduisant un déphasage de π par rapport aux parties claires.

Comme dans le cas de la RPP, le faisceau laser incident est subdivisé en faisceaux plus petits, déphasés aléatoirement entre eux. La lame PZP est placée à proximité d'une lentille de focalisation principale. Cette lentille focalise chacun des faisceaux élémentaires sur une surface correspondant à la longueur focale de la combinaison de la lentille de Fresnel avec la lentille principale.

C'est la superposition des divers ordres de diffraction des lentilles élémentaires déphasées aléatoirement qui produit un lissage du faisceau laser incident. Il existe une défocalisation optimale de la lentille, permettant le recouvrement des faisceaux individuels associés aux lentilles de Fresnel élémentaires et donnant le profil le plus uniforme pour la tache focale. Cela demande un réglage fin de la position de celle-ci (La profondeur de champ étant seulement d'une centaine de microns).

La tache focale obtenue comporte encore des points chauds, mais la petite taille de ceux-ci autorise leur lissage par conduction thermique dans le matériau éclairé⁸. Il en résulte une tache focale effective dont le profil présente un plateau (fig. 3.3). Un tel profil permet de générer des chocs que l'on peut considérer comme plans sur le domaine correspondant à la partie centrale de la tache focale, d'intensité quasi-constante.

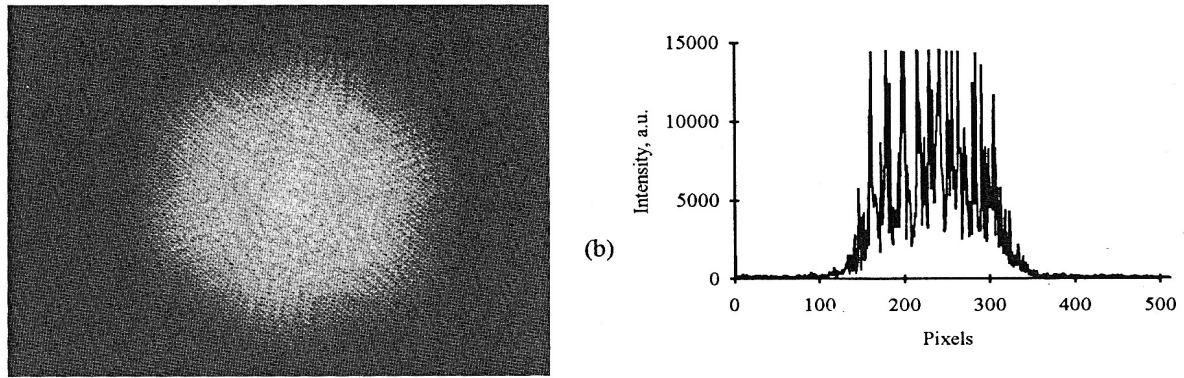


Fig 3.3 (a) tache focale obtenue avec une PZP (b) profil d'intensité globalement supergaussien avec des pics étroits

2.3 Caméras à balayage de fente

Le principe de fonctionnement d'une caméra à balayage de fente (ou *streak camera* en VO), est le suivant : La photocathode de la caméra convertit le rayonnement incident en électrons par effet photoélectrique. Le pinceau de photoélectrons est ensuite accéléré et collimaté par une optique électronique, puis dévié par application d'une rampe de tension dont la pente définit la vitesse de balayage. Ces photoélectrons sont finalement convertis en photons visibles par impact sur un écran plat phosphorescent. L'image de la fente est ainsi balayée sur l'écran en fonction du temps, et on obtient une image comportant une dimension spatiale et une dimension temporelle. On peut l'enregistrer, par exemple à l'aide d'une caméra CCD montée en contact avec l'écran phosphorescent. La caméra utilisée dans notre cas était une caméra 12 bits d'une résolution de 512 x 512 points.

La résolution spatiale de la caméra est d'environ 100 μm . La résolution spatiale du système total s'en déduit si l'on connaît le grandissement du système de reprise d'image entre cible et fente de la streak.

La résolution temporelle dépend de la vitesse de balayage de la caméra. Cette vitesse de balayage peut être étalonnée à l'aide d'un laser femtoseconde. Celui-ci délivre une impulsion d'une durée très inférieure à la résolution de la caméra. L'usage d'un interféromètre de Fabry-Perot permet alors d'obtenir un train d'impulsions d'intensités comparables séparées par un intervalle temporel fixé avec précision (± 0.3 ps) par la distance entre ses miroirs.

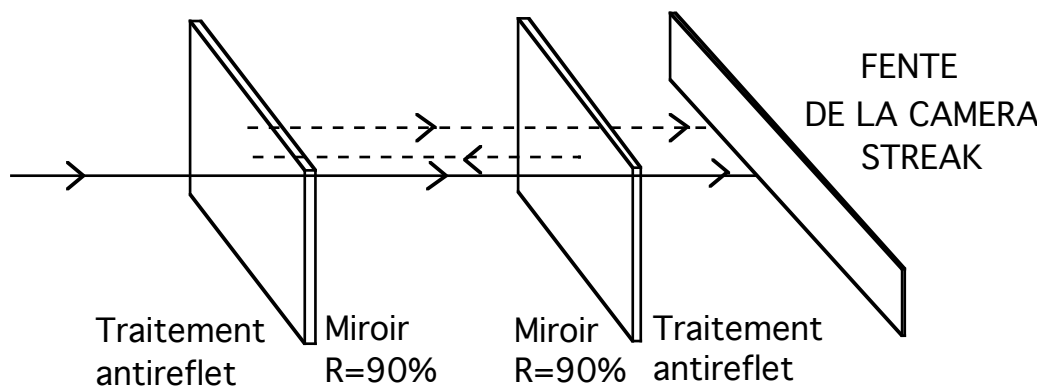


Figure 3.4 : Schéma de l'interféromètre Fabry Perot.

L'enregistrement de l'image de plusieurs impulsions successives à l'aide du système streak+CCD donne alors la correspondance cherchée entre temps et nombre de pixels sur l'image. La vitesse de balayage se déduit du nombre de pixel séparant deux impulsions. L'égalité des intervalles successifs prouve la linéarité du balayage.

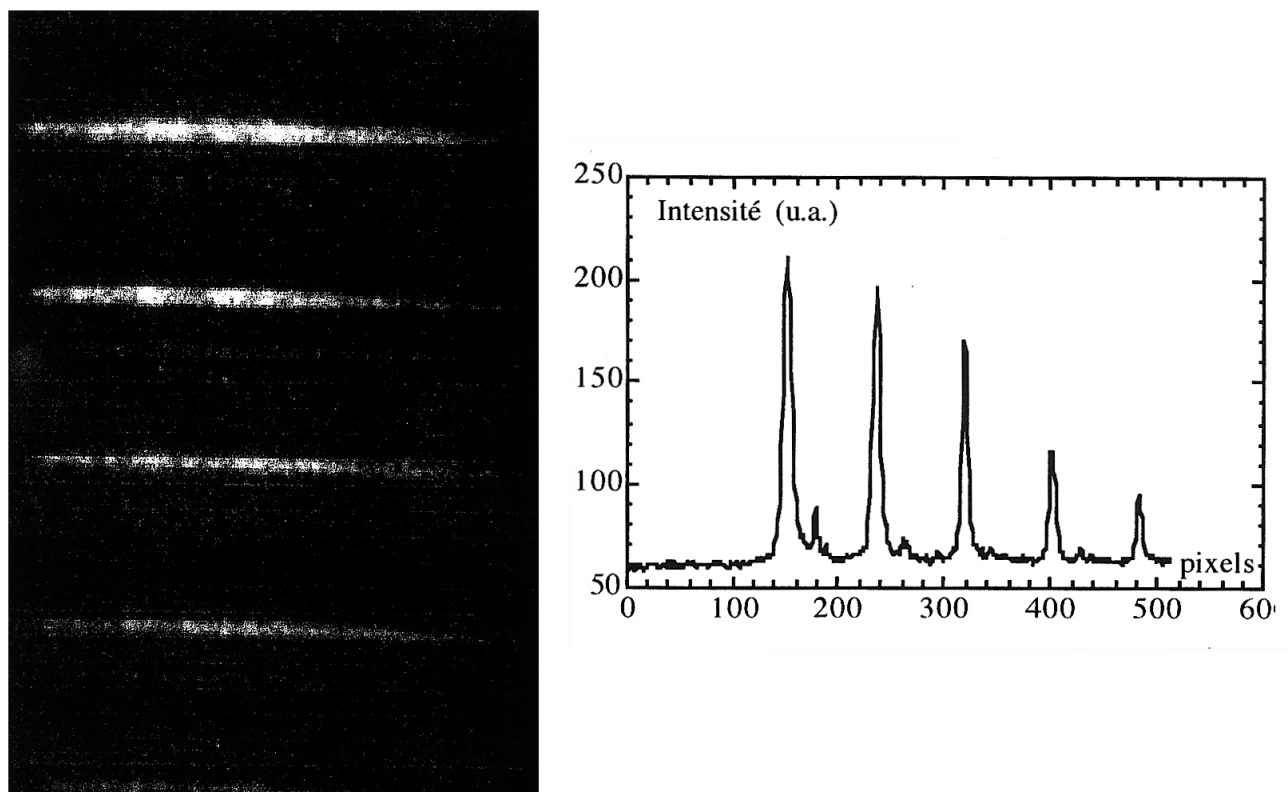


Figure 3.5 : Image d'un train d'impulsion séparée de 50ps par le système Streak+CCD en calibre 100 ps/mm et densitogramme correspondant à une coupe verticale de l'image.

Les résultats trouvés selon le calibre utilisé sont présentés dans le tableau suivant :

Calibre (ps/mm)	Vitesse de balayage mesurée (ps/pix)
200 ps/mm	4.36 ps/pix
100 ps/mm	2.40 ps/pix
50 ps/mm	1.23 ps/pix

Les incertitudes sur ces valeurs sont de l'ordre de 1%.

3. MONTAGE EXPERIMENTAL

Le montage expérimental est représenté schématiquement sur la figure 3.6.

On focalise trois des faisceaux lasers de la chaîne nanoseconde du LULI, doublés en fréquence, à l'aide de lentilles de longueur focale $f=50$ cm, sur une cible positionnée au centre de la chambre d'interaction, sous vide secondaire.

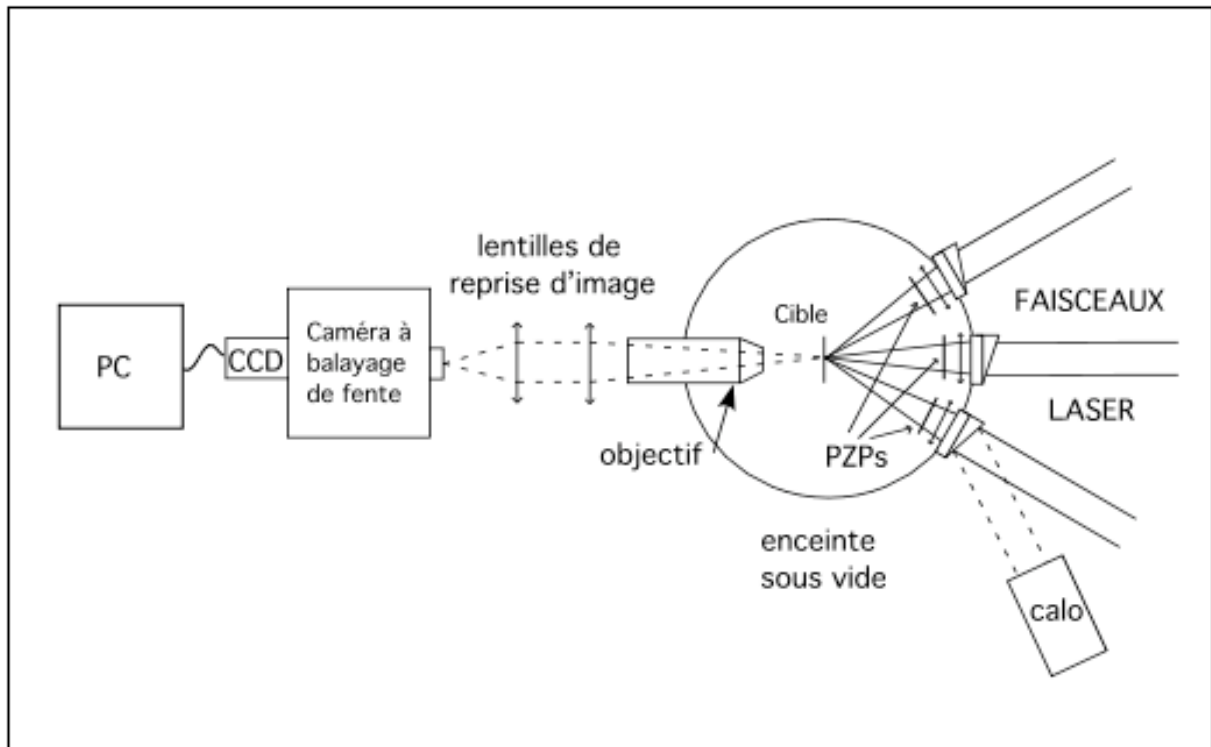


Fig 3.6 Montage expérimental

Ce point, où a lieu l'interaction laser-cible, est défini par trois télescopes fixés sur l'enceinte et mis en coïncidence à l'aide d'une micro-bille de diamètre 100-300 μm . Ainsi l'alignement des cibles, des lentilles de focalisation des faisceaux lasers et des diagnostics est fait avec une précision de 10-20 μm . Les trois faisceaux ont été lissés spatialement par des lames de phase de type PZP (Phase Zone Plates). Un quatrième faisceau est utilisé comme référence temporelle. Les points critiques de ce montage sont : la précision des alignements, le pointage des faisceaux, leur synchronisation temporelle et la synchronisation des diagnostics résolus en temps avec les tirs lasers. La mesure de l'énergie laser est réalisée au moyen de calorimètres, préalablement calibrés, placés juste devant l'entrée de l'enceinte. Ces calorimètres collectent une partie de l'énergie incidente réfléchie par les hublots (voir fig. 3.6 où l'on n'a représenté qu'un seul calorimètre pour alléger la figure).

Les caractéristiques du système optique constitué des lentilles de focalisation et des lames de phase PZP étaient telles que les dimensions de la tache focale étaient d'environ 500 μm (largeur à mi-hauteur), avec une zone centrale d'intensité quasi-constante large d'environ 250 μm . Le choix d'une tache focale de grande dimension se justifie par le souci de réduire les effets bidimensionnels dans la propagation du choc, l'épaisseur totale de la cible étant voisine de 50 μm .

L'enregistrement de l'émissivité, résolue spatialement et temporellement, a été réalisé en faisant l'image de la face arrière de la cible sur la fente d'une caméra à balayage de fente. La reprise d'image est assurée par un objectif photographique de grande ouverture (Olympus 50 mm, f/1.2), monté à l'intérieur de l'enceinte, associé à un ensemble de deux lentilles extérieures. Celui-ci est constitué d'une lentille d'imagerie et d'une lentille de champ placée dans le plan de l'image intermédiaire et permettant d'éviter le vignettage (perte de luminosité sur les bords du champ optique due au passage d'une partie des rayons hors de l'ouverture de la lentille d'imagerie). L'objectif est protégé des débris de la cible par un film plastique transparent renouvelé automatiquement entre chaque tir, et est protégé de la lumière diffusée par un cône.

Pour finir, la caméra à balayage de fente, fonctionnant dans le visible, est couplée à une caméra CCD d'une résolution de 512x512 points, autorisant l'acquisition numérique sur un ordinateur PC sous forme de fichiers images. Le grandissement du système étant $G=15$, la résolution spatiale du diagnostic était environ de 7 μm par pixel. Sur le calibre 200 ps/mm utilisé, la résolution temporelle était de l'ordre de 15 ps.

4. CIBLES

4.1 Choix

4.1.1 Choix de l'ablateur

Comme on l'a vu au chapitre deux, pour éviter le préchauffage par les rayons X durs, gênant dans une mesure d'équation d'état, il est souhaitable d'utiliser un matériau de Z faible comme ablateur. Les cibles que nous avons utilisées comportent donc une première couche de polyéthylène (CH) d'épaisseur $1.88 \mu\text{m}$. Les simulations numériques montrent que cette épaisseur est suffisante pour n'être pas entièrement ablatée durant l'impulsion laser. Comme le polyéthylène est transparent, on le recouvre d'un mince film de $500 \text{ \AA}$ d'aluminium afin d'éviter l'attaque de la couche suivante par le laser dans les premiers instants (*shinethrough*), avant que la couche plastique s'ionise et devienne opaque.

4.1.2 Choix du matériau de référence

Nous employons une couche d'aluminium comme matériau de référence. Celui-ci est fréquemment employé comme tel dans la littérature. Ce choix est dicté par le fait que dans le régime de pressions atteintes ($P < 20 \text{ Mbar}$) tous les points expérimentaux relatifs à l'aluminium valident les modèles SESAME et QEOS sur la polaire de choc, ainsi que sur les isentropes de détente qui en sont issues, dont la connaissance est indispensable pour la mesure indirecte de l'équation d'état d'un matériau de densité plus faible que celle du matériau de référence.

L'épaisseur de la base d'aluminium est déterminée pour obtenir un choc aussi stationnaire que possible, c'est à dire dont la vitesse varie aussi peu que possible, lors de la traversée des couches suivantes. En effet, la méthode utilisée étant fondée sur la mesure des valeurs moyennes de la vitesse du choc dans ces couches, elle n'est valable que dans la mesure où cette moyenne est très proche de la valeur à l'interface. C'est elle qui intervient dans la méthode de désadaptation d'impédance.

4.1.3 Structure "bi marche" pour un matériau transparent.

La structure de cible classique pour l'application de la méthode de désadaptation d'impédance est celle de cible bi-marche : le débouché du choc en sortie de la base fournissant une origine commune de temps, son débouché en sortie de deux "marches", l'une du matériau de référence l'autre du matériau à étudier, placées sur cette base, fournit les temps de transit du choc, et par là les vitesses, dans chacun des matériaux. (cf. fig. 3.7). Toutefois cela suppose que l'émissivité n'apparaît qu'au débouché du choc, c'est à dire que les deux matériaux sont opaques, sans quoi l'émission du choc est visible à travers le matériau qu'il traverse...

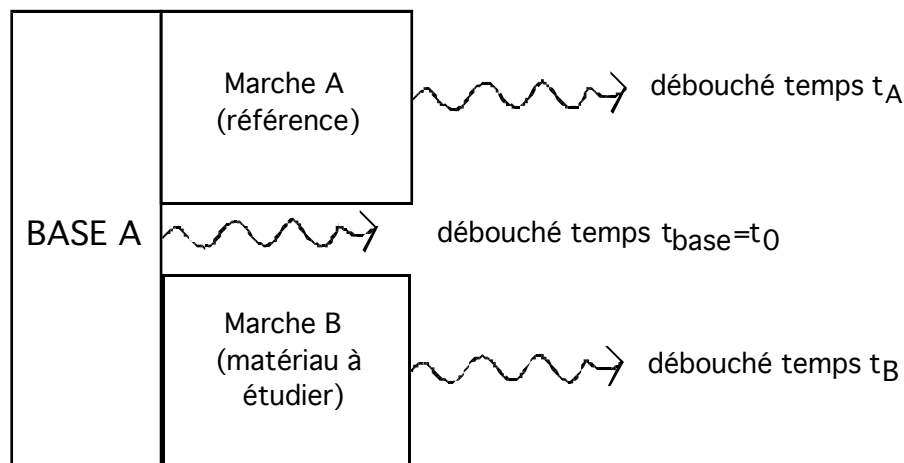


Fig 3.7 Principe classique des cibles bi-marches

Les mousses plastiques étant transparentes, on utilise une structure de cible légèrement différente (cf. fig. 3.8), où les marches du matériau de référence (l'aluminium) sont recouvertes de la mousse à étudier.

Si la moitié de la face arrière de la cible est métallisée, afin de bloquer la lumière émise par le choc, on n'observera d'émission de ce côté que lors du débouché du choc hors de la mousse. De l'autre côté en revanche,

on observe le débouché du choc hors de la base et de la marche d'aluminium à travers la mousse, comme si celle-ci était absente. Cette façon de procéder simplifie la fabrication de la cible (il suffit de "remplir" la cible de mousse sur toute sa surface). En outre, elle permet d'évaluer la vitesse moyenne du choc sur deux épaisseurs de mousse différentes, et donc de vérifier la stationnarité du choc. (voir fig. 3.9)

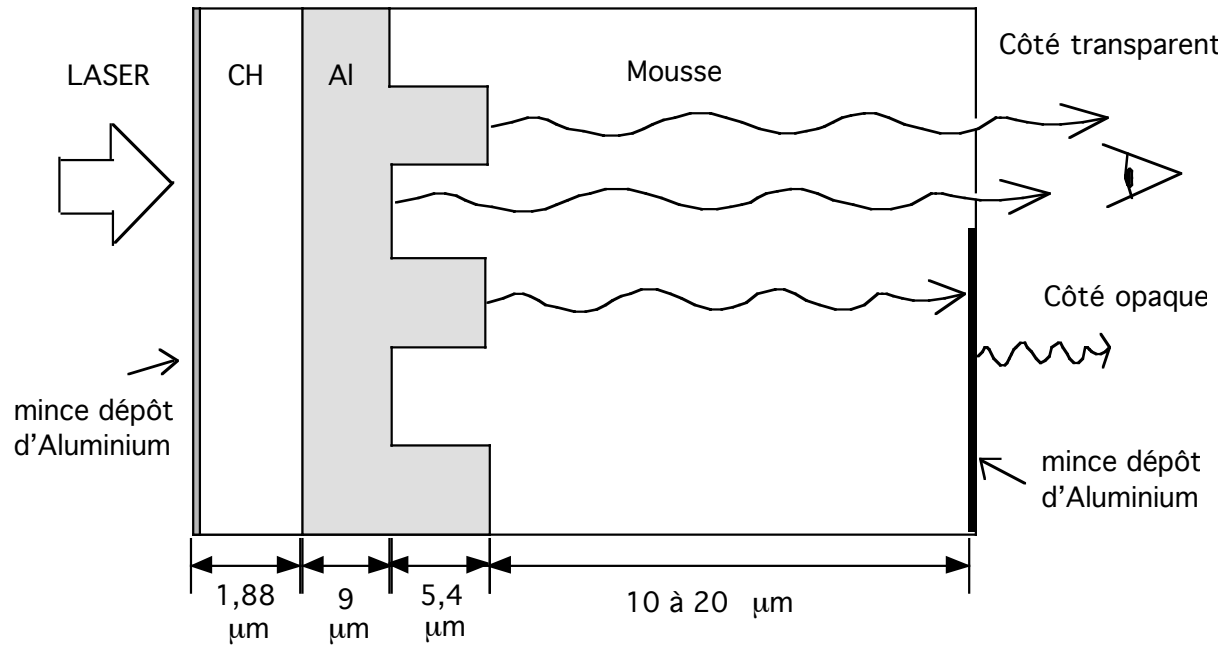


Fig 3.8 Structure des cibles multicouches utilisées

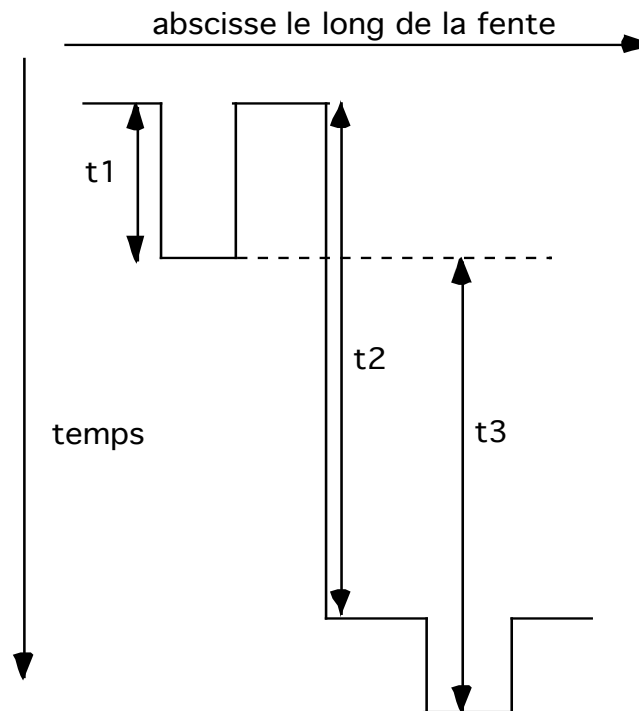


Fig 3.9 Principe de la détermination des temps de transit du choc sur l'image streak . La courbe pleine correspond au début du signal lumineux observé. t_1 est le temps de transit à travers une marche d'aluminium, t_2 à travers une épaisseur de mousse e_1 dans le creux entre deux marches, et t_3 le temps de transit à travers une épaisseur de mousse e_2 au dessus d'une marche. On a donc deux déterminations de la vitesse moyenne du choc dans la mousse. Le choc n'est stationnaire que si celles-ci sont égales.

Hauteur maximum et largeur minimum des marches d'aluminium sont fixées par la conjugaison de l'exigence de

stationnarité du choc dans la marche et la nécessité d'éviter les effets bidimensionnels dans la propagation du choc. La hauteur des marches ayant été fixée à environ 5 μm à l'aide de simulations numériques de la propagation du choc (cf. 4.2), nous avons choisi une largeur de marche de 50 μm avec un espacement entre marches de 100 μm . De telles dimensions sont réalisables techniquement par la méthode de dépôt qui sera présentée plus loin.

Cette largeur et cet espacement sont limités par les dimensions de la partie utilisable de la tache focale sur laquelle le choc est quasi-plan. Ceci est fixé par l'éclairement souhaité et les performances du dispositif de lissage. En utilisant des lames PZP pour le lissage optique du faisceau nous avons obtenu des fronts de choc plans sur environ 200 μm (cf. paragraphe 5.1), ce qui est suffisant pour observer une marche et un creux dans cette zone, avec les largeurs ci-dessus.

La longueur minimum est imposée par la résolution temporelle du diagnostic d'émissivité. En effet, l'incertitude sur la mesure de la vitesse de choc dans l'aluminium dépend du rapport entre la résolution temporelle du diagnostic (caméra à balayage de fente + CCD) et le temps de transit du choc dans la marche. Pour des vitesses de choc attendues dans la marche de l'ordre de 10 à 20 km/s, et une vitesse de balayage de quelques picosecondes par pixel (cf. 2.3), le temps de traversée d'une marche de 5 mm représente environ 80 pixels sur la caméra à balayage de fente, et l'incertitude de lecture ne devrait pas dépasser quelques %.

4.2 Simulations numériques correspondantes

Comme on l'a vu au paragraphe précédent, le choix des épaisseurs des différentes couches était essentiellement guidé par la nécessité d'avoir une bonne stationnarité du choc. Ceci est indispensable pour pouvoir raisonnablement identifier la vitesse moyenne mesurée et la vitesse à l'interface intervenant dans la méthode de désadaptation d'impédance. Pour aborder ce problème, des simulations hydrodynamiques ont été réalisées avec le code d'hydrodynamique radiative lagrangien 1D MULTI⁹ (cf. annexe pour une description détaillée).

Ces simulations ont été réalisées en utilisant les tables d'équations d'état SESAME, à une température.

La fig. 3.10 présente les résultats d'une de ces simulations. On peut y voir le trajet de l'onde de choc générée par le laser dans l'ablateur plastique, l'aluminium, puis la mousse. La désadaptation d'impédance à l'interface des deux milieux et les ondes de détente sont également bien visibles.

Sur les figures 3.11 et 3.12, nous avons cherché à établir que le choc est bien stationnaire dans la marche d'aluminium. Ces figures présentent le profil de pression en fonction du temps. Le front de choc est la zone où les courbes de niveau sont très resserrées (correspondant à une augmentation brutale de la pression).

La figure 3.11 correspond à un pic d'éclairement laser de 3.10^{13} W/cm^2 , correspondant à nos tirs de basse énergie. La linéarité des courbes de niveau montre clairement la stationnarité du choc dans la marche. De même sur la figure 3.12, on voit que la stationnarité est préservée pour un pic d'intensité laser de 6.10^{13} W/cm^2 , correspondant à nos tirs de grande énergie.

La même étude a été réalisée pour la couche de mousse, et est présentée sur les figures 3.13 et 3.14. Là aussi, la stationnarité du choc semble excellente.

Finalement, nous avons cherché à évaluer le préchauffage dans la mousse, dans les conditions les plus défavorables (tir de haute énergie). Un ensemble de profils de températures dans la cible, calculés à différents instants, est présenté sur la figure 3.15. On voit que le préchauffage maximum prédit par le code est de l'ordre de 0.25 eV. Ce chiffre est à considérer avec précaution, la validité des tables d'opacités spectrales de la mousse utilisées pour la simulation étant incertaine. La présence de préchauffage a été recherchée expérimentalement à partir de l'étude du profil d'émission en face arrière (cf. paragraphe 7).

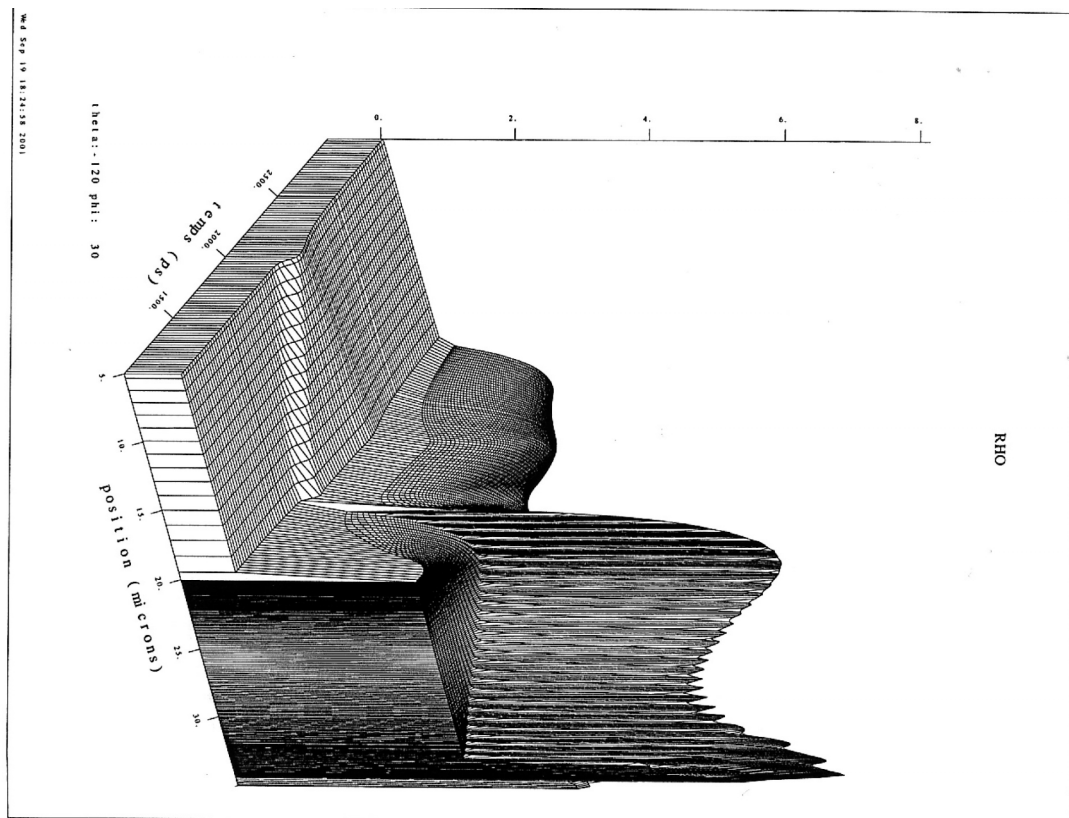


Figure 3.10 : Profil de densité de la cible en fonction du temps et de la position (coordonnées lagrangiennes), pour un pic d'intensité laser de 6.10^{13} W/cm².

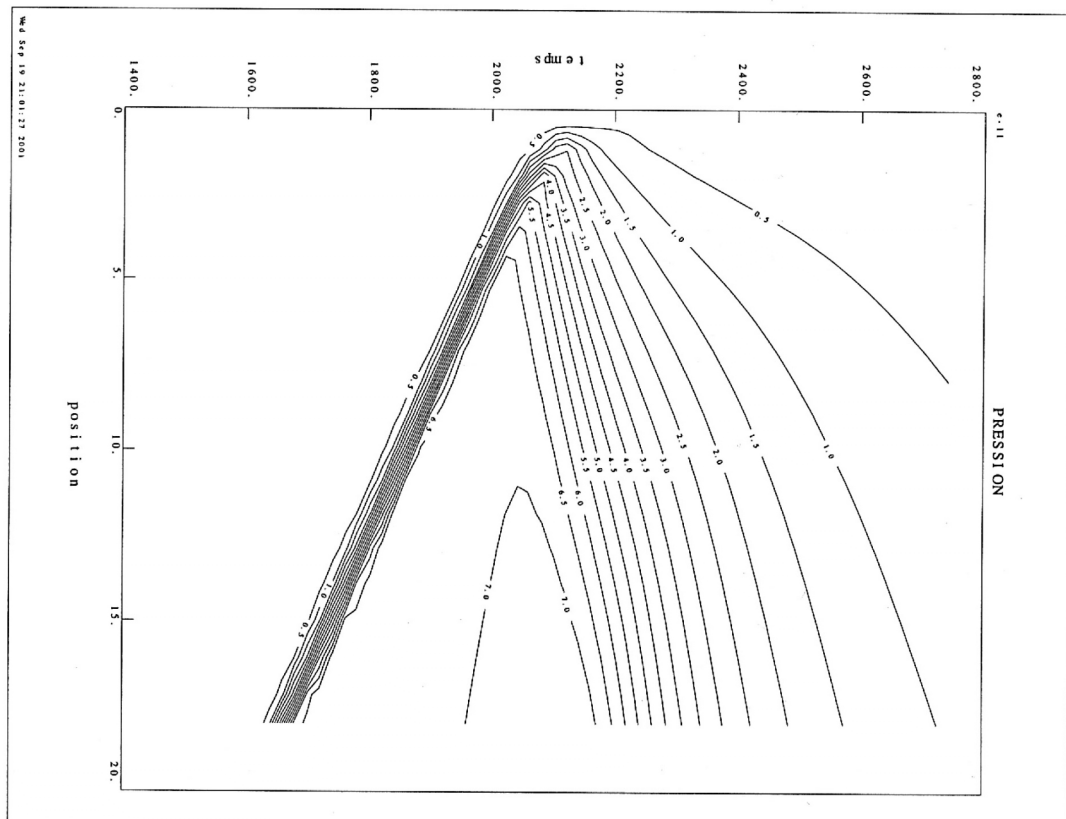


Figure 3.11 : Courbes de niveau de pression dans la marche d'aluminium en fonction du temps, pour un pic d'éclairement laser de 3.10^{13} W/cm².

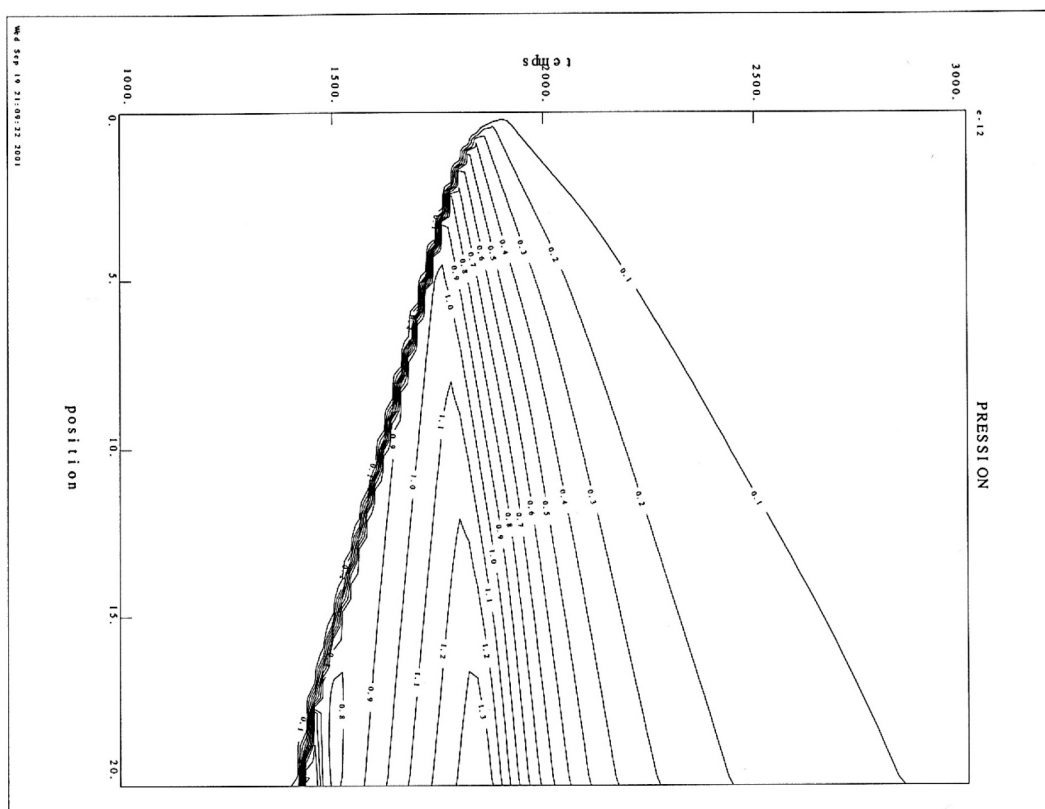


Figure 3.13 : Courbes de niveau de pression dans la couche de mousse en fonction du temps, pour un pic d'éclairement laser de 3.10^{13} W/cm².

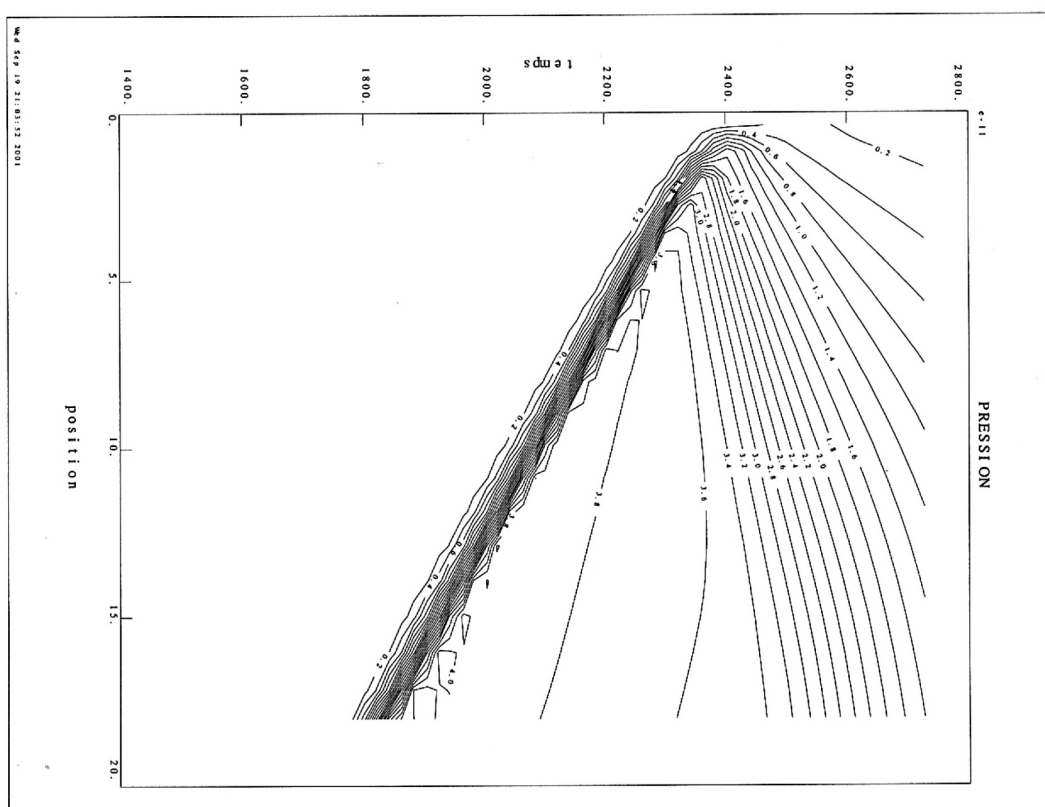


Figure 3.12 : Courbes de niveau de pression dans la marche d'aluminium en fonction du temps, pour un pic d'éclairement laser de 6.10^{13} W/cm².

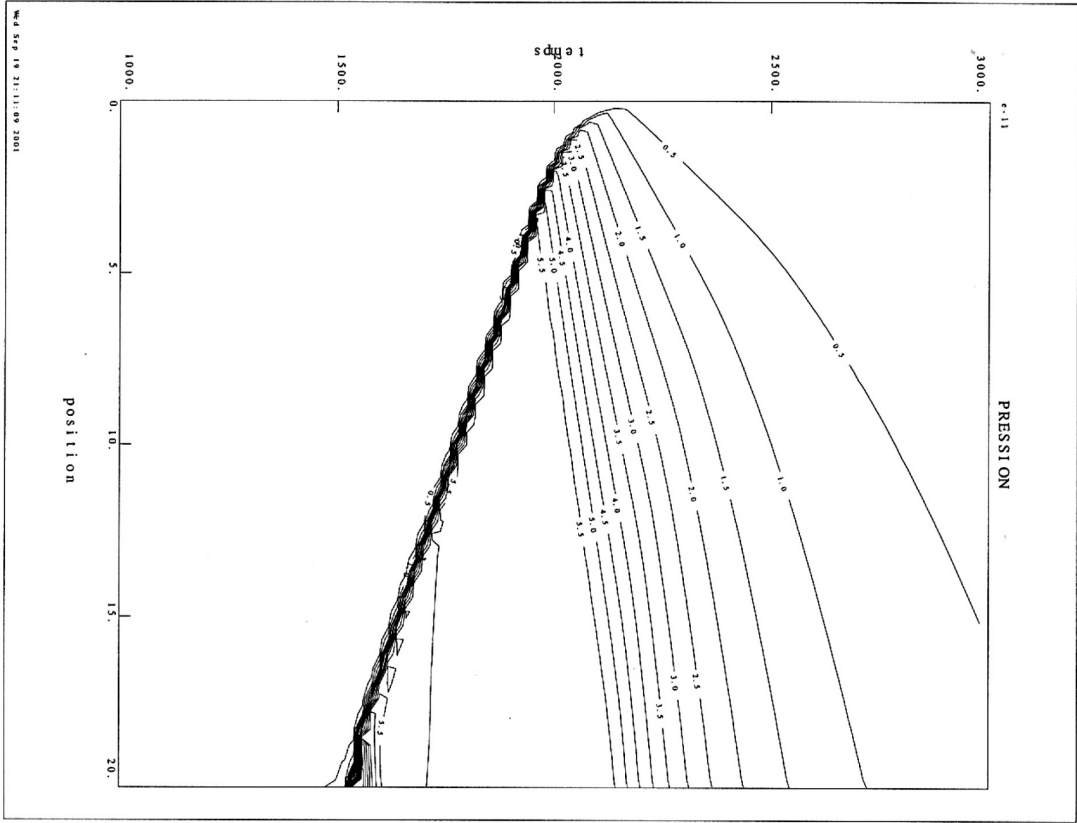


Figure 3.14 : Courbes de niveau de pression dans la couche de mousse en fonction du temps, pour un pic d'éclairement laser de 6.10^{13} W/cm^2 .

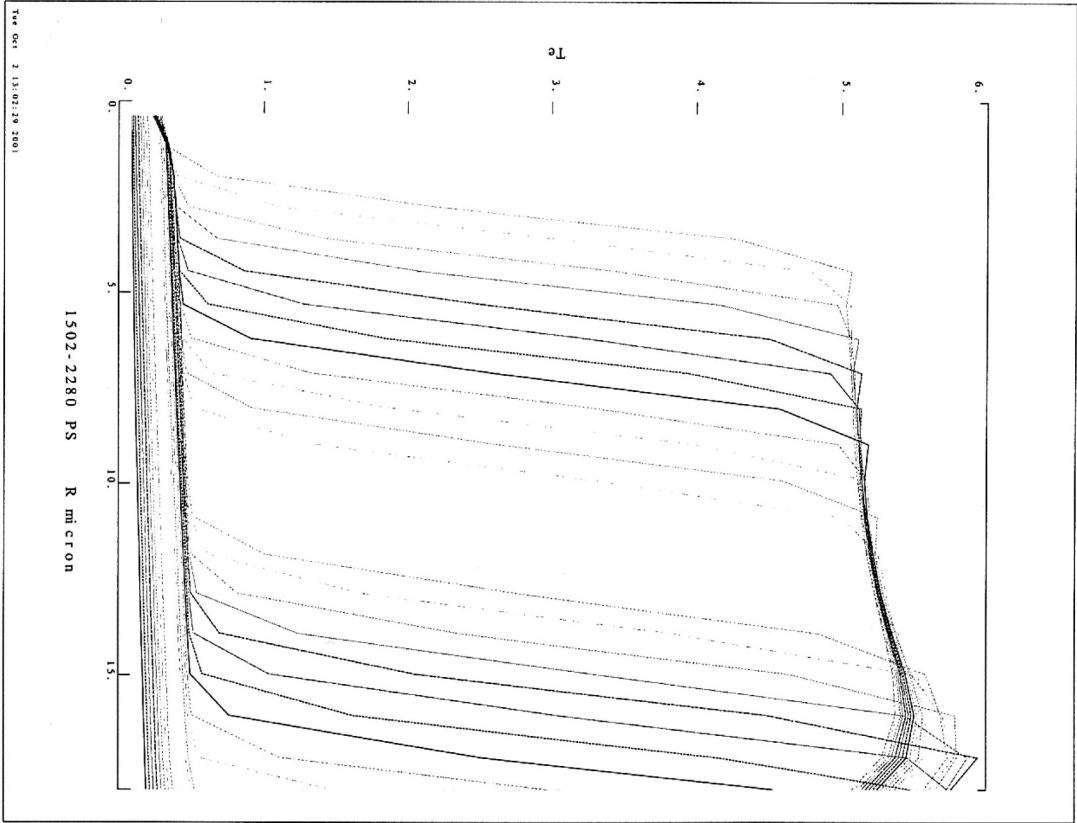


Figure 3.15 : Profils de température dans la couche de mousse pris à des instants successifs de la propagation du choc, pour un pic d'éclairement laser de 6.10^{13} W/cm^2 .

4.3 Technique de fabrication

Pour cette expérience, nous avons utilisé une centaine de cibles aluminium/mousse, avec des densités de mousses allant de 20 mg/cm^3 à 400 mg/cm^3 , ainsi que des cibles aluminium/plastique. La mousse utilisée est une mousse de $\text{C}_{15}\text{H}_{20}\text{O}_6$ (TMPTA). Ce plastique a une densité normale 1.1 g/cm^3 et pour indice de réfraction dans le domaine visible 1.602.

La qualité de la fabrication des cibles est très importante pour une bonne réussite de l'expérience. Il est en particulier nécessaire d'avoir une très bonne précision sur l'épaisseur des marches, qui doivent avoir des bords francs, et sur l'épaisseur de la mousse déposée. De plus, la mousse doit être aussi homogène que possible, avec des pores fins.

La fabrication des marches d'aluminium utilise une technique de dépôt à travers un masque (« grille »), à l'aide d'un canon à électrons. Elle a été réalisée au laboratoire "cibles" du CEA, et répond bien aux exigences de précision.

La hauteur des marches d'aluminium a été déterminée pour chaque cible à l'aide d'un DEKTAT, stylet mobile très fin donnant le profil de la cible avant le dépôt de mousse. Globalement, la précision attendue de ces mesures est de $\pm 0.03 \text{ } \mu\text{m}$, ce qui est faible en regard du temps de transit du choc dans la marche d'aluminium.

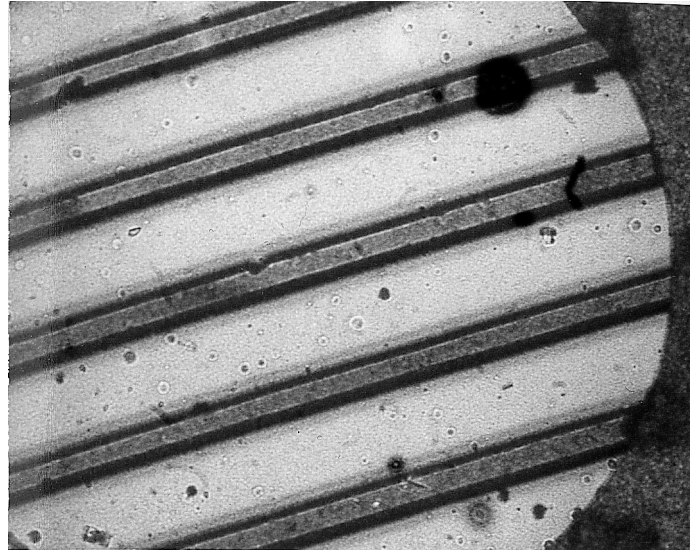


Fig 3.16 photographie de la face arrière d'une cible, montrant les marches d'aluminium. Le dépôt de mousse est transparent. La zone visible est large d'un millimètre environ (voir le profil ci-dessous)

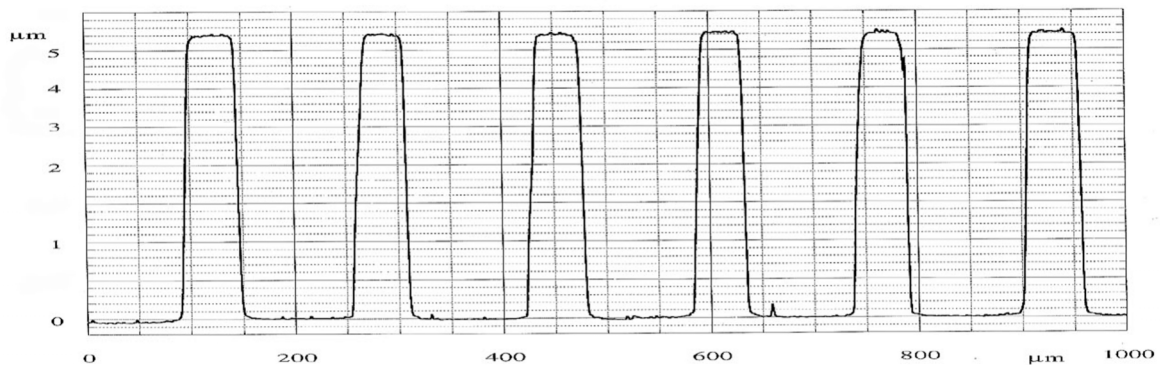


Fig 3.17 profil des marches aluminium d'une cible réalisé au DEKTAT

La technique retenue pour le remplissage en mousse est une technique de polymérisation *in situ*¹⁰. Celle-ci est décrite schématiquement fig. 3.18. L'intérêt de cette technique est qu'elle permet d'obtenir une mousse de porosité micrométrique (cf. fig. 3.19 et 3.20), directement sur la cible, sans manipulation supplémentaire risquant d'endommager la structure de la mousse. De plus, cette technique évite d'avoir recours à de la colle pour fixer la mousse, ce qui est crucial compte tenu des faibles épaisseurs mises en œuvre. La radiographie d'échantillons de mousse réalisés dans des condition moins sévères (récipient plus large, absence de marches...), montre une excellente homogénéité. Celle-ci est toutefois moins assurée dans nos conditions, des effets de tension superficielle ayant été rencontrés lors du remplissage.

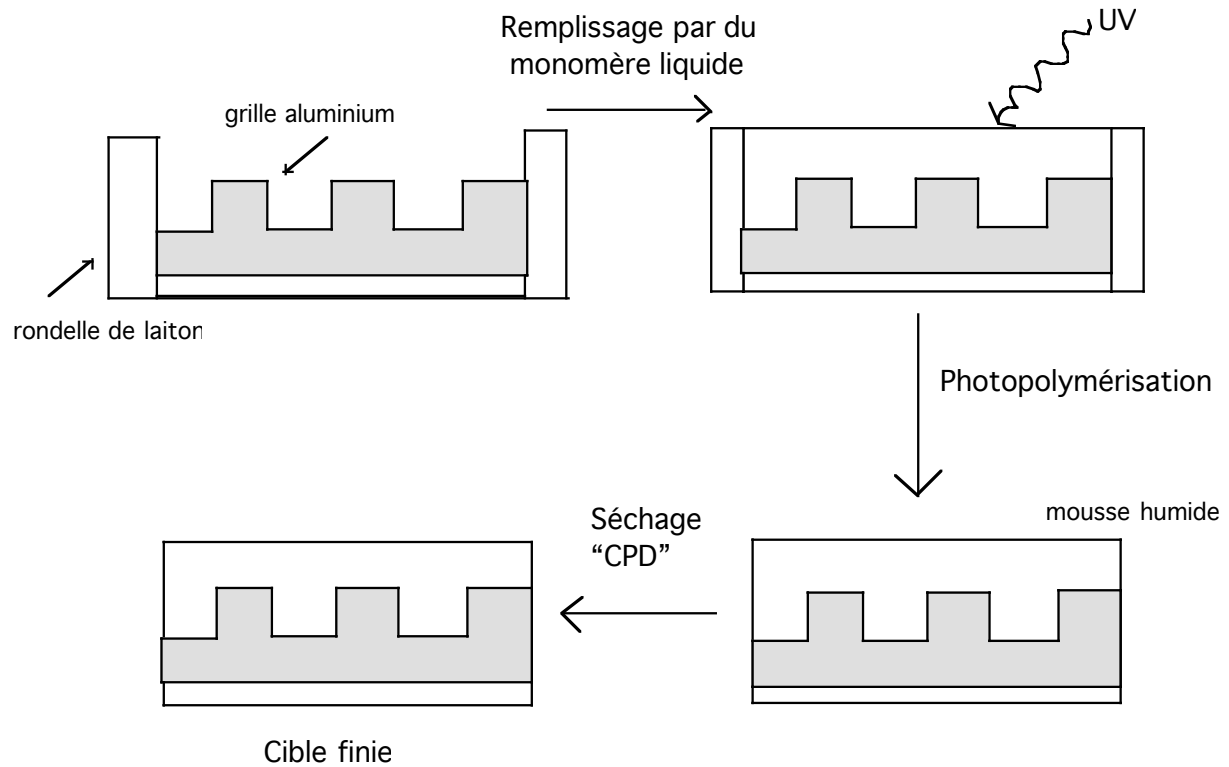


Fig 3.18 La méthode de polymérisation *In Situ*.

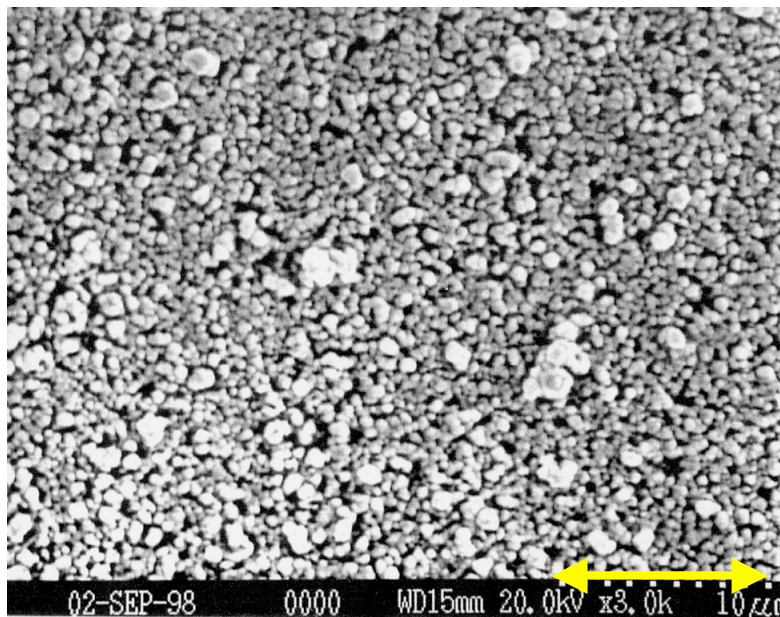


Fig 3.19 Image d'une mousse de 50 mg/cm^3 au microscope électronique. La flèche en bas de l'image correspond à 10 microns.

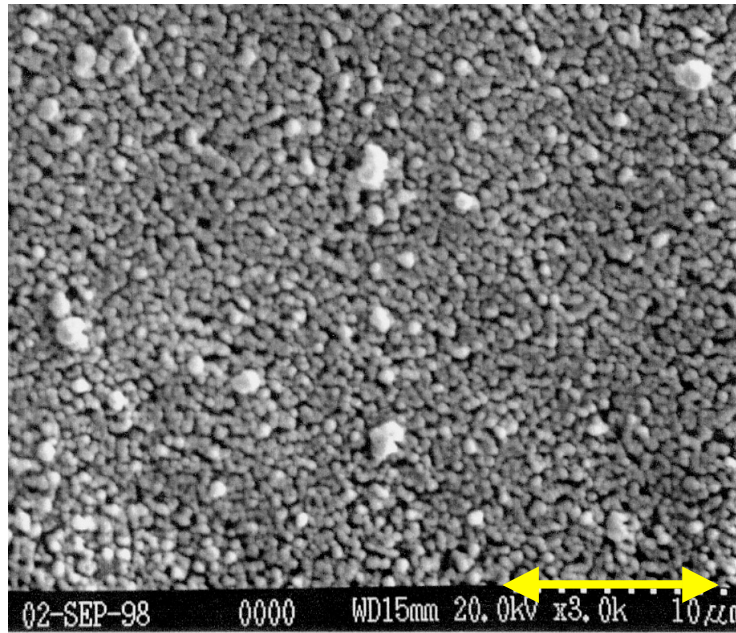


Fig 3.20 Image d'une mousse de 400 mg/cm^3 au microscope électronique. La flèche en bas à droite de l'image représente 10 microns.

L'épaisseur de mousse déposée a été déterminée à l'aide d'un microscope pourvu d'un objectif à dispositif interférentiel.

Avec ce dispositif, on observe des franges d'égale épaisseur superposées à l'image de l'objet étudié. Les franges formées en surface de la cible (sur la couche mince d'aluminium recouvrant la moitié de la mousse) et dans le creux des marches sont décalées entre elles. Un vernier permet de mesurer le déplacement de l'objectif nécessaire pour compenser ce décalage, c'est-à-dire le chemin optique introduit par la mousse. Pour une mousse de densité ρ , en notant ρ_0 la densité du TMPTA solide et e l'épaisseur de mousse, ce chemin optique ℓ correspond au passage à travers une épaisseur $e \cdot \rho / \rho_0$ de plastique d'indice 1.602, et une épaisseur complémentaire $(1 - \rho / \rho_0)$ d'air. Il vaut donc

$$[3.1] \quad \ell = (1 + 0.602 \frac{\rho}{\rho_0})e$$

et on déduit directement de sa mesure l'épaisseur recherchée. Le terme entre parenthèse est, par définition, l'indice de la mousse.

L'incertitude de cette mesure demeure importante, de l'ordre de $1 \text{ } \mu\text{m}$. Comme on le verra, cette incertitude est du même ordre de grandeur que l'incertitude sur le temps de transit du choc dans la mousse et ne doit pas être négligée. Il s'agit d'une difficulté particulière au travail avec des mousses, qui est une limitation majeure de la précision de la méthode. L'incertitude sur la détermination de l'épaisseur de mousse ne pouvant être réduite en dessous de la taille des pores de celle-ci, il est encore une fois souhaitable d'avoir une porosité aussi fine que possible.

En conclusion, le schéma de cible structuré utilisé permet de répondre aux contraintes expérimentales et est conçu pour permettre la mesure de l'équation d'état d'un matériau transparent. La technique de fabrication originale par polymérisation in-situ de la mousse, éliminant le recours à tout assemblage collé, permet de limiter les incertitudes et est bien adaptée à l'utilisation de la cible avec un laser d'énergie modérée, qui ne permet pas l'emploi d'épaisseurs importantes.

5. RESULTATS ET CONFRONTATION AUX MODELES

5.1 Images expérimentales

Pour chaque tir, un enregistrement de l'émission lumineuse en face arrière de la cible, résolu en temps et en espace a été obtenu grâce à la caméra à balayage de fente. La figure 3.21 présente une image expérimentale typique.

Le choc chauffant la matière sur son passage (à des températures de l'ordre de plusieurs dizaines de milliers de degrés), celle-ci émet de la lumière. L'arrivée du front de choc en un point qui n'est plus séparé de la caméra que par des matériaux transparents est donc repérée par l'apparition d'un signal lumineux.

Comme indiqué auparavant au paragraphe 4.1.3, on voit donc d'abord, du côté couvert de mousse transparente, le choc déboucher de la base d'aluminium, puis des marches. De l'autre côté, rendu opaque par un dépôt métallique superficiel, l'émission ne commence qu'avec le débouché du choc en sortie de la mousse. Le choc se déplaçant plus vite dans la mousse que dans l'aluminium, l'émission commence d'abord aux points correspondant à la plus grande épaisseur de mousse. On voit donc d'abord, du côté aluminisé, le débouché en sortie de la mousse surplombant le creux des marches, puis en sortie de la mousse surplombant les marches elle-même.

On déduit la vitesse du choc dans l'aluminium de la différence des temps d'arrivée du choc à la base et au sommet des marches, d'épaisseur connue.

La vitesse du choc dans la mousse peut se déduire de deux façons, par le temps de transit du choc à travers deux épaisseurs différentes de mousse, au-dessus des marches (petite épaisseur de mousse) et dans les creux (grande épaisseur de mousse).

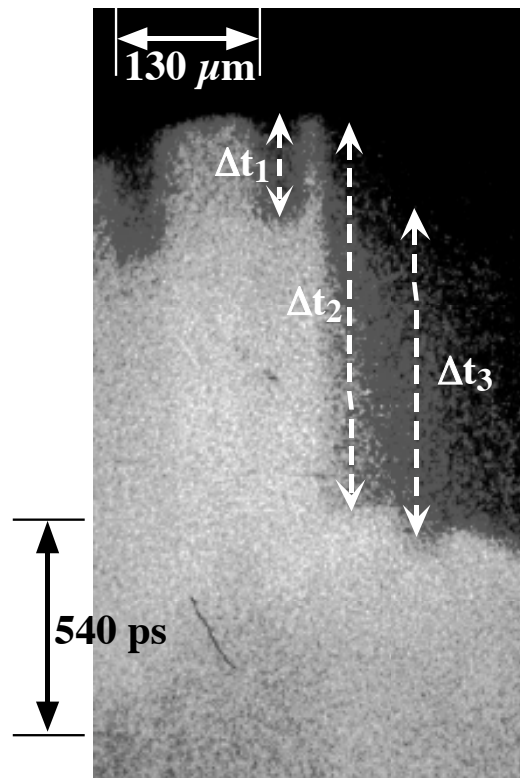


Fig 3.21 Détermination des temps de transit du choc sur une image expérimentale typique. Δt_1 est le temps de transit à travers une marche d'aluminium, Δt_2 à travers une épaisseur de mousse e_1 entre deux marches, et Δt_3 le temps de transit à travers une épaisseur de mousse e_2 au-dessus d'une marche.

Comme on l'a vu au paragraphe 4.1.2, il est indispensable que la vitesse du choc demeure pratiquement

constante lors de la traversée de la mousse et des marches d'aluminium. On peut alors identifier les vitesses moyennes mesurées aux valeurs instantanées des vitesses lors de la traversée de l'interface aluminium/mousse, et appliquer la méthode de désadaptation d'impédance pour déduire un point de la polaire de choc de la mousse étudiée.

Afin de satisfaire à cette exigence, on a eu recours à des simulations numériques pour dimensionner les cibles (cf. paragraphe 4.2). Expérimentalement, ceci est confirmé par l'égalité des valeurs de vitesses moyennes obtenues pour la petite et la grande épaisseur de mousse.

Comme les temps d'arrivée sont mesurés en des points voisins mais différents de la cible, il est aussi nécessaire de s'assurer que le choc est suffisamment plan et uniforme pour que les vitesses de choc puissent être considérées comme identiques en ces points. Ceci a été obtenu grâce à l'usage des lames de phases (cf. paragraphe 2.3). Expérimentalement, ceci est confirmé par le débouché simultané du choc, sur une zone large d'environ $100\ \mu\text{m}$, en sortie de la base d'aluminium. On l'observe plus nettement lors de tirs à même énergie sur des feuilles d'aluminium simples, de même épaisseur que la base des cibles utilisées pour la mesure d'équation d'état (cf. figure 3.22).

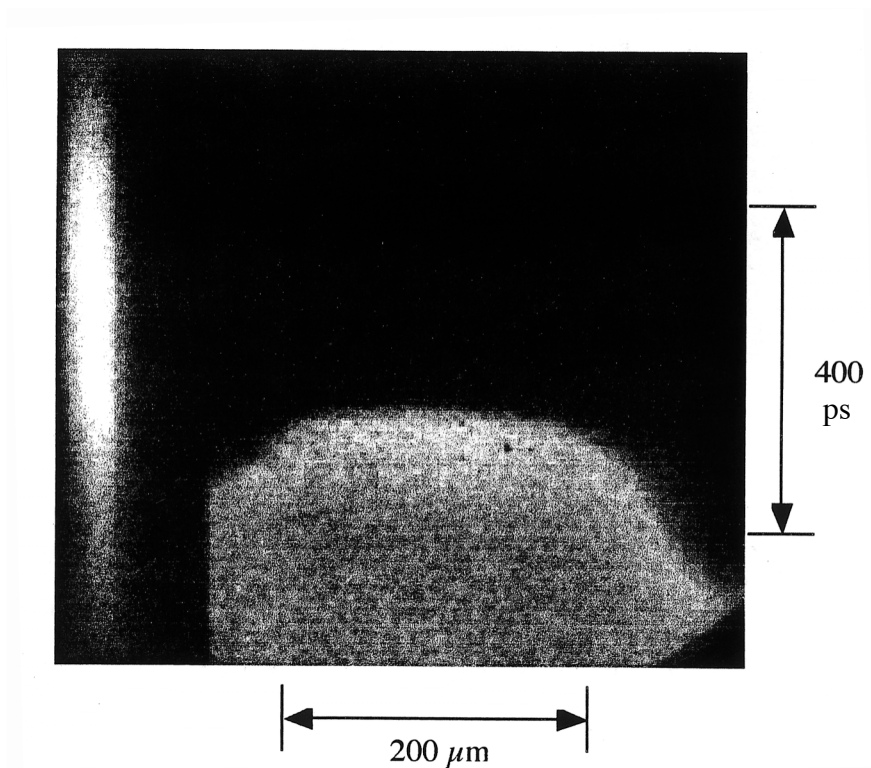


Figure 3.22: émission en face arrière d'une feuille d'aluminium, résolue en temps et en espace. La zone de choc quasi-plan au centre mesure environ $100\ \mu\text{m}$

5.2 Précision des mesures

Les sources d'erreurs sont essentiellement l'incertitude sur la détermination des temps de transit du choc sur les images acquises et l'incertitude sur les épaisseurs de mousse. L'incertitude sur la lecture du temps de transit du choc est de l'ordre de 3 à 5 %. L'incertitude sur l'épaisseur de la mousse est de l'ordre de 7 à 10 %. Au total, il en résulte une incertitude sur la vitesse de choc dans la mousse de 10 à 15 %, et une incertitude sur la vitesse du choc dans l'aluminium de 3 à 5 % seulement. On en déduit un encadrement de l'état final du choc par une méthode graphique (voir figure 3.23)

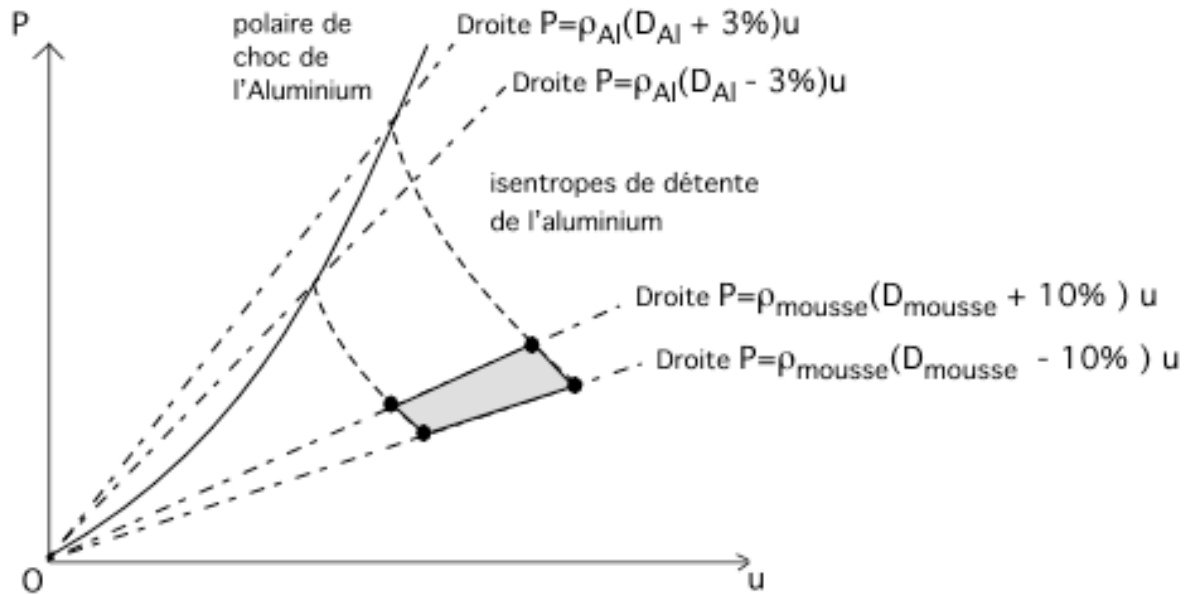


Fig. 3.23 Méthode graphique de détermination des erreurs

Compte tenu de la variation approximativement quadratique de la pression avec la vitesse fluide sur la polaire de choc, ceci revient à prendre des barres d'erreur de l'ordre de 10-15 % sur P et u.

Notons que la densité ρ peut en principe se déduire des relations de Rankine-Hugoniot. Toutefois, compte tenu de la relation non linéaire qui lie la densité à P et u, la propagation des erreurs rend souvent peu exploitable le résultat obtenu. On a en effet :

$$[3.1] \quad \rho_1 = \rho_0 \frac{1}{1 - \frac{\rho_0 u^2}{P}}$$

Par conséquent, si la barre d'erreur sur (P,u) franchit la parabole limite $P = \rho_0 u^2$, les résultats expérimentaux ne fournissent pas de borne supérieure pour la densité. La parabole limite étant proche de la polaire de choc et nos incertitudes expérimentales relativement importantes, c'est le cas pour nos résultats qui seront donc présentés sans barre d'erreur dans le plan (pression, densité).

5.3 Comparaison avec SESAME

Il n'y a pas de table SESAME pour le plastique utilisé. Toutefois, la comparaison de polaires de choc pour diverses variétés de plastiques montre que celles-ci sont assez proches. Nous avons fait figurer sur les diagrammes ci-dessous la polaire SESAME pour le polystyrène (Table SESAME 7592).

5.4 Présentation des résultats

Nous avons exploré systématiquement, dans une série de tirs, les polaires de choc de mousses de TMPTA de densité comprises entre 20 mg/cm³ et la densité du solide compact (1.1 g/cm³), en variant l'énergie du faisceau laser incident de 10 à 100 Joules environ, soit des intensités sur cible de 10¹³ à 10¹⁴ W/cm².

Nos résultats expérimentaux¹¹ sont portés sur les figures suivantes en coordonnées (D,u). Quelques points aberrants, qui conduisaient par exemple à des valeurs négatives ou infinies de densité, ont été éliminés. Ces points correspondaient généralement à des images expérimentales très peu lisibles ou à des cibles présentant des défauts de fabrication.

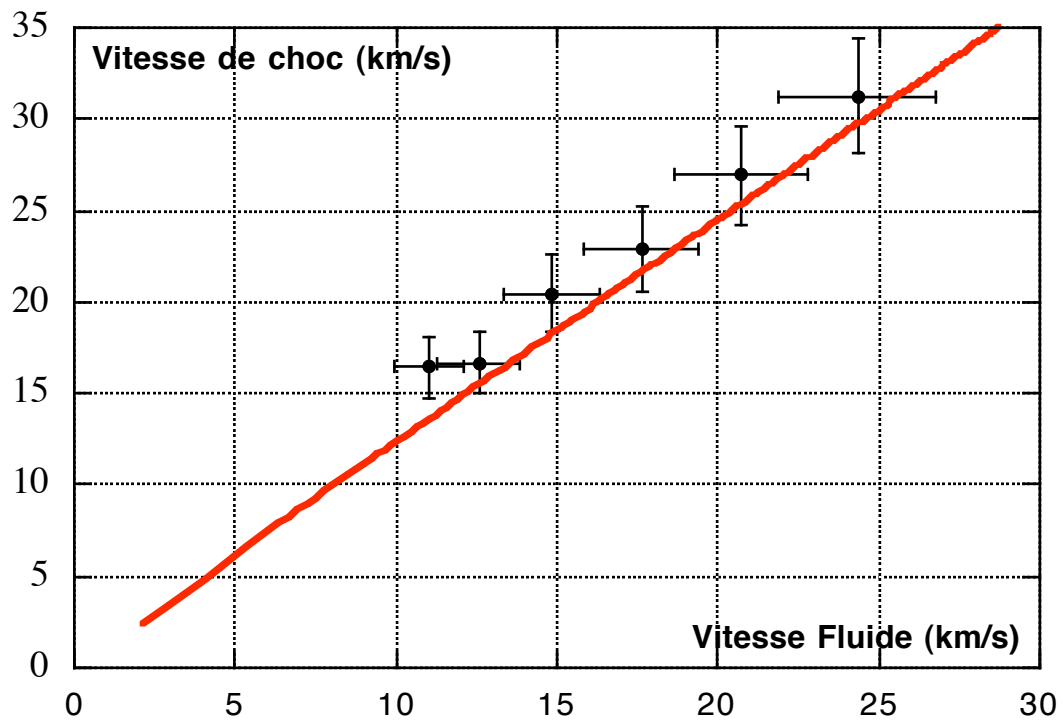


Fig 3.24 Résultats expérimentaux pour les mousses de densité 20 mg/cm³, comparés à la polaire SESAME

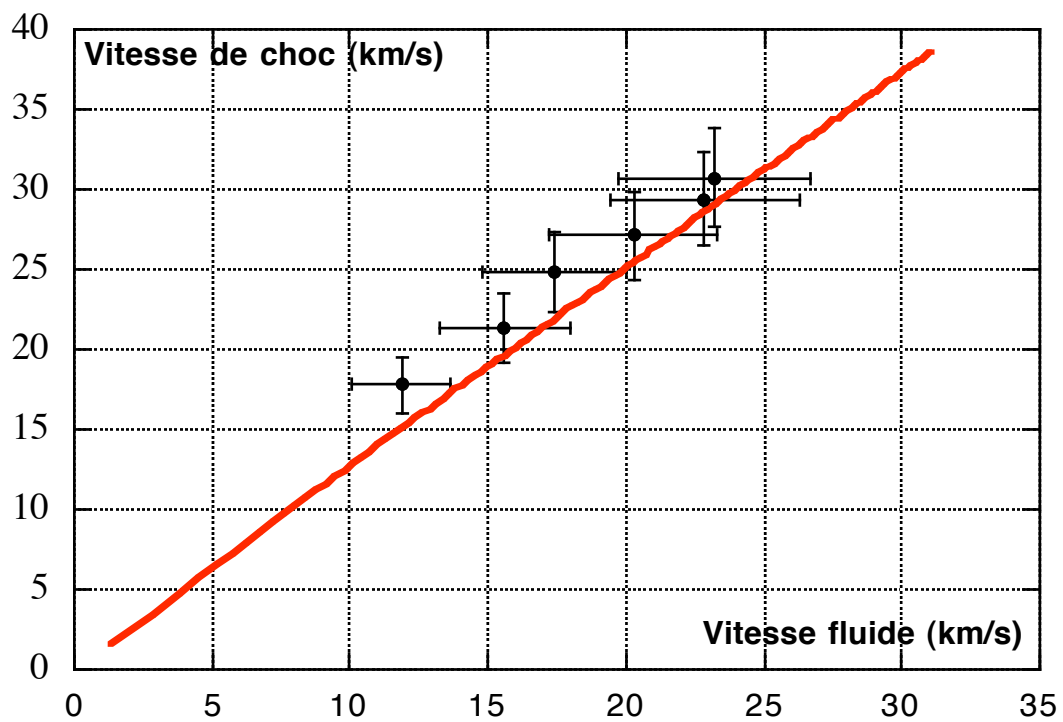


Fig 3.25 Résultats expérimentaux pour les mousses de densité 50 mg/cm³, comparés à la polaire SESAME

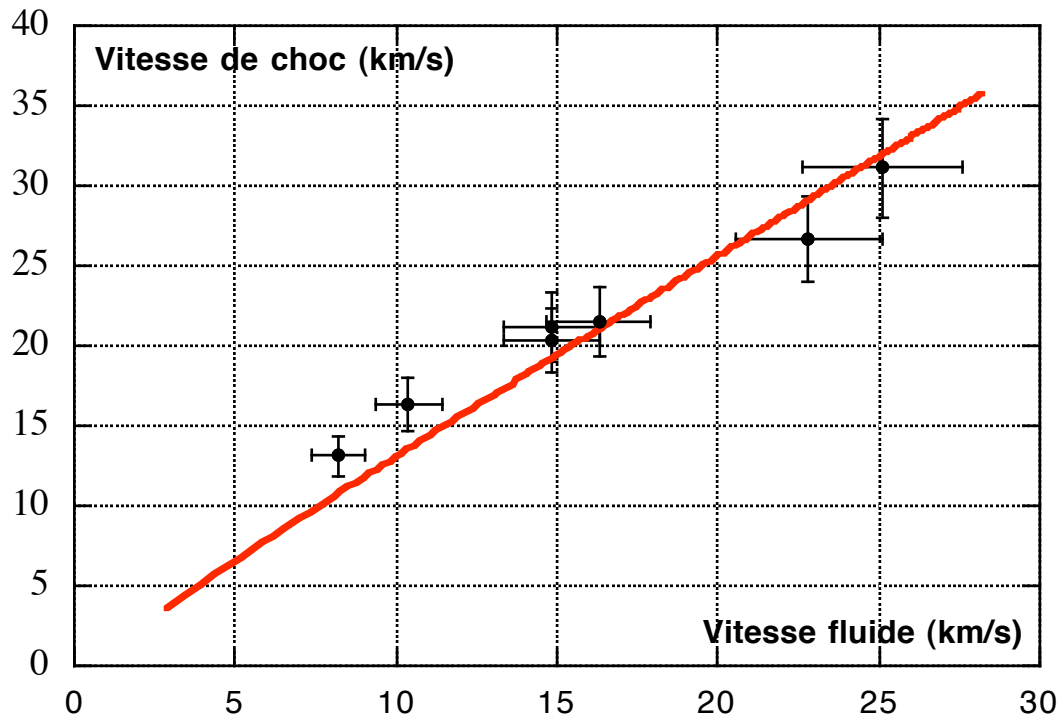


Fig 3.26 Résultats expérimentaux pour les mousses de densité 100 mg/cm^3 , comparés à la polaire SESAME

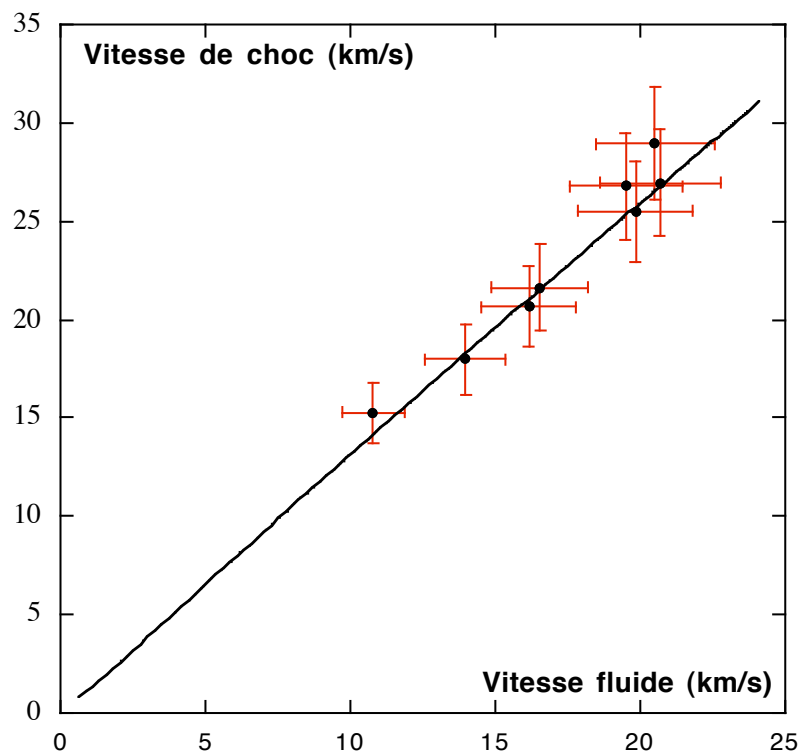


Fig 3.27 Résultats expérimentaux pour les mousses de densité 200 mg/cm^3 , comparés aux polaires SESAME

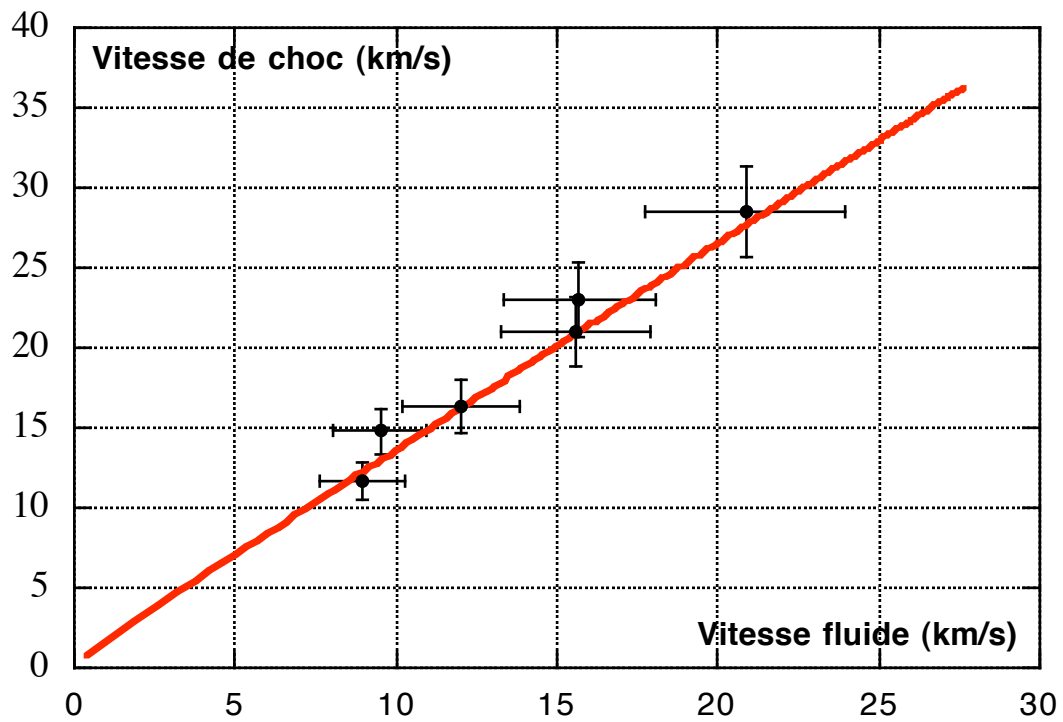


Fig 3.28 Résultats expérimentaux pour les mousses de densité 400 mg/cm³, comparés aux polaires SESAME

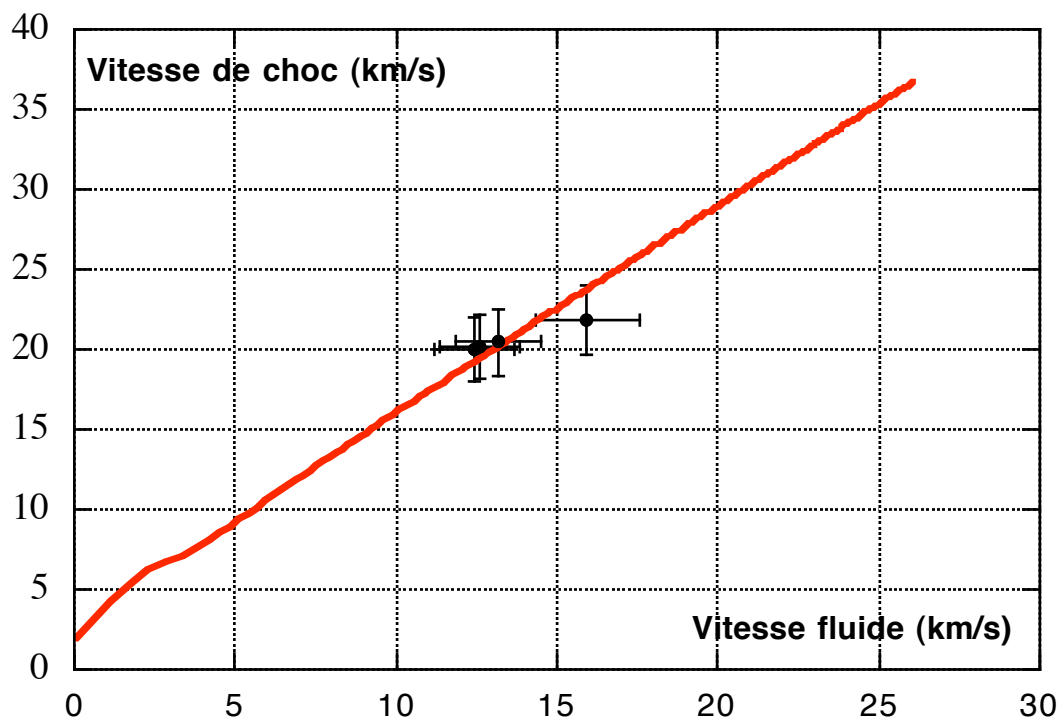


Fig 3.29 Résultats expérimentaux pour le plastique de densité 1.1 mg/cm³, comparés aux polaires SESAME

Valeurs mesurées		Grandeurs déduites		
Vitesse de choc dans l'aluminium (km/s)	Vitesse de choc dans la mousse (km/s)	Pression (kbar)	Vitesse fluide (km/s)	Densité (g/cm ³)
12.3	16.4	35.9	11.0	0.060818
13.1	16.7	42.0	12.6	0.080823
14.5	20.5	60.8	14.8	0.072403
16.1	22.9	80.7	17.6	0.086742
18.0	27.0	112	20.7	0.086211
20.1	31.2	152	24.3	0.090449

20 mg/cm³

Valeurs mesurées		Grandeurs déduites		
Vitesse de choc dans l'aluminium (km/s)	Vitesse de choc dans la mousse (km/s)	Pression (kbar)	Vitesse fluide (km/s)	Densité (g/cm ³)
16.7	24.9	215	17.4	0.14682
18.5	27.1	273	20.3	0.15244
20.1	29.4	334	22.8	0.22374
15.5	21.3	167	15.6	0.18621
13.1	17.8	105	11.9	0.13765
20.4	30.7	359	23.3	0.20604

50 mg/cm³

Valeurs mesurées		Grandeurs déduites		
Vitesse de choc dans l'aluminium (km/s)	Vitesse de choc dans la mousse (km/s)	Pression (kbar)	Vitesse fluide (km/s)	Densité (g/cm ³)
22.5	31.1	775	25.1	0.58030
15.9	21.2	314	14.8	0.33379
12.5	16.3	170	10.4	0.27457
11.0	13.1	114	8.20	0.24329
20.9	26.7	608	22.8	0.80161
15.9	20.4	303	14.9	0.37002
16.5	21.4	350	16.3	0.76571

100 mg/cm³

Valeurs mesurées		Grandeurs déduites		
Vitesse de choc dans l'aluminium (km/s)	Vitesse de choc dans la mousse (km/s)	Pression (Mbar)	Vitesse fluide (km/s)	Densité (g/cm ³)
17.2	20.7	0.669	16.2	0.55341
20.6	25.5	1.01	19.8	0.90050
16.4	18.0	0.503	14.0	0.89788
13.5	15.3	0.330	10.8	0.68040
21.3	29.0	1.19	20.5	0.68514
20.0	26.8	1.14	19.5	0.73731
21.7	27.0	1.12	20.7	0.85896
18.0	21.6	0.716	16.5	0.84806

200 mg/cm³

Valeurs mesurées		Grandeurs déduites		
Vitesse de choc dans l'aluminium (km/s)	Vitesse de choc dans la mousse (km/s)	Pression (Mbar)	Vitesse fluide (km/s)	Densité (g/cm ³)
24.2	28.5	2.37	20.9	1.4991
19.1	23.0	1.44	15.7	1.0877
19.1	21.0	1.31	15.6	1.5489
15.0	16.4	0.795	12.0	2.4666
13.3	14.8	0.561	9.50	1.1220
12.7	11.7	0.418	8.96	1.7260
24.2	28.5	2.37	20.9	1.4991
19.1	23.0	1.44	15.7	1.0877

400 mg/cm³

Valeurs mesurées		Grandeurs déduites		
Vitesse de choc dans l'aluminium (km/s)	Vitesse de choc dans le plastique (km/s)	Pression (Mbar)	Vitesse fluide (km/s)	Densité (g/cm ³)
19.1	20.5	2.97	13.2	3.0930
18.6	20.2	2.80	12.6	2.9397
21.0	21.8	3.82	16.0	4.0991
20.1	19.9	2.68	12.5	2.9313

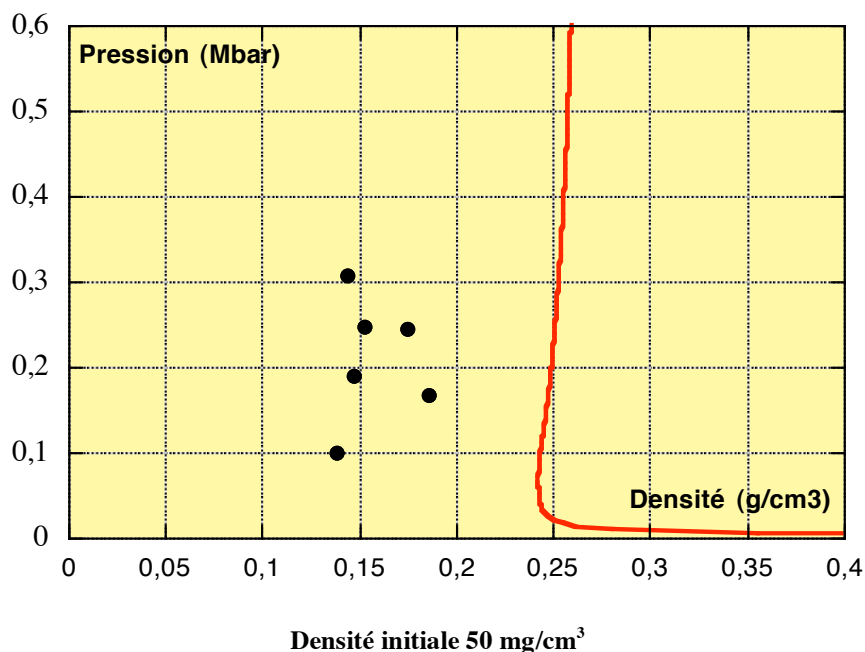
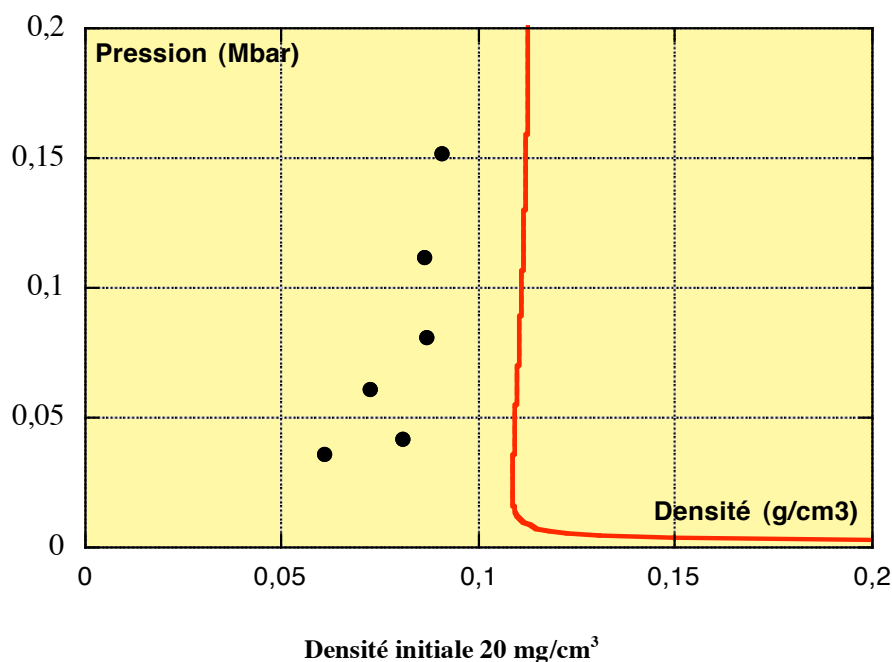
1.1 g/cm³

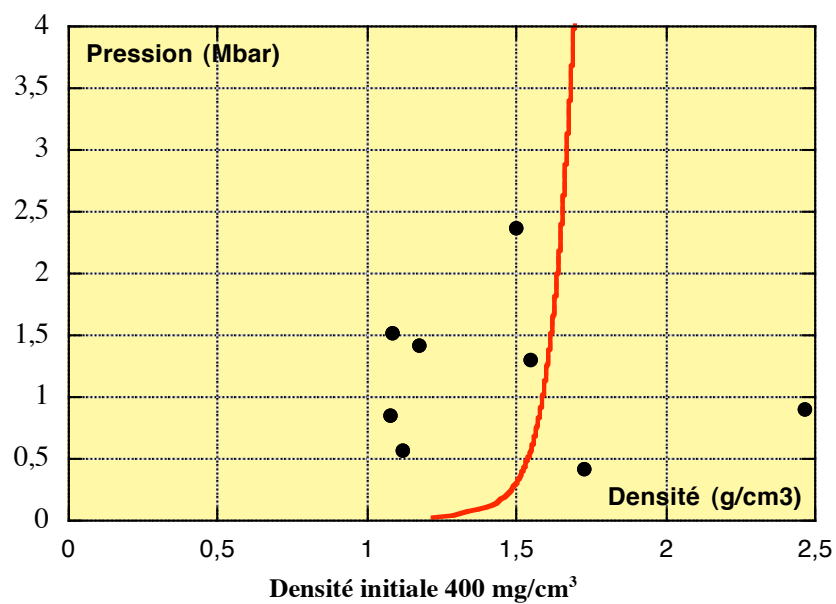
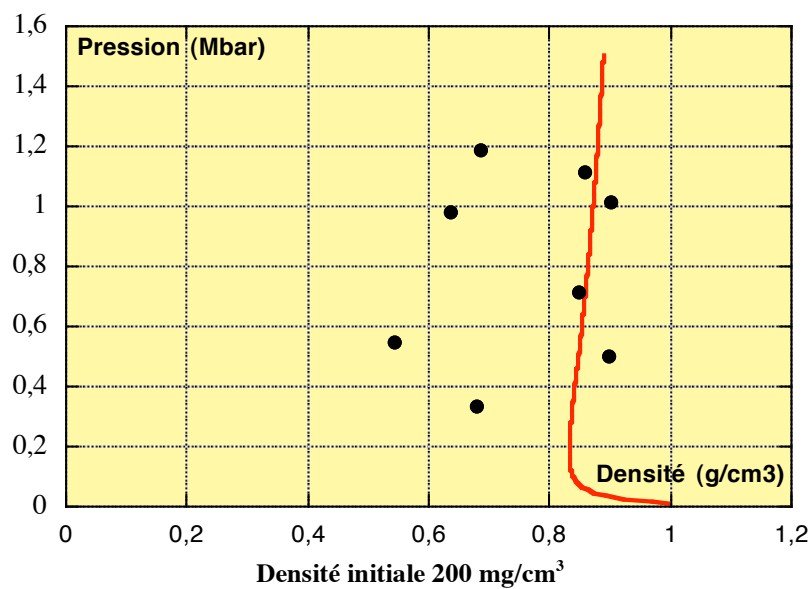
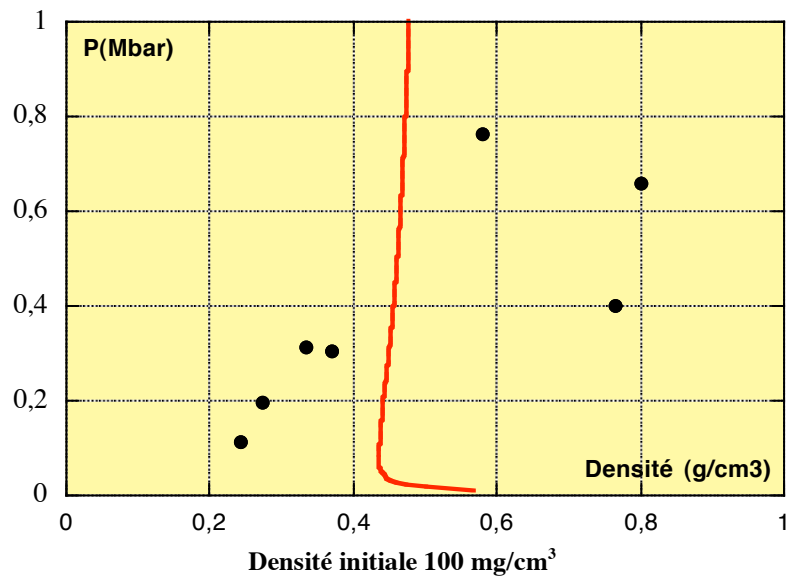
Tableau 3.2 : Tableaux récapitulatifs des points expérimentaux obtenus

5.5 Résultats dans le plan pression/densité

Comme on l'a vu, il n'est en toute rigueur pas possible de donner une barre d'erreur sur les valeurs de densité déduites de nos résultats expérimentaux. Il est toutefois possible de représenter graphiquement l'ensemble de ces valeurs, afin de visualiser leur distribution statistique (cf. Fig. 3.30). On observe ainsi une tendance de la distribution d'ensemble à se décaler vers des valeurs de compression plus faibles que celles prédites par SESAME à mesure que la densité de mousse décroît.

Le manque de précision des résultats obtenus ne permet malheureusement pas de démontrer clairement la réalité de ce phénomène. On peut cependant y voir l'indice d'un comportement original des mousses, s'expliquant dans le cadre des équations de Rankine-Hugoniot généralisées qui seront présentées au paragraphe 8, comportement qui demanderait à être vérifié et quantifié.





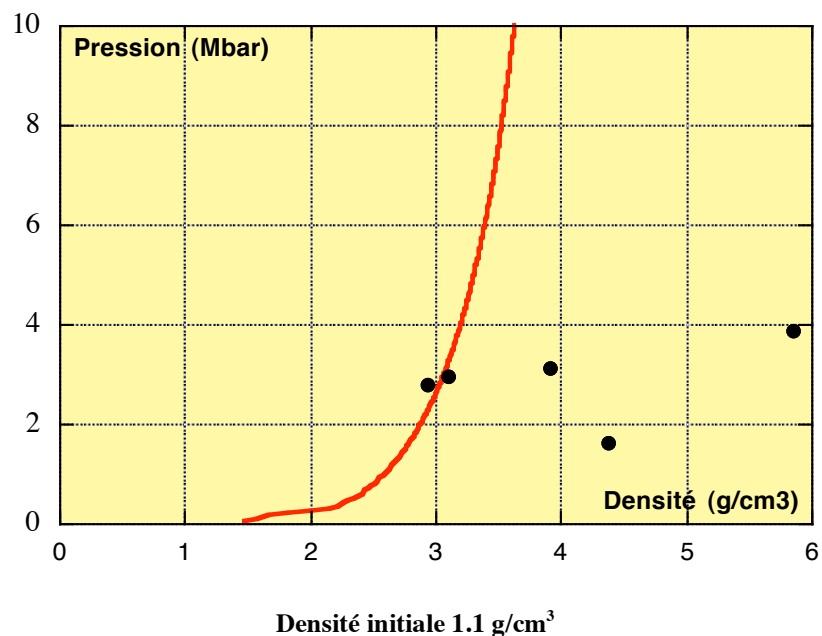


Fig 3. 30 : Résultats expérimentaux dans le plan pression/densité, comparés aux polaires de chocs de SESAME

5.6 Interprétation

En premier examen, les résultats obtenus peuvent être considérés comme compatibles, dans la limite des barres d'erreur, avec les prédictions théoriques.

Cependant on observe une légère tendance statistique dans la distribution des points expérimentaux vers des pressions plus élevées, et donc des compressions moindres, que celles prévues par SESAME.

Les diverses difficultés expérimentales qui pourraient perturber ces résultats vont être examinées successivement aux paragraphes 6,7 et 8 : Le préchauffage, dû aux rayons X durs de la couronne ou au rayonnement du choc, ou une erreur sur la densité initiale de la mousse, peuvent en effet fausser la méthode expérimentale et conduire à des résultats erronés. On verra toutefois que l'effet de ces phénomènes est faible dans notre expérience.

5.7 Comparaison avec les résultats antérieurs

A ma connaissance le seul point publié antérieurement à nos travaux pour un matériau polymère poreux a été obtenu par Holmes³³, à l'aide d'un canon à gaz. Ce point est représenté sur la figure 3.31 avec la polaire de choc correspondante calculée à partir des tables SESAME.

Densité initiale	Densité sous choc	Pression sous choc	Vitesse de choc	Vitesse fluide
139.1 mg/cm ³	1.110 g/cm ³	39.6 kBar	5.707 km/s	4.992 km/s

Tableau 3.2 : Point expérimental de la polaire de choc du polystyrene obtenu à l'aide d'un canon à gaz.

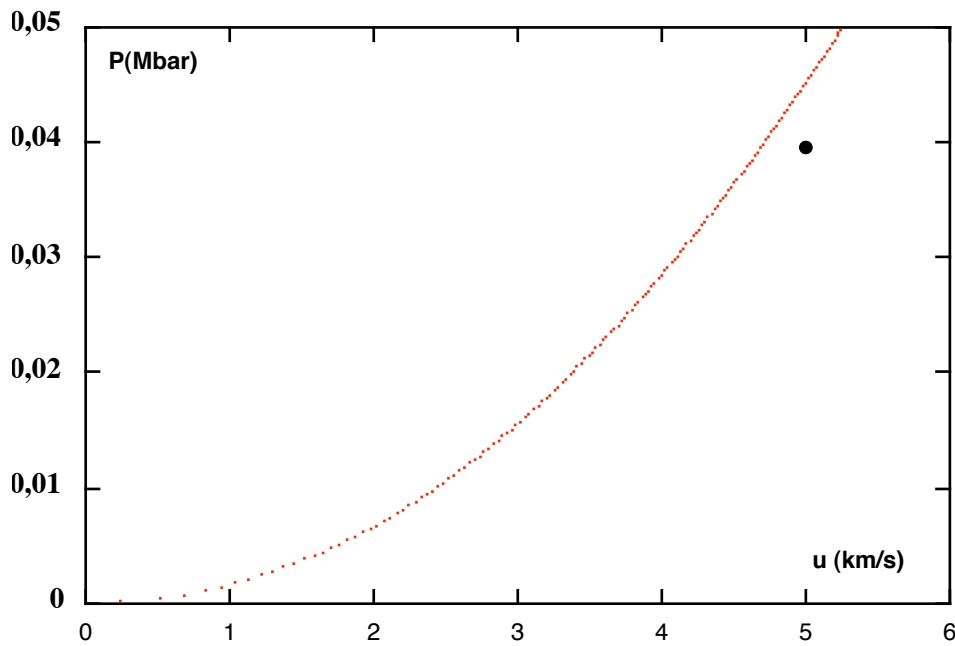


Figure 3.31 : Point expérimental de la polaire de choc d'une mousse de polystyrène de densité 139.1 mg/cm^3 , obtenu avec un canon à gaz, comparé aux prédictions des tables SESAME (courbe). L'incertitude expérimentale annoncée sur P et u est inférieure à 1%.

Ce point correspond à une pression (40 kbar) très inférieure aux pressions les plus basses explorées lors de nos expériences sur des mousses de densité comparable. Il révèle, à ces pressions, un écart avec les prévisions des tables SESAME, avec une compressibilité plus grande de la mousse. Ce comportement est opposé à la tendance observée dans nos résultats.

Cette mesure étant exempte de préchauffage (l'onde de choc est engendrée par l'impact d'une plaque métallique), celui-ci pourrait être la première raison de la différence de comportement observée dans notre cas. On verra plus loin que cette explication est insuffisante.

Par ailleurs, la taille des pores de la mousse utilisée dans cette expérience est supérieure d'un ordre de grandeur à celle de nos cibles ($10 \text{ }\mu\text{m}$ au lieu de $1 \text{ }\mu\text{m}$ environ). Ce fait, associé à une vitesse de choc nettement inférieure, pourrait affecter considérablement la dynamique de l'écoulement, et expliquer la différence de comportement.

6. Effets de densité

Compte tenu des difficultés posées par les effets de tension superficielle lors de la fabrication de la couche de mousse, il est légitime de s'interroger sur d'éventuelles erreurs sur la densité de celle-ci et d'évaluer leur influence possible sur les résultats.

Il n'est pas correct de comparer simplement le point expérimental obtenu à un ensemble de polaires correspondant à des densités de mousse différentes, cette densité intervenant dans la construction du point expérimental. Celui-ci doit être préalablement corrigé. En pratique, bien que la correction ainsi apportée puisse être importante s'il s'agit de déterminer l'état réel atteint par la mousse, elle s'avère négligeable en termes de comparaison aux prévisions de l'équation d'état. En effet, droite expérimentale et polaire prévue par la théorie se déplacent dans le même sens, et l'écart varie très peu. (voir fig. 3.32)

L'amplitude d'une éventuelle erreur de densité pouvant être raisonnablement estimée comme inférieure à 10 %, la variation de l'écart liée à cet effet est probablement de l'ordre du % et peut être écartée comme explication de la déviation systématique relevée plus haut.

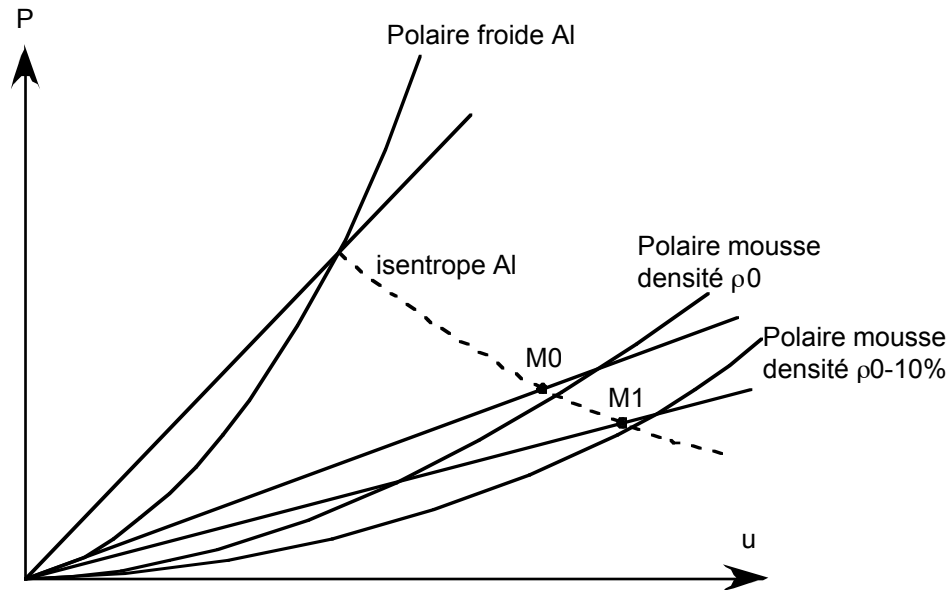


Fig. 3.32 : Effets de densité. M0 est le point expérimental obtenu avec la densité normale, M1 le point obtenu pour une densité plus faible.

Cependant, même si l'on suppose que la densité moyenne est connue avec une bonne précision, d'éventuelles inhomogénéités macroscopiques peuvent subsister, dont l'effet est difficile à évaluer. Une description monodimensionnelle de la situation revient alors à considérer que le choc traverse une succession de couches de mousse de densité différentes. La vitesse de choc mesurée n'est plus dans ce cas la vitesse de choc dans la mousse à l'interface avec l'aluminium, mais la moyenne des vitesses de choc dans les différentes couches de mousse. Comparer le point déduit de cette vitesse à la polaire de choc pour la densité moyenne de la mousse revient à identifier la moyenne des vitesses avec la vitesse à la densité moyenne. L'erreur que l'on commet par une telle identification dépend bien sûr de la distribution et de l'amplitude des fluctuations de densité, dont on sait seulement qu'elle doit être faible, compte tenu de la technique de fabrication utilisée. De telles inhomogénéités peuvent donc être écartées comme explication de l'écart observé.

7. Effets du rayonnement émis par le choc sur sa propagation

7.1 Généralités

Outre les facteurs expérimentaux tels que le préchauffage par les rayons X générés dans la couronne, la précision des diagnostics utilisés ou la qualité des cibles, on doit considérer les possibles insuffisances de la modélisation choisie.

En effet, la déduction des points expérimentaux de la polaire de choc de la mousse utilise les relations de Rankine-Hugoniot, telles qu'elles ont été présentées au chapitre 1. Rappelons que celles-ci sont fondées sur deux grandes hypothèses, qui ne sont vérifiées qu'approximativement dans notre situation :

_ *Le choc est strictement unidimensionnel*, il se propage dans un matériau homogène. Nous avons vu au paragraphe 1.6 que dans notre cas, il faut en principe tenir compte de la microstructure de la mousse. On est alors conduit à une première généralisation des équations de Rankine-Hugoniot. L'évaluation de l'écart ainsi introduit par rapport aux prédictions des relations plus simples valables pour un matériau homogène n'a pas pu être conduite avec précision, faute de moyens numériques adéquats. Toutefois, en s'appuyant sur des simulations de cas relativement similaires, il est raisonnable d'estimer que l'approximation du matériau homogène nous a conduit à surestimer d'environ 5 % la pression déduite des mesures expérimentales, à même vitesse fluide. Ceci sera discuté au paragraphe 9.

_ *Le rayonnement du choc est négligé*. Or, un flux d'énergie non négligeable du matériau sous choc chaud vers le matériau froid au repos peut exister et affecter la propagation. Nous allons donc chercher à évaluer et prendre en compte également cet effet par une généralisation appropriée des équations de Rankine-Hugoniot.

7.2 Equations de Rankine-Hugoniot pour un choc rayonnant

Lorsqu'on prend en compte les contributions de la pression de radiation, de la densité d'énergie du rayonnement et du flux d'énergie associé, les équations bilan au passage du choc sont modifiées, et prennent la forme (obtenue pour la première fois par Marshak¹³) :

$$\begin{cases} \rho_0 D = \rho_1 (D - u) \\ \rho_0 D u = (p_1 + P_1) - (p_0 + P_0) \\ \rho_0 D \left((e_1 + E_1) - (e_0 + E_0) + \frac{u^2}{2} \right) = (p_1 + P_1)u + \Delta F \end{cases}$$

Où les notations utilisées sont les mêmes qu'au paragraphe 1.3, les indices 0 et 1 désignant respectivement les milieux au repos et sous choc. La pression thermique P est remplacée par la pression totale $(p+P)$, où p est la pression de radiation, et la densité d'énergie interne E du matériau est remplacée par la densité d'énergie totale $(e+E)$ où e est la contribution du rayonnement. Par ailleurs, un terme nouveau ΔF apparaît dans le bilan d'énergie, exprimant le flux radiatif net d'aval en amont du choc.

De façon générale, pression de radiation et densité d'énergie apportent des contributions négligeables sauf aux très grands nombres de Mach (on parle alors de choc radiatif¹⁴), contrairement au flux d'énergie, dont la prise en compte est nécessaire même à des températures relativement modestes.

C'est donc ce terme de transport radiatif que nous allons chercher à évaluer. Si on considère l'équation bilan de l'énergie, on voit que son effet sur la polaire de choc sans rayonnement $P_{\text{nrad}}(u)$ va être de remplacer celle-ci par

$$P_{\text{rad}}(u) = P_{\text{nrad}}(u) + \Delta F/u$$

Où le terme d'échange radiatif ΔF dépend des autres variables et de l'équation d'état du matériau par l'intermédiaire de la température.

7.3 Evaluation

Le calcul du flux radiatif est un problème difficile en général, par son caractère non local. On peut cependant en obtenir une borne supérieure assez simplement dans le cas où le matériau en amont du choc peut être considéré comme optiquement mince¹⁵.

En supposant que le matériau sous choc a un rayonnement de corps noir et que le matériau amont (mousse au repos) est transparent, on a

$$F_{\text{amont} \rightarrow \text{aval}} = 0$$

$$F_{\text{aval} \rightarrow \text{amont}} = \sigma T^4$$

$$\text{Soit } \Delta F = \sigma T^4$$

Où σ est la constante de Stefan, $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$

Si on tire la température des tables thermodynamiques SESAME, on peut évaluer ΔF . L'effet le plus important correspond aux tirs de plus haute énergie sur les mousses de plus basse densité, pour lesquels la mousse sous choc atteint des températures de l'ordre de 5 eV. On alors

$$\Delta F_{\text{max}} = 1.5 \cdot 10^{11} \text{ W/m}^2$$

Et pour la vitesse fluide correspondante $u=24 \text{ km/s}$, la polaire se trouve décalée de

$$\Delta P = + 50 \text{ bar}$$

Soit moins du dix millième de la pression totale.

S'agissant d'une borne supérieure, on peut dire que l'erreur commise en négligeant l'effet du rayonnement est infime. (compte tenu de la variation en T^4 , l'effet est près de 100 fois plus faible pour les tirs de plus basse énergie, pour lesquels les températures atteintes sont typiquement 3 fois moins élevées)

8. Effets de la microstructure de la mousse

Les équations de Rankine-Hugoniot telles qu'elles ont été présentées au chapitre 1 et au paragraphe précédent reposent sur l'hypothèse que les grandeurs physiques ne dépendent que d'une coordonnée, qui est également la direction de propagation du choc. Elles s'appliquent si le choc est plan et le matériau considéré comme homogène. C'est le *modèle simple* retenu en général pour les matériaux poreux, dans lequel on assimile celui-ci à un matériau homogène de même composition et densité moyenne.

Si on souhaite dépasser cette approximation du matériau uniforme et étudier l'effet de la microstructure de la mousse sur la propagation du choc, il est nécessaire de se placer dans un cadre plus général.

Considérons donc un élément de volume cubique de dimension $L \times L \times L$ d'un matériau microscopiquement inhomogène que l'on peut considérer comme possédant localement une périodicité spatiale L . L représente l'échelle au dessus de laquelle le matériau apparaît comme homogène. Dans le cas d'une mousse, on pourra prendre la taille des pores comme période, dans la mesure où le matériau est macroscopiquement homogène (i.e. de porosité uniforme ou lentement variable).

Exprimons alors les équations de conservation sous forme intégrale, et faisons apparaître la valeur moyenne des grandeurs physique transversalement à la direction de propagation du choc (que nous choisirons comme axe x) :

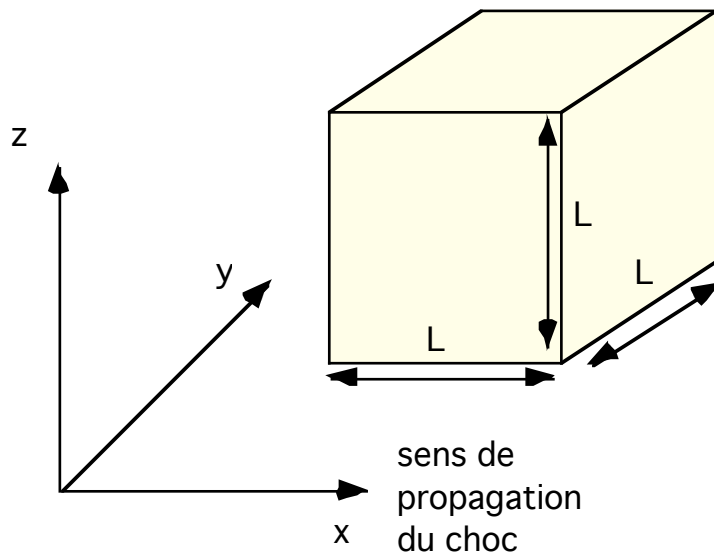


Figure 3.33 : Élément de volume

La conservation de la masse s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho = - \iint_S \rho u$$

Si on note par des crochets $\langle \dots \rangle$ la valeur des grandeurs physiques moyennées dans les directions transverses à la propagation du choc (i.e. leur intégrale selon y et z divisée par L^2), on a simplement :

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint \langle \rho \rangle dV = - \iint \langle \rho u_x \rangle dS$$

De même pour la conservation de l'impulsion, on a :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \langle \rho u_x \rangle dV = - \iint_S (\langle \rho u_x u_x \rangle + \langle p \rangle) dS$$

Enfin, pour la conservation de l'énergie, on a :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \iiint_V \left(\frac{1}{2} \langle \rho u_x^2 \rangle + \frac{1}{2} \langle \rho u_y^2 \rangle + \frac{1}{2} \langle \rho u_z^2 \rangle + \langle E_{int} \rangle \right) dV = \\ - \iint_S \left(\frac{1}{2} \langle \rho u_x^3 \rangle + \frac{1}{2} \langle \rho u_y^2 u_x \rangle + \frac{1}{2} \langle \rho u_z^2 u_x \rangle + \langle E_{int} u_x \rangle - \langle p u_x \rangle \right) dS \end{aligned}$$

où E_{int} est l'énergie interne, donnée par l'équation d'état du matériau.

Les relations ainsi obtenues font intervenir des grandeurs : $\langle \rho \rangle$, $\langle \rho u \rangle$, ... qui sont encore des fonctions de x (direction de propagation du choc) à l'échelle microscopique.

Pour obtenir les grandeurs mesurées macroscopiquement, il reste à moyenner selon la direction de propagation du choc. Pour cela on intègre les relations obtenues ci-dessus sur un ensemble d'éléments de volumes identiques balayant une distance L selon la direction de propagation. Les grandeurs ainsi moyennées seront notées $\langle\langle \dots \rangle\rangle$ et les éléments de volume V_Δ , où le paramètre Δ représente le décalage en x de l'élément de volume considéré par rapport à l'élément de volume V de référence pris ci-dessus.

On obtient ainsi les relations suivantes entre grandeurs moyennées :

$$\frac{1}{L} \frac{\partial}{\partial t} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} d\Delta \iiint_{V_\Delta} \langle \rho \rangle dV = - \iint_S \langle\langle \rho u_x \rangle\rangle dS$$

$$\frac{1}{L} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} d\Delta \iiint_{V_\Delta} \langle \rho u_x \rangle dV = - \iint_S (\langle\langle \rho u_x^2 \rangle\rangle + \langle\langle p \rangle\rangle) dS$$

$$\begin{aligned} \text{et} \quad \frac{1}{L} \frac{\partial}{\partial t} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} d\Delta \iiint_{V_\Delta} \left(\frac{1}{2} \langle \rho (u_x^2 + u_y^2 + u_z^2) \rangle + \langle E_{int} \rangle \right) dV \\ = - \iint_S \left(\frac{1}{2} (\langle\langle \rho (u_x^2 + u_y^2 + u_z^2) u_x \rangle\rangle + \langle\langle E_{int} u_x \rangle\rangle - \langle\langle p u_x \rangle\rangle) \right) dS \end{aligned}$$

Il est alors possible d'obtenir les relations de saut entre amont et aval d'un front de choc en appliquant ces relations à un élément de volume traversant le front de choc, les frontières en x se situant de part et d'autre de celui-ci, suffisamment loin pour que les grandeurs physiques aient atteint leurs valeurs d'équilibre en aval du choc.

Le terme de gauche des équations (6), (7), (8) ci-dessus dépend à la fois de la position du choc et de la variation dans le temps des pressions, densités et température de part et d'autre du choc. Si l'on choisit un référentiel se déplaçant à la même vitesse que le front de choc, de sorte que celui-ci est immobile dans l'élément de volume considéré, et que l'on est en régime quasistatique, ces termes disparaissent.

En revenant au référentiel du laboratoire, dans lequel le choc se déplace à la vitesse moyenne D (au sens de la moyenne locale double $\langle\langle \dots \rangle\rangle$ ci-dessus), on obtient une généralisation des relations de Rankine-Hugoniot :

$$[<< \rho >> D - << \rho u_x >>]_{x1}^{x2} = 0$$

$$[<< \rho u_x >> D - << \rho u_x^2 >>]_1^2 = [<< p >>]_1^2$$

$$\left[<< \frac{1}{2} \rho (u_x^2 + u_y^2 + u_z^2) + E_{int} >> D - \frac{1}{2} << (\rho (u_x^2 + u_y^2 + u_z^2) + E_{int}) u_x >> \right]_1^2 = -[<< p u_x >>]_1^2$$

où les indices 1 et 2 désignent les valeurs en amont et en aval du choc.

Si les diverses grandeurs physiques étaient indépendantes entre elles, on aurait pour deux grandeurs κ et ψ , $\langle \kappa \psi \rangle = \langle \kappa \rangle \langle \psi \rangle$ et l'on retrouverait exactement les relations de Rankine-Hugoniot en substituant aux grandeurs physiques leurs valeurs moyennes.

Cette hypothèse est fautive en général : les fluctuations locales de densité, pression, température sont corrélées entre elles, et des termes additionnels de la forme $\langle \delta \kappa \delta \psi \rangle = \langle \kappa \psi \rangle - \langle \kappa \rangle \langle \psi \rangle$ apparaissent dans les relations de Rankine-Hugoniot généralisées. Ces termes ont pour effet de réduire la densité et la pression dans l'état sous choc par rapport aux valeurs prédites par les équations de Rankine-Hugoniot classiques. Physiquement, c'est la génération de tourbillons dans l'écoulement qui absorbe une partie de l'énergie et est responsable de la moindre compression, et de la pression plus faible, pour une vitesse de piston donnée. Dans le cas général, l'écoulement étant turbulent à l'échelle microscopique, on ne dispose pas d'un système simple d'équations donnant l'évolution de ces termes de corrélation. On doit avoir recours à la simulation numérique pour les évaluer.

De telles simulations ont été réalisées par exemple par Hazak *et al.*¹⁶ ou Kotelnikov *et al.*¹⁷, dans le cas particulier d'une mousse constituée de longs filaments, pouvant approximativement se ramener à une structure bidimensionnelle, et remplie d'un fluide de faible densité. Cette situation est assez différente de la nôtre, qui demanderait une étude séparée, considérablement compliquée par la nature irréductiblement tridimensionnelle de la microstructure de la mousse. Ces simulations démontrent toutefois qualitativement que les grandeurs moyennes sont correctement décrites par les relations de Rankine-Hugoniot généralisées telles qu'elles ont été présentées, et confirment que l'effet des termes de corrélation est de conduire à des pressions et des densités sous choc plus faibles que celle prévues par les relations classiques pour un milieu homogène. Pour des densités de mousse de quelques dizaines de milligrammes par centimètre cube, et en extrapolant vers zéro la densité du fluide remplissant la mousse, ces travaux évaluent à 10-15 % l'amplitude de la réduction de pression associée à la microstructure de la mousse. Il est probable que le mélange est plus efficace dans une situation 3D, conduisant à une réduction de l'effet en dessous de cette valeur.

On retiendra le résultat qualitatif suivant : *Pour une vitesse fluide donnée, la pression dans un matériau microscopiquement inhomogène sous choc est plus faible que dans un matériau homogène de même densité moyenne.*

On voit alors qu'un tel effet, conduisant à une réduction probable de l'ordre de 5-10% de la pression mesurée, pourrait expliquer, avec les facteurs expérimentaux déjà évoqués tels que le préchauffage, la tendance soupçonnée dans les données à une moindre compressibilité de la mousse par rapport aux prédictions de SESAME.

Remarque : Dès lors qu'un léger préchauffage est présent, les pores d'une mousse plastique « sèche », ne sont plus réellement vides : une élévation de température de 0.1 eV seulement est plus que suffisante pour vaporiser un polymère à pression ambiante. La vapeur se détend alors dans les pores à une vitesse de l'ordre du km/s (vitesse du son dans le matériau chaud), c'est-à-dire que des pores de taille micrométrique sont remplis en quelques centaines de picosecondes après le début du préchauffage. Le préchauffage contribue donc à homogénéiser la mousse, et l'effet présenté ci-dessus se trouve sans doute fortement réduit. Les calculs de Hazak ou Kotelnikov *et al.* ne prenant pas en compte les transferts radiatifs, on voit que leur extension serait nécessaire pour décrire pleinement la situation.

9. Evaluation du préchauffage et de ses effets

Rappelons qu'un préchauffage important est néfaste pour la détermination expérimentale des équations d'état car le choc se propage alors dans un milieu perturbé d'état initial inconnu. L'étude et la quantification de ce phénomène sont difficiles. Cependant, des études précédentes avec la même source laser, fondées sur l'analyse de la réflectivité en face arrière d'une cible d'aluminium, ont démontré que le préchauffage est faible dans nos conditions expérimentales (i.e. en utilisant des faisceaux lissés à des intensités laser $\leq 6.10^{13} \text{ W/cm}^2$). Plus précisément, le niveau de préchauffage attendu est $\leq 0.1 \text{ eV}$ dans l'aluminium. La mousse plastique étant un matériau de Z faible, et donc peu opaque aux rayons X durs, elle devrait être soumise à un préchauffage encore inférieur.

Qualitativement, On peut essayer de confirmer cette hypothèse en considérant le profil temporel d'émissivité en face arrière. Selon Löwer *et al.*¹², une croissance très raide de l'émissivité, suivie d'une décroissance rapide, est caractéristique d'un faible préchauffage.

Sur nos profils expérimentaux (voir figure 3.34), la croissance de l'émissivité semble relativement rapide (en quelques dizaines de picosecondes). On n'observe évidemment pas de décroissance rapide de celle-ci après l'arrivée du choc, car la présence de la mousse empêche la détente. L'examen du profil d'émissivité apporte donc une information plus limitée. Il permet du moins d'exclure un très fort préchauffage qui serait caractérisé par une montée lente avec une émissivité notable avant l'arrivée du choc.

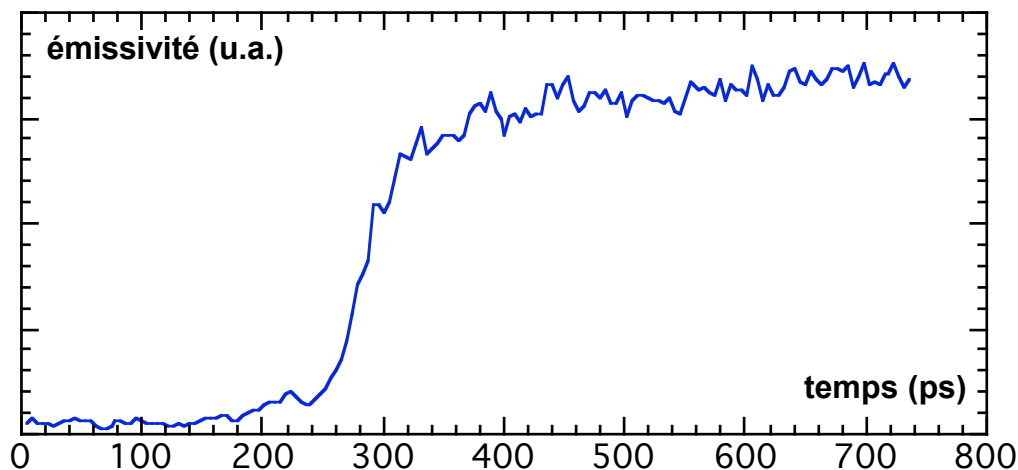


Fig. 3.34 Profil temporel d'émissivité sur un tir typique, caractéristique d'un faible préchauffage.

Examinons l'influence d'un niveau de préchauffage donné sur la détermination expérimentale de la polaire de choc. Il est important de comprendre qu'il ne suffit pas de comparer les points expérimentaux à la polaire de choc de la mousse pour un état initial préchauffé, telle qu'elle serait prévue par exemple par les tables SESAME. En effet, la construction des points expérimentaux, telle qu'elle est présentée dans le chapitre 1, fait également intervenir la polaire de choc de l'aluminium.

S'il y a préchauffage, cette polaire est modifiée. Ce sont les points expérimentaux que l'on peut construire en utilisant cette polaire qu'il convient de comparer à la polaire préchauffée de la mousse. Il n'est donc pas possible de comparer les points expérimentaux directement à un réseau de polaires de choc de la mousse correspondant à différentes valeurs de préchauffage. Ceci est illustré sur la figure 3.35. On notera que les points déduits des mesures expérimentales et la polaire de choc prévue par le modèle se déplacent de nouveau dans le même sens.

Par ailleurs, le préchauffage du matériau froid engendre une vaporisation et une expansion de celui-ci avant l'arrivée du choc. Les simulations numériques d'hydrodynamique radiative réalisées avec MULTI montrent que seule une zone très mince (inférieure à un micron) a le temps de se détendre. La densité chute très rapidement dans cette zone. Or, le débouché de l'onde de choc est estimé à partir de son émission lumineuse, décroissant très rapidement dans la zone détendue. On verra donc le choc déboucher plus tôt qu'en l'absence d'expansion, ce qui conduit à surestimer la vitesse de choc. Pour une épaisseur de mousse de $20 \mu\text{m}$, la contribution de cet effet à l'erreur sur la vitesse est d'environ 3 %.

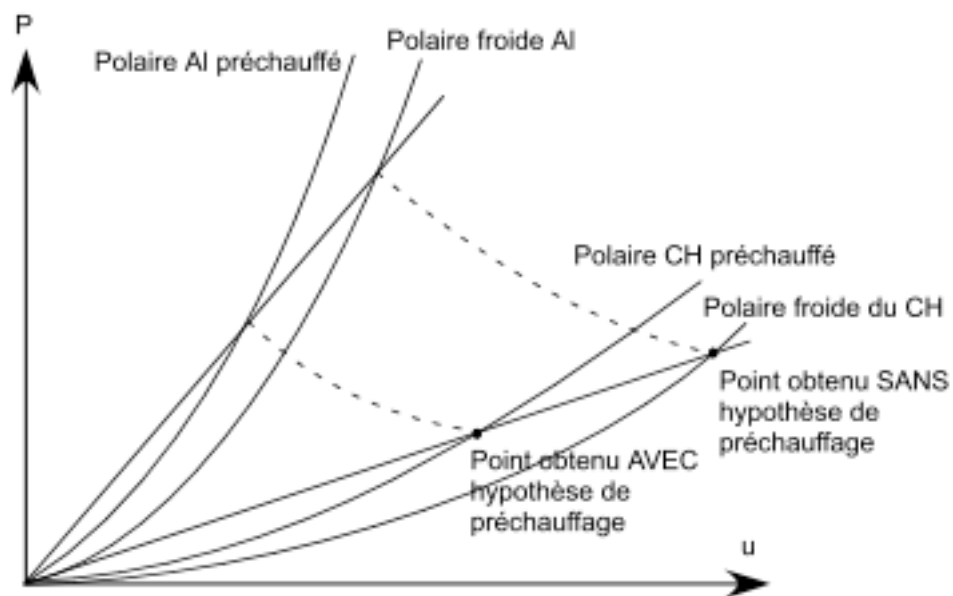


Fig. 3.35 Influence du préchauffage sur la détermination expérimentale de la polaire de choc.

La figure 3.36 illustre l'influence d'un faible niveau de préchauffage, tel que les expériences précédentes le laissent prévoir. On constate que dans notre domaine de pression, l'accord avec les tables SESAME s'améliore.

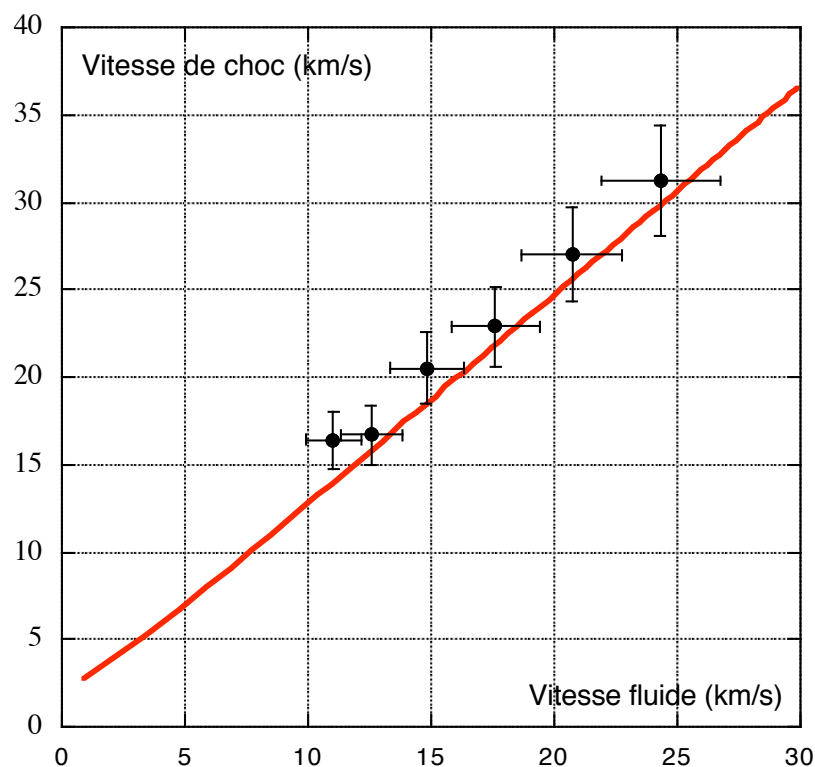


Figure 3.36 Points déduits des mesures expérimentales dans l'hypothèse d'un préchauffage de 0.1 eV, comparés à la polaire prévue par SESAME dans ces conditions. Cas de la mousse de densité 20 mg/cm³

Dans le plan Pression/densité, l'écart vers des compressions plus faibles demeure. En revanche, le sens de la variation de la compression avec la pression est correctement décrit par une polaire de choc préchauffée : La compression augmente avec la pression, ce qui correspond à un comportement normal du matériau, sans l'inversion qui caractérise la polaire froide d'un matériau poreux.

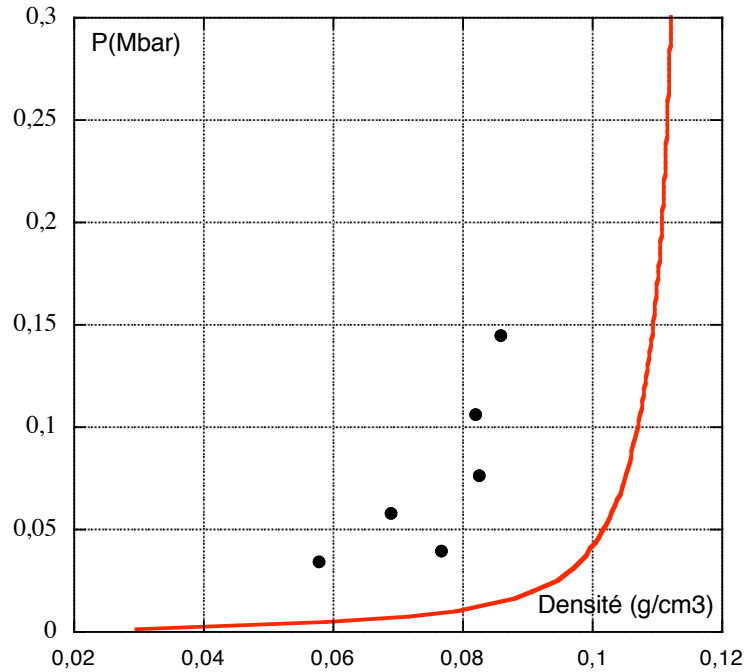


Figure 3.37 Points dans le plan (Pression, densité) déduits des mesures expérimentales dans l'hypothèse d'un préchauffage de 0.1 eV, comparés à la polaire prévue par SESAME dans ces conditions. Cas de la mousse de densité 20 mg/cm^3

10. ACCELERATION DU CHOC DANS LA CIBLE

Dans le cadre de notre expérience, la mesure des vitesses de choc dans l'aluminium et dans la mousse n'a été envisagée que comme outil permettant d'accéder à l'équation d'état de la mousse. Toutefois, comme on l'a remarqué au chapitre 1, lors de la transmission d'un choc dans un milieu de moindre densité, ce qui est le cas dans notre cible, celui-ci est accéléré.

Une telle configuration se retrouve dans de nombreuses situations astrophysiques, telles que le passage d'un choc à travers l'atmosphère d'une supernovae, ou les disques d'accrétion. L'accélération du choc dans ce type de configurations pourrait être la source de sursaut X-UV^{18,19}. Par ailleurs les ondes de choc dans des gradients de densité décroissante sont aussi supposées instables aux perturbations à grande échelle du front de choc²⁰⁻²³, ce qui a des conséquences importantes sur la structure et l'évolution des rémanents de supernovae. Ceci a été bien étudié analytiquement dans le régime linéaire, mais seulement une fois numériquement dans le régime non-linéaire²². En outre, l'accélération d'un choc à de hautes vitesses présente un moyen simple d'atteindre et d'étudier le régime de choc radiatif.

L'hydrodynamique des supernovae est un exemple particulièrement important de problème physique susceptible d'une étude en laboratoire à l'aide de lasers intenses. Rappelons brièvement la théorie des supernovae gravitationnelles (classées dans les types II, Ib et Ic*) :

* la classification observationnelle des supernovae est essentiellement basée sur leur spectre, le type I correspondant à la l'absence et le type II à la présence d'hydrogène. Le type I est divisé en trois sous-catégories Ia, Ib, Ic. Les supernovae de type Ia ne sont pas attribuées au mécanisme d'effondrement gravitationnel du cœur d'une étoile massive comme les types II, Ib et Ic (« core-collapse supernovae »), mais par

Pour une étoile massive (plus de 10 masses solaires), les réactions de fusion ne s'arrêtent pas au carbone/oxygène comme pour les progéniteurs des naines blanches, mais se poursuivent jusqu'à la synthèse du fer²⁸. L'étoile, qui apparaît extérieurement comme une super géante rouge si son enveloppe d'hydrogène est encore présente (il s'agit alors d'une supernova dite de type II), a alors une structure en « pelure d'oignon », avec des couches de composition différentes depuis le fer dans le cœur jusqu'à l'hydrogène dans l'enveloppe.

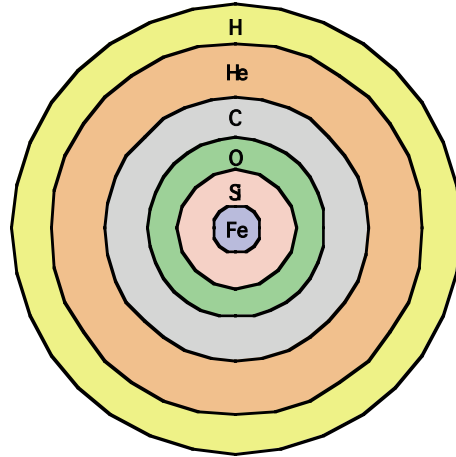


Figure 3.37 : structure schématique d'une supernova, montrant la succession des éléments du cœur vers l'extérieur de l'étoile.

Les réactions de fusion s'arrêtent dans le cœur de fer dégénéré. Lorsque sa masse atteint la masse de Chandrasekhar (environ 1.4 masses solaires, avec des corrections liées notamment à la température pour une étoile très massive), la pression des électrons n'est plus suffisante pour contre-balancer la gravitation, et il commence à s'effondrer. L'augmentation de densité et de températures consécutives à l'effondrement ne peut amorcer de nouvelles réactions de nucléaires puisque le fer ne fusionne pas de manière exothermique. Au contraire, la capture des électrons par les noyaux à mesure que la densité augmente, et la photodissociation du fer, conduisent à un emballement de l'effondrement. Celui-ci ne s'arrête que lorsque la densité nucléaire est atteinte, environ 10 ms après le début de l'effondrement. Les noyaux sont alors complètement dissociés et la matière est constituée majoritairement de neutrons.

C'est l'interaction forte entre les neutrons qui entre en jeu et s'oppose brutalement à l'effondrement. Ceci engendre une onde de choc, qui se propage vers l'extérieur du cœur. Si cette onde de choc est suffisamment puissante, elle provoque l'expulsion des couches externes de l'étoile, induisant une intense émission électromagnétique. Ces couches externes forment alors une nébuleuse étendue de gaz ionisé, comme la nébuleuse du crabe - c'est le rémanent de la supernova (*supernova remnant*) - alors que le cœur effondré donne naissance à une étoile à neutron, voire à un trou noir²⁴.

La compréhension des instabilités qui affectent la propagation de l'onde de choc est essentielle pour l'interprétation des courbes de lumière des supernovae, qui montrent que des éléments constitutifs des couches internes sont éjectés plus tôt que ne le prévoient les modèles simples. L'enjeu de ces problèmes réside notamment dans l'explication des abondances d'éléments lourds dans l'univers (nucléosynthèse)²⁷.

On admet généralement que les instabilités de Richtmyer-Meshkov et de Rayleigh-Taylor provoquent le mélange des couches internes, riches en éléments lourds (Fe, Si et O) et des couches extérieures riches en hélium et en hydrogène^{25,26}. Mais l'origine et l'amplitude des perturbations initiales qui déclenchent ces instabilités demeurent incertaines.

Dans ce contexte, il est admis que les couches les plus profondes d'une pré-supernova sont généralement convectives. L'interface entre une région convective et la région radiative qui la surmonte, a priori globalement stratifiée et homogène, peut être en réalité fortement perturbée par l'hétérogénéité des mouvements de convection sous-jacents (overshooting).

une explosion thermonucléaire de la surface d'une naine blanche accrétant de la matière en provenance de son compagnon dans un système binaire³²



Fig 4.13 : la nébuleuse du crabe, exemple de rémanent de supernova

L'onde de choc engendrée dans les régions centrales de l'étoile est alors déformée au débouché de telles interfaces. Cependant, ces perturbations imprimées au front de choc sont susceptibles de s'amortir au cours de la propagation de l'onde, avant qu'elle n'atteigne les régions externes de l'étoile. Mais le franchissement d'une série de discontinuités de contact, réparties dans l'enveloppe de la supernova, permettent en principe d'amplifier à chaque fois ces perturbations. Ainsi, il est possible que le choc atteigne l'interface entre les couches supérieures d'hélium et d'hydrogène, en demeurant suffisamment déformé pour y déclencher une forte instabilité de type Rayleigh-Taylor.

Pour une meilleure compréhension de ces phénomènes, il serait souhaitable de réaliser une simulation hydrodynamique en laboratoire de l'origine des perturbations conduisant au développement des instabilités de Rayleigh-Taylor au cours des explosions de supernovae.

Afin d'atteindre des valeurs élevées d'accélération, un gradient de densité continu ou constitué de couches successives de densité décroissante, est préférable à un saut brutal. Des expériences de ce type ont été proposées par R.Teyssier²⁹. Toutefois, il est difficile de mener en laboratoire des expériences de propagation de chocs dans un gradient continu de densité, car il faut alors connaître les caractéristiques du plasma en chaque point. C'est pourquoi, il est préférable d'envisager d'abord des expériences plus simples, mettant en œuvre des cibles composées de plusieurs couches de matériaux de densités différentes. On peut considérer que notre expérience, par la structure de la cible utilisée, constitue le premier étage d'un tel schéma, permettant une approche préliminaire du problème et de démontrer la faisabilité d'une étude plus élaborée.

Une conséquence secondaire de nos résultats expérimentaux est en effet de valider le modèle semi-analytique simple, avec une description de type gaz parfaits des matériaux, utilisé pour l'évaluation et l'optimisation des performances des cibles proposées³⁰.

A partir des résultats expérimentaux, il est en effet possible de déduire l'accélération du choc, i.e. les rapports $U_{\text{mousse}}/U_{\text{Al}}$ et $D_{\text{mousse}}/D_{\text{Al}}$. Ce facteur d'accélération dépend surtout du rapport des densités $\rho_{\text{Al}}/\rho_{\text{mousse}}$ et varie peu avec la pression à l'interface. Pour un gaz parfait la polaire de choc est donnée par

$$[3.1] \quad P = \frac{g_{\text{Al}} + 1}{2} r_{\text{Al}} U^2 \text{ et } P = \frac{g_{\text{mousse}} + 1}{2} r_{\text{mousse}} U^2$$

En effet dans le cas d'un choc fort (pression initiale négligeable devant la pression finale),

$$[3.2] \quad E = \frac{U^2}{2} \text{ d'après [1.20]}$$

et pour un gaz parfait

$$[3.3] \quad E = \frac{1}{\gamma-1} \frac{P}{\rho} \quad \text{et} \quad \rho = \left(\frac{\gamma+1}{\gamma-1} \right) \rho_0.$$

L'isentrope issue du point expérimental (P_{Al}, u_{Al}) se déduit de [1.25] en utilisant de même les relations des gaz parfaits :

$$[3.2] \quad U = U_{Al} - \frac{2}{\gamma_{Al}-1} c_{Al} \left[\left(\frac{P}{P_{Al}} \right)^{\gamma_{Al}-1/2\gamma_{Al}} - 1 \right]$$

où c_{Al} et γ_{Al} sont respectivement la vitesse du son et le coefficient adiabatique dans l'aluminium sous choc.

L'intersection de la courbe définie par l'équation [3.2] avec la polaire du plastique [3.1] est obtenue en prenant $p=p_{mousse}$ dans [3.2]. On substitue ensuite les expressions [3.1] dans [3.2] pour faire apparaître g , le facteur d'accélération. Celui-ci est solution de l'équation trouvée :

$$[3.3] \quad g = 1 - \sqrt{\frac{2g_{Al}}{g_{Al}-1}} \left[(Ag^2)^{g_{Al}-1/2g_{Al}} - 1 \right]$$

où A est donné par

$$A = \frac{r_{mousse} (g_{mousse} + 1)}{r_{Al} (g_{Al} + 1)}$$

La comparaison des prévisions de ce modèle avec nos résultats expérimentaux est donnée en figure 3.38. On a pris $\gamma_{Al}=\gamma_{mousse}=5/3$ (Les polaires de choc de SESAME sont relativement bien décrites avec ce choix).

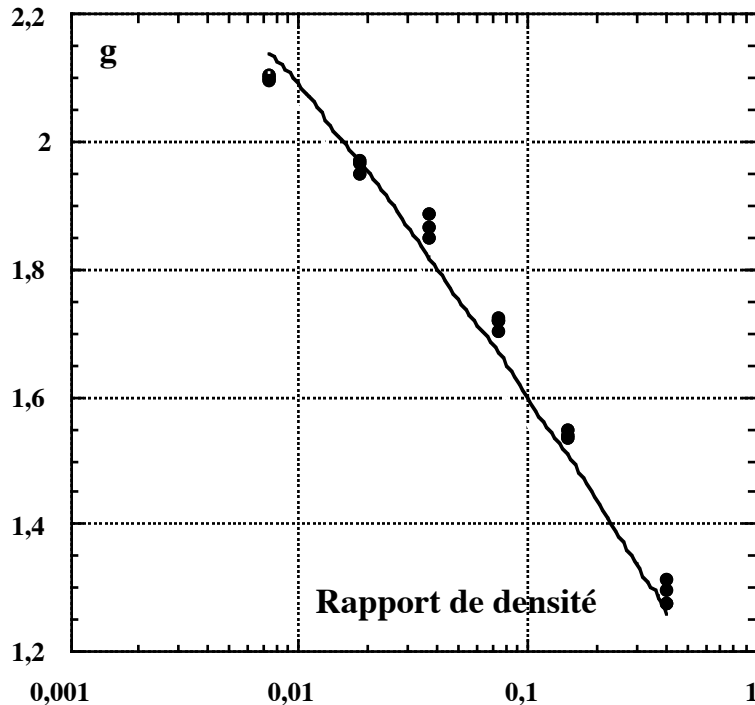


Figure 3.38 : Facteur d'accélération g en fonction du rapport de densité : Résultats expérimentaux comparés au modèle simplifié. Les différents points pour chaque densité correspondent à la gamme de pression explorée.

L'accord obtenu est relativement bon, ce qui autorise à utiliser ce modèle simple pour l'estimation rapide des accélérations de choc attendues dans divers schémas de cibles, sans avoir recours à une simulation numérique

rigoureuse. La variation du facteur d'accélération avec la pression, qui résulte de l'écart entre l'équation d'état des différents matériaux et une équation de gaz parfait, apparaît en effet comme secondaire par rapport à la variation de g en fonction du rapport de densité.

Ceci n'est bien sûr qu'une première étape pour la mise en place d'expériences d'astrophysique en laboratoire. Deux aspects restent à développer expérimentalement :

Tout d'abord, on souhaite passer à une structure en couches successives de densités décroissantes (cf. fig. 3.39), ou mieux à un gradient de densité continu, afin d'obtenir des valeurs d'accélération supérieures et de se rapprocher des configurations astrophysiques. Des propositions pour réaliser une expérience d'accélération dans un gradient continu ont été faites notamment par R. Teyssier. Il s'agit d'avoir recours à un flash de rayons X éclairant la face arrière d'une cible analogue à la nôtre, afin de créer un profil de détente dans lequel le choc se propagerait ensuite. La difficulté essentielle réside dans la maîtrise et la connaissance des caractéristiques de ce profil.

Par ailleurs, on souhaite étudier l'évolution d'instabilités au cours de l'accélération du choc. Pour cela, l'emploi d'une cible aluminium/mousse comportant une interface modulée sinusoïdalement est envisagé. Il serait alors possible de suivre la croissance au cours du temps des « défauts » ainsi introduits. Malheureusement la difficulté technique de réalisation de telles cibles ne nous a pas encore permis de réaliser cette expérience. La cible présentée sur la fig. 3.33, comportant des marches comme source de modulation du front de choc, serait plus facile à fabriquer, au prix d'une plus grande difficulté d'interprétation.

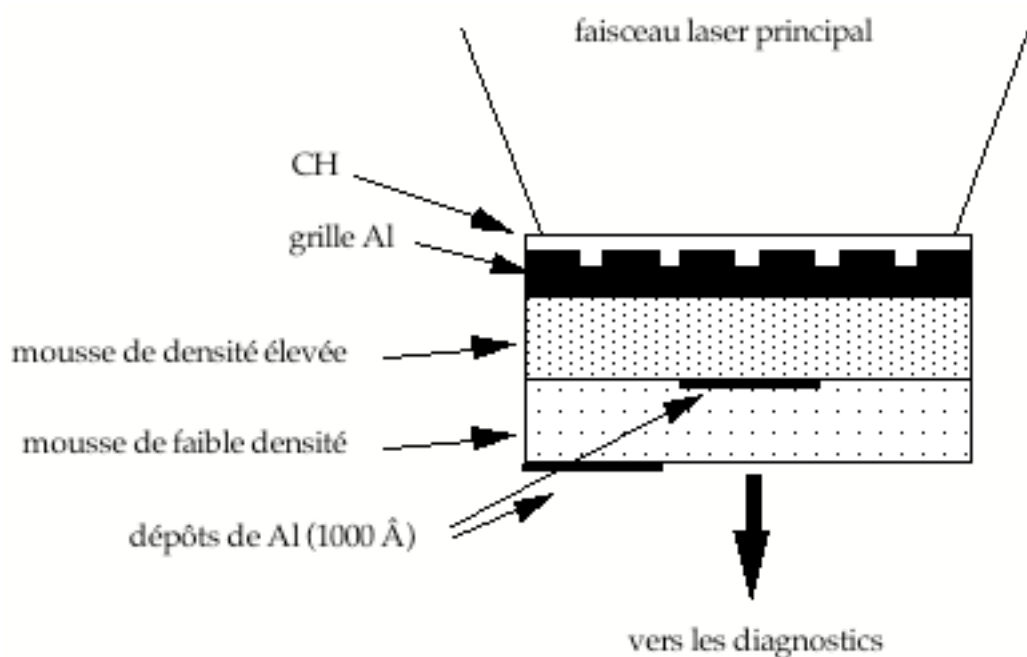


Figure 3.39 : proposition de cible pour l'accélération de choc avec des couches de mousse de densité décroissantes. Les dépôt opaques d'Aluminium permettent de visualiser l'arrivée du choc.

Enfin, signalons que des cibles aluminium/mousse de structure semblable aux nôtres ont été employées comme premier étage d'accélération dans le but de produire des chocs radiatifs dans du Xenon³¹.

11. CONCLUSION

Nous avons réalisé une mesure indirecte de l'équation d'état du TMPTA à très haute pression (de 100 kbar à 3 Mbar selon la densité initiale) à l'aide d'ondes de choc générées par laser, pour des densités initiales comprises entre 20 g/cm³ et 1,1 g/cm³.

Les résultats obtenus sont compatibles avec les tables SESAME, couramment utilisées dans les codes

hydrodynamiques. Un léger écart est cependant perceptible dans la distribution statistique des points expérimentaux. Cet écart, correspondant à des pressions plus élevées et à des compressions moindres que celles prévues par SESAME, peut être attribué à un léger préchauffage, associé probablement à l'effet de la microstructure de la mousse. L'effet du rayonnement du choc sur sa propagation a été évalué et trouvé négligeable.

Par ailleurs, un modèle simple d'accélération de choc, d'intérêt astrophysique, a été validé à cette occasion.

Toutefois, les incertitudes demeurent trop importantes pour permettre l'extraction d'information fiables sur la densité du matériau sous choc. En particulier, l'effet de la microstructure de la mousse n'est pas mis en évidence de façon indiscutable et quantitative, ce qui est d'autant plus regrettable que des simulations numériques réalistes de ce phénomène sont difficiles à effectuer.

Cette expérience reposant sur un diagnostic passif simple, l'enregistrement de l'émission du choc, il apparaît opportun de passer à un diagnostic actif, utilisant un faisceau laser annexe pour sonder les propriétés du matériau, dans l'espoir de gagner en précision et d'obtenir davantage d'information sur le comportement sous choc.

Bibliographie

- [1] M. Koenig, B. Faral, J.M. Boudenne, D. Batani, A. Benuzzi, S. Bossi, C. Rémond, J.P. Perrine, M. Temporal & S. Atzeni, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2260 (1995)
- [2] A. Benuzzi, Thèse de doctorat de l'Ecole Polytechnique (1997)
- [3] D. Bruneau, A.M. Tournade & E. Fabre, *Appl. Optics* **24**, 3740 (1985)
- [4] F. Amiranoff, R. Fabbro, E. Fabre, C. Labaune & M. Weinfeld, *J. of Phys.* **43**, 1037 (1982)
- [5] R. Fabbro, E. Fabre, F. Amiranoff, C. Labaune, J. Virmont, M. Weinfeld & C. Max, *Phys. Rev.* **26**, 2289 (1982)
- [6] Y. Kato, K. Mima, N. Miyanaga, S. Arinaga, Y. Kitagawa & M. Nakatsuka, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 1057 (1984)
- [7] T.H. Bett, C.N. Danson, P. Jinks, D.A. Pepler, I.N. Ross & R.M. Stevenson, *Appl. Opt.* **34**, 4025 (1995)
- [8] E.M. Epperlein, G.J. Rickard & A.R. Bell, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2453 (1988)
- [9] R. Ramis, R. Schmalz & J. Meyer-Ter-Vehn, *Comp. Phys. Comm.* **49**, 475 (1988)
- [10] J.W. Falconer, W. Nazarov & C.J. Horsfield, *J. Vac. Sci. Technol. A* **13**, 1941 (1995)
- [11] M. Koenig, A. Benuzzi, F. Philippe, D. Batani, T. Hall, N. Grandjouan & W. Nazarov, *Phys. Plasmas* **6**, 3296 (1999)
- [12] T. Löwer, R. Sigel, K. Eidmann, I.B. Földes, S. Hüller, J. Massen & G.D. Tsakiris, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 3186 (1994)
- [13] Marshak, R.E., *Phys. fluids*, **1**, 24 (1958)
- [14] S. Bouquet, R. Teyssier, J.P. Chièze, *Ap. J. Suppl. S.*, **127**, 245 (2000)
- [15] D. Mihalas, B. Weibel Mihalas, *Foundations of radiation hydrodynamics*, Oxford university press (1984)
- [16] G. Hazak, A.L. Velikovich, J.H. Gardner, J.P. Dalburg, *Phys. Plasmas*, **5**, 4357 (1998)
- [17] A.D. Kotelnikov, D.C. Montgomery, *Phys. Fluids*, **10**, 2037 (1998)
- [18] S.E. Woosley, *A&AS*, **97**, 205 (1993)
- [19] S.I. Blinnikov, R. Eastman, O.S. Bartunov, V.A. Popolitov, S.E. Woosley, *Ap. J.* **496**, 454 (1998)
- [20] R. Sari, E. Waxman, D. Shvarts, *ApJS* **127** (2000)
- [21] D. Luo, R.A. Chevalier, *ApJ* **435**, 815 (1994)
- [22] R.A. Chevalier, *ApJ* **359**, 463 (1990)
- [23] S.E. Woosley, *A&AS*, **97**, 205 (1993)
- [24] A.I. MacFadyen, S.E. Woosley, *ApJ* **524**, 262 (1999)
- [25] B. Fryxell, E. Mueller, D. Arnett, *ApJ*, **367**, 619 (1991).
- [26] K. Iwamoto, T. R. Young et al. , *ApJ*, **477**, 865 (1991).
- [27] D. Arnett, *Supernovae and nucleosynthesis*, Princeton University Press (1996)
- [28] A.G. Petschek, *Supernovae*, Springer Verlag (1990)

- [29] R. Teyssier, D. Ryutov & B. Remington, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **127**, 503 (2000)
- [30] M. Koenig, A. Benuzzi-Mounaix, F. Philippe, B. Faral, D. Batani, T. Hall, N. Grandjouan, W. Nazarov, J.P. Chieze & R. Teyssier, *Appl. Phys. Lett.* **19**, 3026 (1999)
- [31] M. Koenig, A. Benuzzi-Mounaix, F. Philippe, B. Faral, D. Batani, T. Hall, N. Grandjouan, W. Nazarov, J.P. Chieze & R. Teyssier, *Appl. Phys. Lett.* **19**, 3026 (1999)
- [32] Reinecke M., Hillebrandt W., Niemeyer J.C, *Astron.. Astrophys..* **347**, 739 (1999)
- [33] N.C. Holmes, *Rev. Sci. Instrum.* **62**, 1990 (1991)



Chapitre Quatre

Mesure de l'équation d'état et des propriétés physiques d'un matériau sous choc par VISAR

- IV.1 Principe et objectif de l'expérience
- IV.2 Le VISAR : Description, principe physique et mode d'emploi.
 - IV.2.1 Principe de fonctionnement
 - IV.2.1.1 Interféromètre de Mach-Zehnder
 - IV.2.1.2 Schéma et réglage du VISAR
 - IV.2.1.3 Relation fondamentale
 - IV.2.2 Limite de résolution
 - IV.2.3 Implémentation
- IV.3 Montage expérimental
- IV.4 Résultats expérimentaux
 - IV.4.1 Vitesses mesurées, Identification
 - IV.6.2 Informations sur l'équation d'état
- IV.5 Mesure de conductivité
 - IV.6.1 Lien entre conductivité et réflectivité
 - IV.6.2 Résultats expérimentaux
- IV.6 Conclusions
- Bibliographie

1. Principe et objectif de l'expérience

Comme on l'a vu au chapitre précédent, la précision limitée des mesures obtenues par la méthode de désadaptation d'impédance est un obstacle sérieux pour une comparaison pertinente aux prévisions théoriques. En particulier, il n'a pas été possible d'effectuer cette comparaison dans le plan (pression, densité) où les écarts entre les divers modèles sont les plus manifestes. Dans le but d'accroître cette précision, nous avons donc réalisé une deuxième campagne expérimentale, conservant le principe d'une détermination indirecte de l'équation d'état par la méthode de désadaptation d'impédance, mais employant une mesure directe de la vitesse de choc grâce à un diagnostic interférométrique. Ce diagnostic, le VISAR (voir plus loin), avait déjà été employé auparavant pour l'étude de la propagation d'ondes de choc, et permet d'espérer une excellente précision. Nous avons construit deux interféromètres de ce type et les avons appliqués à une nouvelle mesure de l'équation d'état du plastique.

2. Le VISAR : Description, principe physique et mode d'emploi.

2.1 principe de fonctionnement

Le système interférométrique de velocimétrie pour tout réflecteur (*Velocity Interferometer System for Any Reflector* ou VISAR) est un système proposé par Barker et Hollenbach en 1972¹. Sa caractéristique la plus intéressante est de permettre la mesure de la vitesse de déplacement d'une surface réfléchissante quelconque (i.e. pas nécessairement un miroir plan) avec une excellente résolution, ce qui en fait un outil de choix pour l'étude de la propagation des ondes de choc. Il a notamment été retenu comme diagnostic principal pour la chronométrie des chocs multiples engendrés par l'impulsion du NIF à Livermore, permettant l'ajustement de celle-ci²

On peut réaliser un VISAR en utilisant divers types d'interféromètres. La configuration que nous avons choisie, et que nous allons décrire, est basée sur un interféromètre de type Mach-Zehnder³.

2.1.1 Interféromètre de Mach-Zehnder

L'interféromètre de Mach-Zehnder est un interféromètre à deux ondes et à division d'amplitude, qui comprend deux lames séparatrices L1, L2 et deux miroirs M1, M2 (voir fig. 4.1).

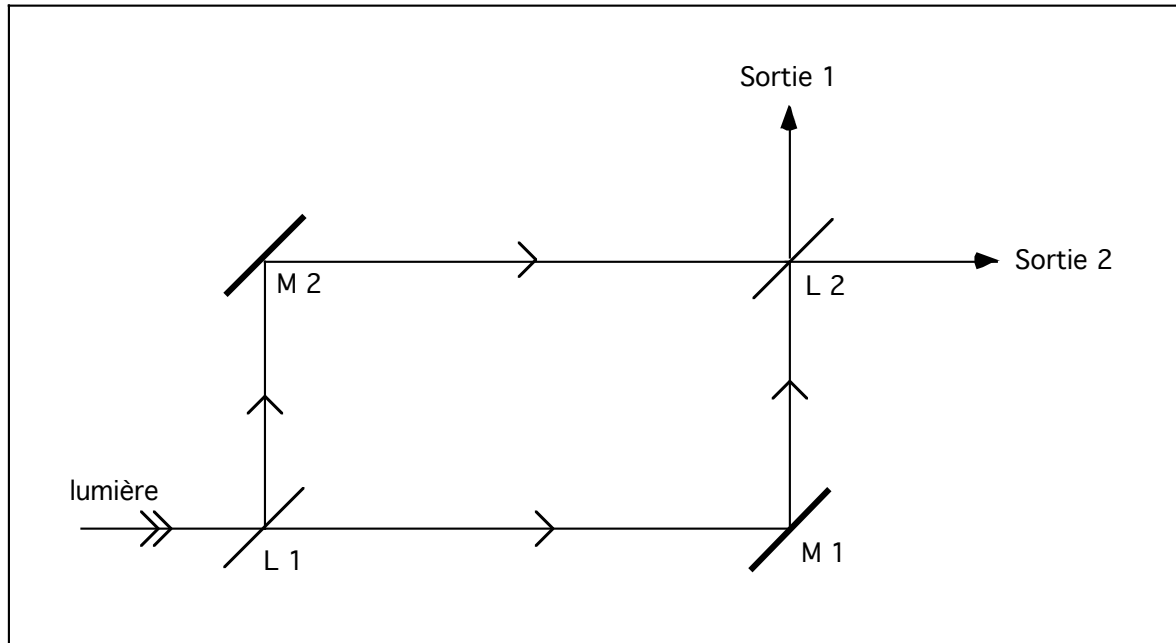


Fig. 4.1 : Principe d'un Interféromètre de Mach-Zehnder

Le rayon IJ est réfléchi par le miroir $M1$ et passe en K par la deuxième lame séparatrice. Le rayon transmis en I est réfléchi sur le miroir $M2$ et à nouveau en K sur la lame séparatrice $L2$ pour se combiner avec le premier rayon. On place la source S au point focal d'une lentille $O1$ pour éclairer l'interféromètre en lumière parallèle, et on suppose $M1$ légèrement incliné par rapport aux trois autres éléments.

Si $\Sigma 1$ est un front d'onde correspondant au faisceau (1) et $\Sigma 2$ un front d'onde correspondant au faisceau (2), $\Sigma'2$ est l'image de $\Sigma 2$ après réflexion sur la lame $L2$. On observe alors des franges d'égale épaisseur correspondant au coin d'air virtuel formé par $\Sigma 1$ et $\Sigma'2$.

2.1.2 schéma et réglage du VISAR

La figure 4.2 montre les différents éléments qui composent le système VISAR. Celui-ci ne diffère de l'interféromètre de Mach-Zehnder que par l'introduction d'un étalon transparent dans un des bras, l'emploi d'un faisceau sonde réfléchi sur une surface mobile comme source lumineuse et un réglage approprié que nous allons décrire.

Le VISAR utilise un faisceau laser qui vient se réfléchir sur la surface dont on souhaite connaître la vitesse de déplacement. Le faisceau est alors séparé en deux parties, dont l'une est retardée à l'aide d'un étalon d'épaisseur connue avant d'être recombinée avec l'autre partie du faisceau. Ainsi on réalise à tout instant l'interférence entre la lumière réfléchie par la surface mobile avec celle réfléchie un peu plus tôt. L'emploi de l'interféromètre avec une surface mobile réfléchissante quelconque suppose que celui-ci fonctionne avec une source lumineuse (la surface mobile) spatialement incohérente. Ceci est possible dès lors que les deux bras de l'interféromètre ont la même longueur apparente. Bien que cette contrainte puisse sembler contradictoire avec celle d'imposer un retard connu à l'un des bras, la configuration présentée permet de la satisfaire aisément.

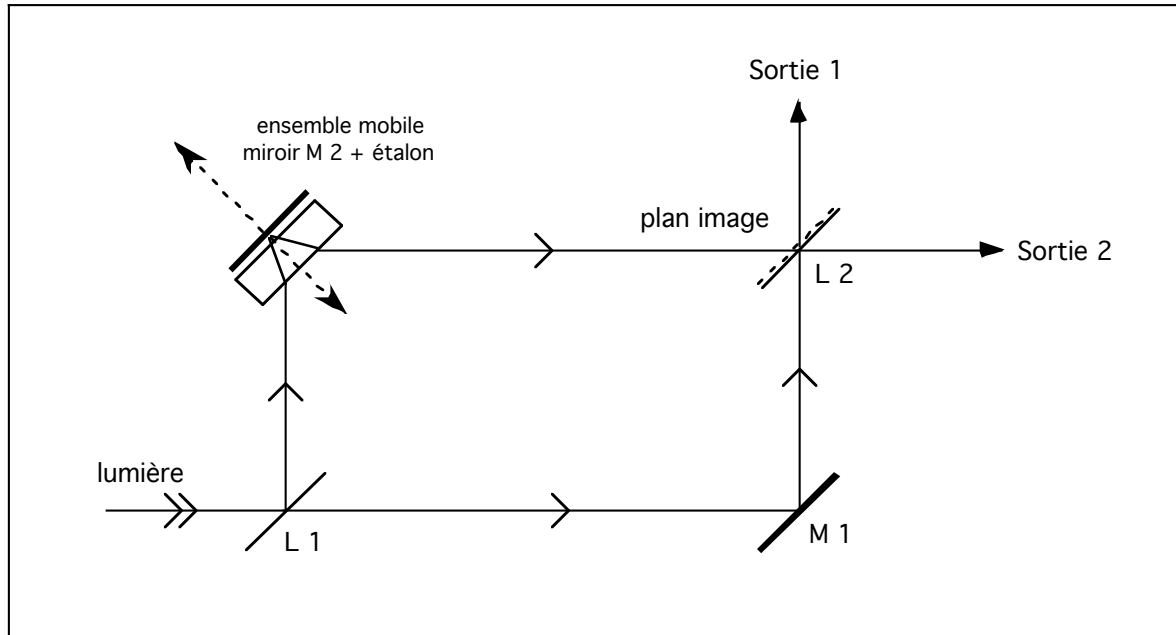


Fig. 4.2 : Schéma de principe du VISAR

En effet, la position apparente du miroir placé derrière l'étalon transparent, image de celui-ci par une lame à faces parallèles, est plus proche de la lame séparatrice que la surface réelle d'une quantité :

$$[4.1] \quad x = h \left(1 - \frac{1}{n} \right)$$

où h est la longueur effective de l'étalon et n son indice de réfraction. La longueur effective est légèrement supérieure à la longueur réelle ℓ de l'étalon car la lumière ne traverse pas exactement l'étalon selon son axe longitudinal, mais en faisant un angle θ avec celui-ci. On a :

$$[4.2] \quad h = \ell \sqrt{1 + \tan^2 \theta}$$

En pratique la correction ainsi obtenue est négligeable : Pour un angle d'incidence de 5° , par exemple, h et ℓ ne diffèrent que de 10^{-5} .

Si la position apparente du miroir pour le bras contenant l'étalon est placée à la même distance de la lame séparatrice que le miroir de l'autre bras, par un réglage approprié de l'interféromètre (c'est à dire en reculant le miroir mobile d'une distance x), les images sont superposées dans le plan de la lame séparatrice L2 et la cohérence spatiale de la source n'est pas nécessaire. On peut alors obtenir un excellent contraste des franges même avec de la lumière réfléchie sur une surface diffuse.

Il existe toutefois un délai entre les deux bras du fait que la lumière parcourt un chemin plus long sur le bras contenant l'étalon et qu'elle se propage plus lentement dans celui-ci. Ce délai, correspondant à la somme de celui introduit par un aller retour à travers l'étalon (dans lequel la lumière se propage plus lentement), et du déplacement du miroir, est donné par :

$$[4.3] \quad \tau = \frac{2h}{c} \left(n - \frac{1}{n} \right)$$

Typiquement, τ est de l'ordre de quelques dizaines de picosecondes. Il s'ensuit que bien que, comme on l'a vu, la cohérence spatiale de la source lumineuse ne soit pas nécessaire, on n'obtient de franges d'interférence que si sa cohérence temporelle est supérieure au délai τ . Pour réaliser la mesure de vitesse, on utilisera donc comme source (*faisceau sonde*) un laser pulsé de fréquence bien définie. Pour le réglage préalable de l'interféromètre, on pourra tirer parti de ce fait en éclairant l'interféromètre avec une source de lumière blanche avant l'introduction de l'étalon. Les franges n'apparaissent alors que lorsque les longueurs des deux bras sont égales, en

raison de la très petite longueur de cohérence associée à la source de large spectre. Il suffit alors de reculer le miroir M2 de la quantité (4.1) après introduction de l'étalon pour être dans les conditions de fonctionnement de l'interféromètre.

Comme pour l'interféromètre de Mach-Zehnder, les franges d'interférences obtenues sont des franges de coin d'air. On peut régler facilement l'interfrange, et donc choisir le nombre de franges dans la plage d'observation, en agissant sur le parallélisme des miroirs.

2.1.3 Relation fondamentale

Montrons à présent que la position des franges obtenues change si la vitesse de la surface réfléchissante change :

Soit N1 le nombre de longueurs d'ondes sur le trajet (1) et N2 le nombre de longueur d'ondes sur le trajet (2). On appelle ordre d'interférence des faisceaux recombinaison la différence $N=N_2-N_1$. Cet ordre d'interférence correspond à une phase globale de la figure d'interférence observée. Le décalage de frange produit par l'interféromètre lors d'une variation de la vitesse de la surface mobile est égal à la variation de N due au décalage doppler de la source.

On a

$$[4.4] \quad N_1 = \frac{L_1}{\lambda}$$

$$[4.5] \quad N_2 = \frac{L_2 - 2h}{\lambda} + \frac{2nh}{\lambda}$$

où le premier terme correspond au trajet dans l'air et le deuxième terme au trajet dans l'étalon de silice, avec h l'épaisseur effective de celui-ci, définie plus haut.

D'où :

$$[4.5] \quad N = \frac{L_2 - L_1 - 2h}{\lambda} + \frac{2nh}{\lambda}$$

Du fait du réglage de l'interféromètre on a :

$$[4.6] \quad L_2 = L_1 + h \left(1 - \frac{1}{n_0} \right)$$

Où l'on a noté n_0 l'indice de l'étalon pour la lumière en l'absence de décalage Doppler.

On en déduit :

$$[4.7] \quad N = \frac{2h}{\lambda} \left(n - \frac{1}{n_0} \right)$$

Si la surface se déplace à la vitesse $v(t)$ la lumière du faisceau sonde subit un décalage doppler lors de la réflexion et l'on a :

$$[4.8] \quad \lambda(t) = \lambda_0 \left[1 - \frac{2n_M v(t)}{c} \right]$$

où λ_0 est la longueur d'onde du faisceau sonde avant décalage doppler, n_M l'indice du milieu dans lequel se déplace la surface mobile et c la vitesse de la lumière (voir l'encadré « décalage Doppler »).

Décalage Doppler : Rappel

La variation de longueur d'onde due à l'effet Doppler dépend des conditions de réflexion du faisceau sonde. Pour évaluer cette variation, on fait la différence entre les chemins optiques de deux photons émis à $t=0$ et $t=T(=1/v)$.

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{\Delta v}{v_0} = (S_1 - S_2) \frac{v}{c}$$

$$\lambda(t) = \lambda_0 \left[1 - (S_1 - S_2) \frac{v}{c} \right]$$

Dans le cas le plus simple, où la surface réfléchissante de vitesse v se trouve dans le vide, les chemins optiques valent

$$S_1 = 2L$$

$$S_2 = 2L - 2vT$$

et le décalage Doppler (non-relativiste) est donné par la formule classique :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = 2 \frac{v}{c}$$

$$\lambda(t) = \lambda_0 \left[1 - 2 \frac{v(t)}{c} \right]$$

Si la surface réfléchissante est précédée par un milieu d'indice n , Les chemins optiques deviennent

$$S_1 = 2(L + nL')$$

$$S_2 = 2[L + n(L' - DT)]$$

et le décalage Doppler est donné par :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = 2 \frac{nv}{c}$$

$$\lambda(t) = \lambda_0 \left[1 - 2 \frac{nv(t)}{c} \right]$$

qui contient la formule comme cas particulier ($n=1$).

Le dernier cas qui peut se présenter expérimentalement est celui où la surface réfléchissante est précédée par deux milieux d'indices différents n_1 et n_2 , dont l'interface est elle même mobile. Ce sera par exemple le cas si le faisceau sonde vient se réfléchir sur une interface métallique de vitesse u en traversant un milieu transparent dans lequel se propage une onde de choc : On doit alors distinguer le milieu sous choc du milieu transparent froid, d'indice différent, l'interface entre les deux se déplaçant à la vitesse de choc.

Les chemins optiques sont alors :

$$S_1 = 2(L + n_2L' + n_1L'')$$

$$S_2 = [L + n_2(L' - DT) + n_1(D - u)T]$$

et le décalage Doppler est donné par :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = 2 \frac{n_2D - n_1(D - u)}{v}$$

$$\lambda(t) = \lambda_0 \left[1 - 2 \frac{n_2D - n_1(D - u)}{c} \right]$$

L'indice n dépendant de la longueur d'onde, on ne peut l'identifier à n_0 indice de la silice à λ_0 dans [4.7]. Compte tenu de la faible valeur de v/c dans nos expériences, on peut toutefois raisonnablement se contenter d'un développement au premier ordre^{5,6} :

$$[4.9] \quad n(t) = n_0 + \left. \frac{dn}{d\lambda} \right|_{\lambda=\lambda_0} [\lambda(t) - \lambda_0]$$

si on note $F(t)$ le déplacement des franges résultant du décalage Doppler par rapport à la figure obtenue en l'absence de celui-ci (i.e. pour une surface réfléchissante immobile), en unités de nombre de franges, on a d'après [4.7] :

$$[4.10] \quad F(t) = N(t) - N_0 = 2h \left[\frac{1}{\lambda(t)} \left(n(t) - \frac{1}{n(t)} \right) - \frac{1}{\lambda_0} \left(n_0 - \frac{1}{n_0} \right) \right]$$

En introduisant [4.8] et [4.9] dans cette expression, on obtient après un développement au premier ordre en v/c :

$$[4.11] \quad F(t) = \frac{4h}{\lambda_0} \left(n_0 - \frac{1}{n_0} \right) \left[1 - \left(\frac{n_0}{n_0^2 - 1} \right) \lambda_0 \left. \frac{dn}{d\lambda} \right|_{\lambda=\lambda_0} \right] \frac{v}{c} n_M$$

où l'on peut faire apparaître le délai τ en regroupant les termes, et définir

$$[4.12] \quad \delta = - \frac{n_0}{n_0^2 - 1} \lambda_0 \left. \frac{dn}{d\lambda} \right|_{\lambda=\lambda_0}$$

qui n'est fonction que de l'indice de réfraction du matériau et de la longueur d'onde du faisceau sonde.

On trouve alors la relation suivante entre vitesse de déplacement de la surface réfléchissante mobile et déplacement des franges :

$$[4.13] \quad v(t) = \frac{\lambda_0}{2n_M \tau} \frac{F(t)}{1 + \delta}$$

La valeur de δ pour nos étalons de silice fondue et notre longueur d'onde de travail (532 nm) a été évaluée à partir des mesures d'indices du matériau fournies par le fabricant. On a **$\delta = 0.0287$ à $\lambda_0=532\text{nm}$** . On voit que cette correction de près de 3% ne doit pas être négligée.

2.2 Limite de résolution

La résolution en vitesse du VISAR dépend essentiellement de la précision de la détermination du déplacement des franges. Expérimentalement, c'est la partie entière du décalage qui est mesurée. Selon les conditions expérimentales (contraste des franges, nombre de points d'échantillonnage d'une frange), l'incertitude relative sur cette grandeur peut varier entre 0.01 et 0.1. L'incertitude sur la vitesse, donnée par :

Sera donc d'autant plus petite que le décalage sera grand. Toutefois, dès lors que le décalage peut dépasser une frange, c'est à dire dès que les vitesses à mesurer sont plus grandes que la sensibilité associée à l'étalon utilisé, une ambiguïté sur la mesure apparaît. Un décalage d'une demi-frange donnera en effet la même figure d'interférence qu'un décalage de deux franges et demie. Une information supplémentaire est nécessaire pour lever cette indétermination. Dans les cas les plus simples, des arguments physiques sur l'ordre de grandeur de la vitesse attendue peuvent suffire. On peut également avoir recours à une deuxième mesure moins sensible de la vitesse, par une méthode dont la précision est suffisante pour déterminer le décalage du VISAR à moins d'une frange près. On peut utiliser à cette fin un deuxième interféromètre VISAR pourvu d'un étalon convenablement choisi.

On voit que dans de très bonnes conditions, s'il est possible de déterminer le décalage à quelques % près sur

chacun des deux interféromètres, ce qui est envisageable lorsque plusieurs franges contrastées sont échantillonnées sur une cinquantaine de points chacune, la précision sur la vitesse pourrait être meilleure que le millième. Le VISAR est donc potentiellement une méthode potentiellement très précise, qui dépend uniquement de la qualité de la figure d'interférence, c'est-à-dire surtout de la capacité à s'affranchir du bruit (émission propre de la surface sondée ou réflexions parasites sur des interfaces immobiles).

La résolution temporelle du diagnostic est limitée par l'épaisseur de l'étalon. L'échelle de temps des variations de la vitesse doit donc être grande devant le délai introduit. Typiquement, les étalons utilisés pour la gamme de vitesse qui nous intéresse (dizaine de kilomètre par seconde) correspondent à des chemins optiques de quelques centimètres, soit des délais de l'ordre de la centaine de picosecondes. Le VISAR ne sera donc pas adapté à un suivi ultra-rapide des phénomènes.

2.3 Implémentation

La source laser utilisée et l'optique de reprise d'image seront détaillées au paragraphe 3 avec le reste du montage expérimental. Nous allons décrire à présent les interféromètres eux-mêmes, conçus comme des blocs facilement réutilisables dans d'autres montages.

La figure 4.3 montre une photo de l'un des deux interféromètres identiques que nous avons réalisés.

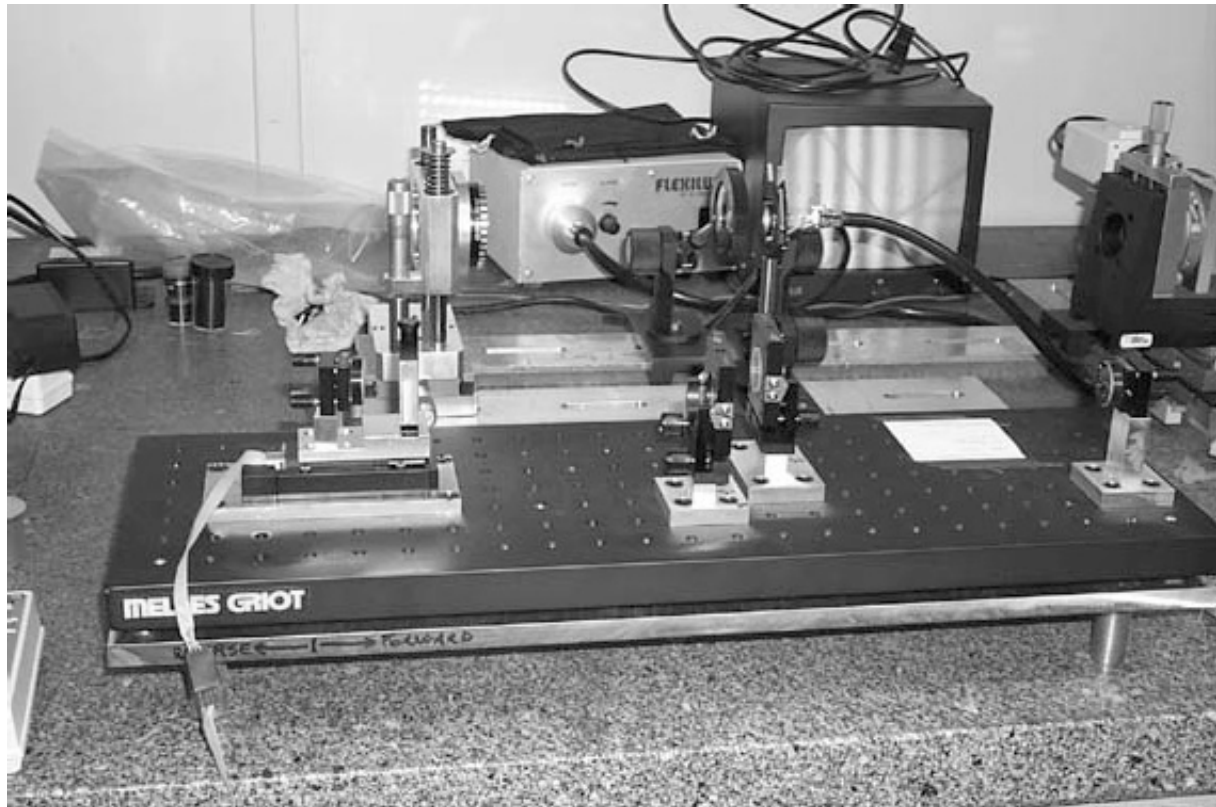


Fig. 4.3 : Photo de notre VISAR en phase de réglage en lumière blanche. L'obtention des franges sur l'écran vidéo à l'arrière plan indique l'égalité des chemins optiques pour les deux bras.

Afin d'assurer la meilleure stabilité possible à l'interféromètre, l'ensemble des optiques a été monté sur un plateau optique ultra-léger à structure nid d'abeille et le nombre de parties mobiles a été limité. A cette fin, la position des différents éléments a été calculée pour un angle d'incidence de 6° et fixée mécaniquement au millimètre près. L'ajustement fin des positions et orientations est permis par l'usage de montures à 5 degrés de liberté, choisies pour combiner stabilité et bonne résolution des mouvements. La correction précise de la différence de chemin optique après introduction de l'étalon devant le miroir mobile est obtenue en montant celui-ci sur une platine motorisée pas-à-pas de précision, avec une répétabilité de l'ordre de quelques microns.

Compte tenu des faibles intensités lumineuses délivrées par notre faisceau sonde, l'usage de miroirs aluminisés s'est révélé suffisant. Pour obtenir un système compact et peu coûteux, le diamètre des miroirs a été limité à 25 mm et le système de reprise d'image ajusté en conséquence. Toutes les optiques utilisées étaient de qualité $\lambda/10$ ou mieux.

Les étalons de silice fondue ont subi un traitement antireflet qui permet leur utilisation indifféremment à 532 ou 1064 nm. La gamme d'étalon dont nous disposions comprenait un étalon de 10 mm, deux étalons de 5 mm, et un étalon de 15 mm, permettant par association de disposer de délais allant de 5 à 35 mm, soit une gamme de sensibilités de 15,33 km/s par frange à 2,19 km/s par frange.

Les lames séparatrices utilisées sont des coupleurs, conçus pour être utilisés à incidence normale. En pratique, leurs caractéristiques sont pratiquement inchangées à l'incidence de 6° utilisée. Ils sont non-polarisants et ont un taux de réflexion de 50% à la longueur d'onde de conception. Nous disposions de deux jeux de séparatrices, l'un pour un usage à 532 nm, l'autre pour un usage à 1064 nm.

3. Montage expérimental

Le montage expérimental utilisé est représenté sur la figure 4.4.

Comme pour l'expérience décrite au chapitre 3, on a focalisé trois des faisceaux lasers de la chaîne nanoseconde du LULI, doublés en fréquence, à l'aide de lentilles de longueur focale $f=50$ cm, sur une cible positionnée au centre de la chambre d'interaction, sous vide secondaire. Les faisceaux sont lissés spatialement grâce à des lames PZP, et leur énergie est mesurée à l'aide de calorimètres captant leur réflexion partielle sur les hublots d'entrée de l'enceinte. Cette partie du dispositif n'a pas été détaillée sur la figure 4.4 dans un souci de lisibilité.

La face arrière de la cible est éclairée par le *faisceau sonde*. La source utilisée est un laser pulsé QuantaRay à cristal YAG. Il délivre une impulsion gaussienne d'une durée de 8 nanosecondes, monomode. Il peut fonctionner soit à 527 nm (c'est dans ce mode que nous l'avons utilisé) soit à 1054 nm ou à 350 nm. L'impulsion est réinjectée dans l'oscillateur afin de garantir sa stabilité. Ceci implique que le laser doit fonctionner en permanence, à la cadence de 10 Hz. Un signal de déclenche issu de la chaîne laser principale permet alors d'obtenir une impulsion sonde calée sur l'arrivée des faisceaux de puissance au centre de la chambre d'expérimentation.

L'injection du faisceau dans une fibre multimode d'un diamètre de 1 mm est réalisée au moyen d'un doublet de lentilles, associé à des densités optiques permettant de l'atténuer d'un facteur 10^4 , pour une énergie totale de l'impulsion en entrée de fibre inférieure à 1 mJ. Cette atténuation est indispensable pour éviter l'endommagement de la face d'entrée de la fibre. Les lentilles L1 et L2 permettent de faire l'image de l'extrémité de la fibre sur la face arrière de la cible et constituent également la première partie du dispositif de reprise d'image, qui est complété par une lentille d'objectif à l'entrée de chaque diagnostic (L3, L3bis).

L'image de la face arrière éclairée par le faisceau sonde est distribuée entre les deux VISAR et le diagnostic d'émission visible à l'aide d'un jeu de miroirs et de lames séparatrices.

Le front de choc émettant de la lumière, il est nécessaire de placer un filtre avant l'interféromètre pour préserver le contraste des franges. A cette fin, on doit utiliser un filtre passe bande à bande étroite, juste supérieure à l'amplitude du décalage doppler maximum envisageable dans l'expérience. Nous avons choisi d'employer un filtre holographique *Super Notch* fourni par Kaiser System, d'un diamètre de 2 pouces.

L'évolution en fonction du temps de la figure d'interférence obtenue sur chaque VISAR est enregistrée à l'aide de caméra à balayage de fentes, reliées à des caméras CCD qui en permettent l'acquisition informatique. Des caméras vidéos placées sur la deuxième « sortie » de chaque interféromètre facilitent les réglages.

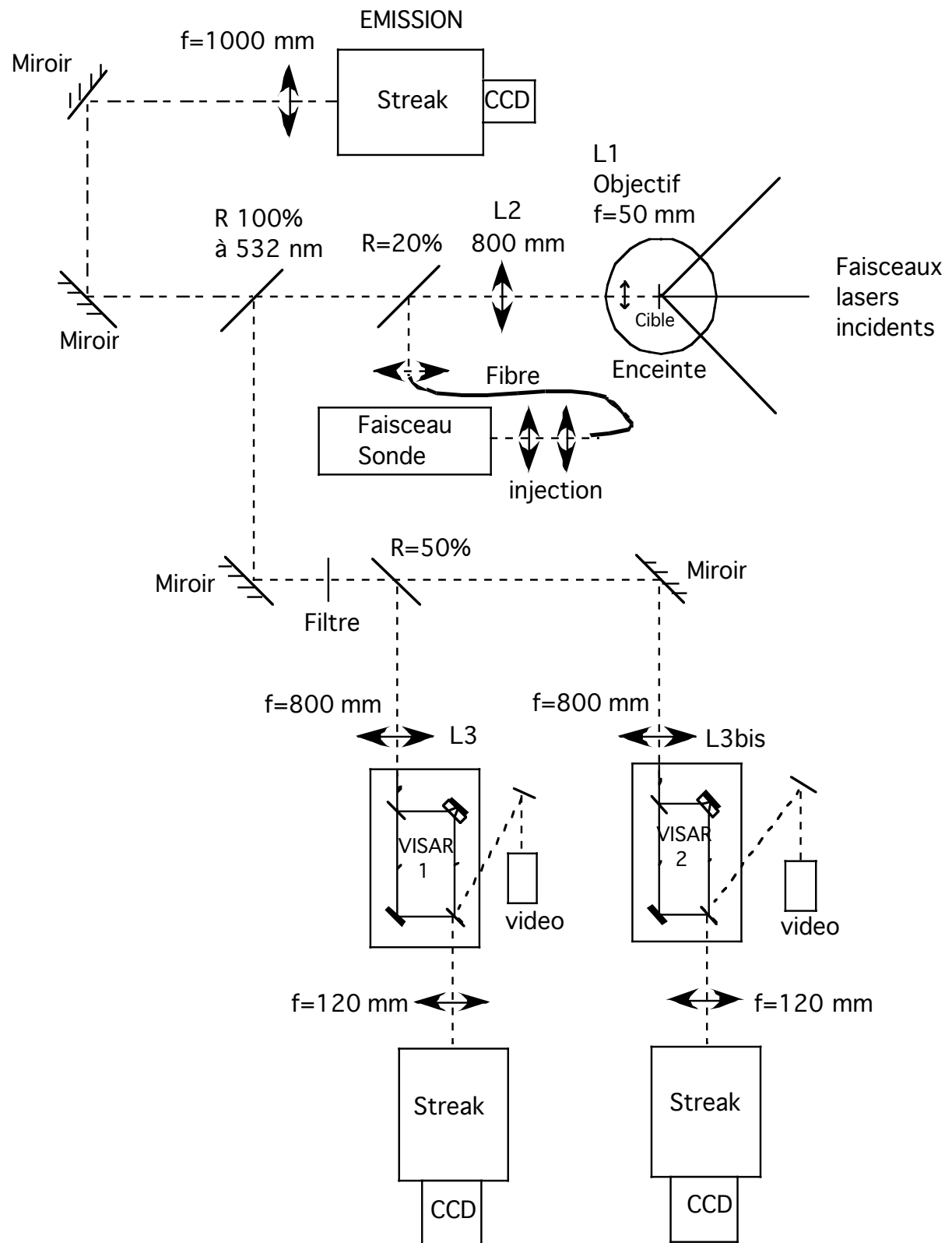


Figure 4.4 Montage expérimental

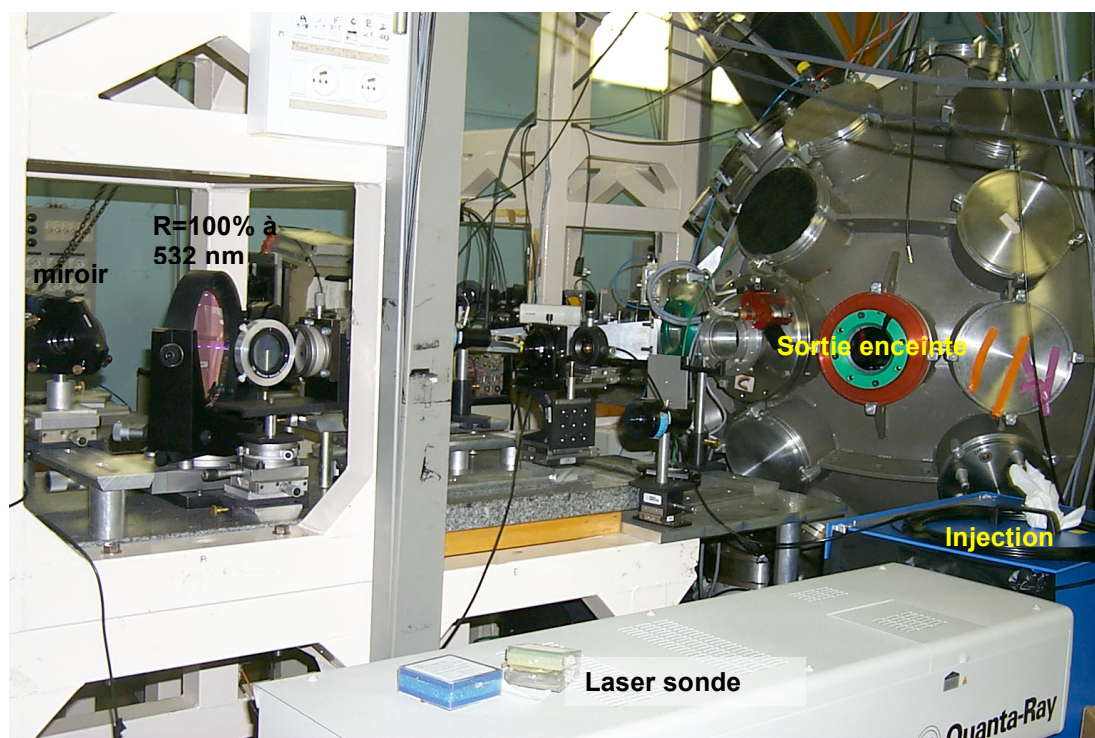


Figure 4.5 : vue du dispositif expérimental : injection et distribution du faisceau sonde.

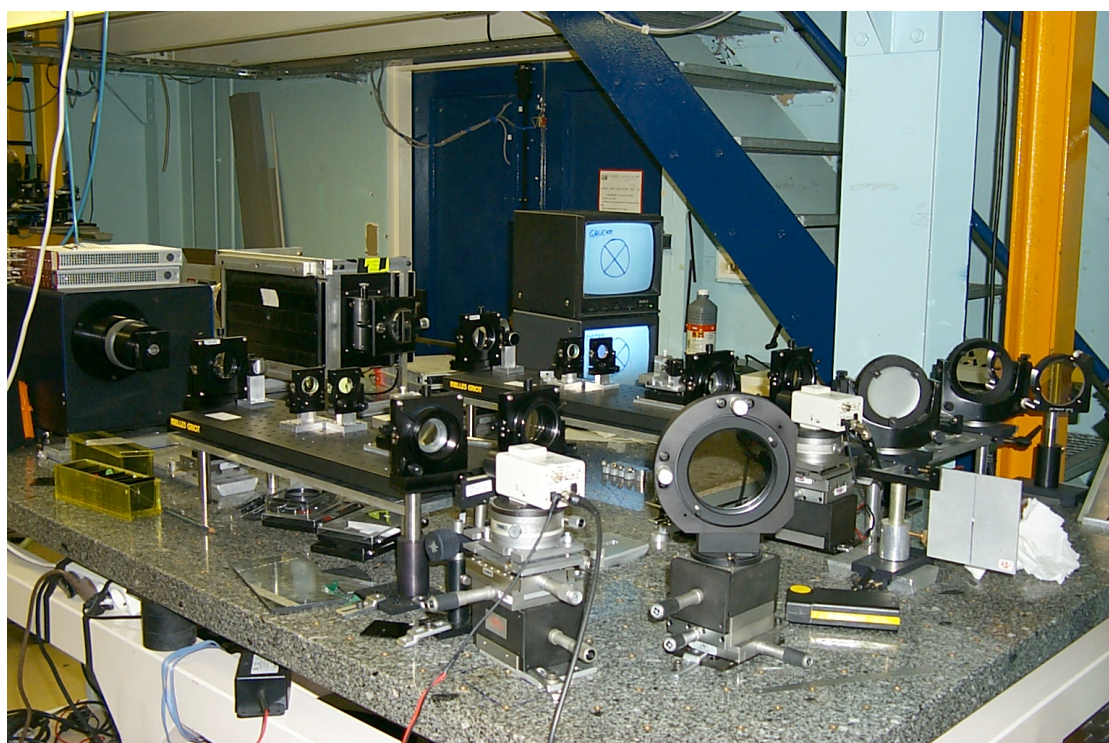


Figure 4.6 : vue du dispositif expérimental : interféromètres et caméras à balayage de fente.

4. Résultats expérimentaux

4.1 Vitesses mesurées, identification

Une première série de tirs a été effectuée sur des cibles simples, constituées de 12 microns d'aluminium côté laser, et d'une couche de 10 microns de polystyrène côté faisceau sonde.

L'objectif de cette série de tirs était de s'assurer que le front de choc dans le plastique était suffisamment réfléchissant pour que la mesure de sa vitesse à l'aide du VISAR soit réalisable.

La figure 4.5 montre un exemple d'interférogramme obtenu sur les caméras à balayage de fente placées en sortie des VISARs.

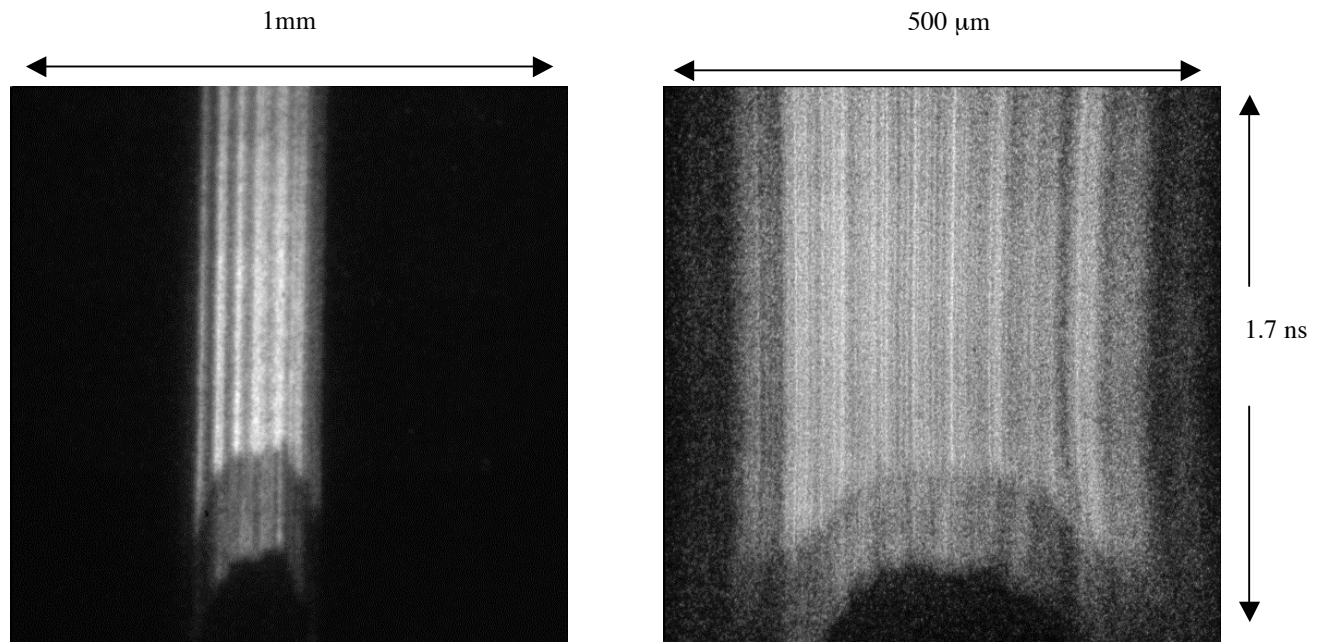


Fig 4.5 : Exemple d'interférogrammes : (a) VISAR droit (b) VISAR gauche

Chaque ligne correspond à une coupe transverse de la figure d'interférence à un instant donné. On peut ainsi suivre le déplacement des franges en fonction du temps.

On constate que le changement de position des franges apparaît discontinu, ce qui correspond à un faible préchauffage, et que la vitesse mesurée reste ensuite pratiquement constante, ce qui correspond à un choc stationnaire pendant la traversée de l'épaisseur de mousse. Les franges disparaissent lorsque le choc débouche en face arrière, l'absorption du faisceau sonde dans le gradient de détente du plastique devenant très importante.

Avant l'arrivée du choc à l'interface aluminium/plastique, le faisceau sonde vient se réfléchir sur celle-ci, le plastique étant transparent. La vitesse mesurée est donc celle de l'interface. La position des franges ne variant pas dans cette première étape, on peut supposer que l'interface est initialement immobile.

Le décalage de frange mesuré par rapport à cette situation à l'arrivée du choc permet de déduire la vitesse du réflecteur, connaissant la sensibilité de l'interféromètre. Comme seule la partie fractionnaire du décalage de frange est observable, chaque interféromètre donne en fait une série de valeurs possibles correspondant à des nombres entiers de franges différents. Le croisement des valeurs possibles pour les deux interféromètres de sensibilité différente permet toutefois de lever l'ambiguïté (cf. 2.2).

Dans le cas de la figure 4.5, les décalages mesurés sont de 0.5 franges pour le VISAR droit (sensibilité 16.68 km/s/frange) et 0.8 franges pour le VISAR gauche (sensibilité 5.09 km/s/frange). En tenant compte de l'indice du polystyrène (1.59), et en comparant les valeurs obtenues par les deux interféromètres, les seules valeurs compatibles des nombres entiers de franges sont respectivement de 1 et 4 franges. La valeur la plus précise étant donnée par l'interféromètre de plus haute résolution, on trouve 15,4 km/s comme seule valeur de vitesse

compatible avec ces deux mesures. La précision de cette mesure, que l'on peut estimer à ± 0.2 franges, soit ± 0.6 km/s est toutefois décevante en regard des performances attendues (cf. 2.3), en raison de la faible qualité de la figure d'interférence.

Il reste à établir la nature de la surface réfléchissante dont nous venons de mesurer la vitesse.

On peut exclure que cette surface soit l'interface aluminium/polystyrène. En effet, le polystyrène sous choc forme un plasma surcritique, opaque à la lumière visible.

Le faisceau sonde vient donc se réfléchir sur le front de choc dans le plastique, et on peut identifier la vitesse déduite du décalage de frange sur le VISAR avec la vitesse de choc dans le plastique.

Une confirmation est fournie par la caméra à balayage de fente enregistrant l'émission de la face arrière en fonction du temps (fig. 4.6)

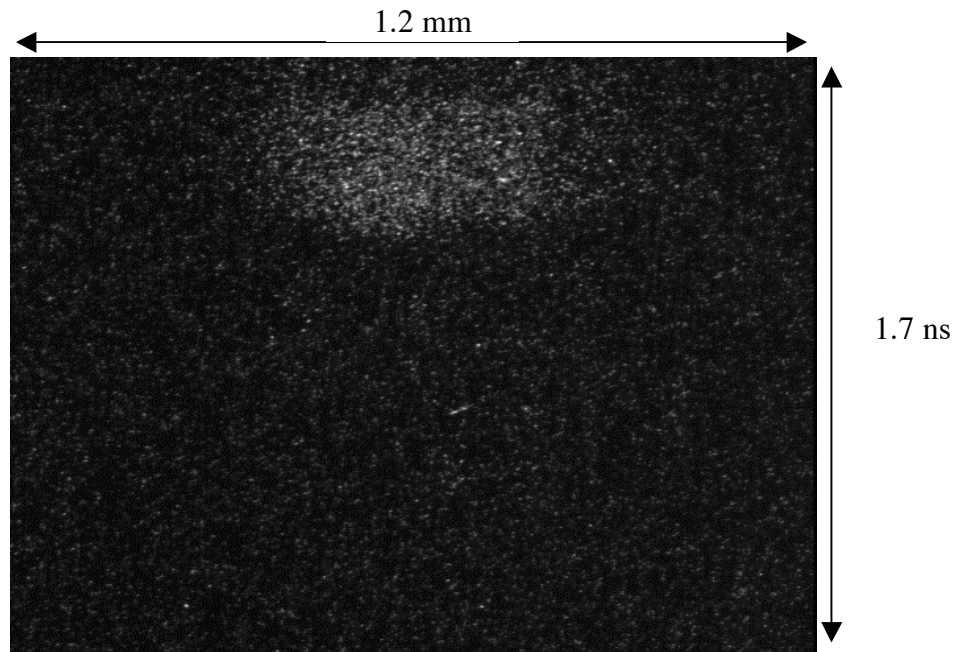


Fig 4.6 Emission de la face arrière de la cible en fonction du temps (verticalement)

L'émission du matériau sous choc ne parvient à la caméra qu'à partir de la traversée de l'interface aluminium/plastique (l'aluminium bloquant la lumière auparavant), et disparaît lorsque le choc débouche en face arrière de la cible (la détente provoquant un refroidissement brutal).

On dispose donc d'une mesure du temps de transit du choc dans le plastique, qui vient confirmer l'interprétation faite des interférogrammes. La vitesse de choc déduite de ce temps de transit (87 pixels soit 294 ps pour traverser $4.5 \mu\text{m}$ de polystyrène) est 15.15 km/s, à ± 1.5 km/s près, compatible avec celle donnée par le décalage de franges.

4.2 Informations sur l'équation d'état

4.2.1 Généralités

Afin d'obtenir un point de la polaire de choc du plastique, il est nécessaire de connaître non seulement la vitesse du choc dans celui-ci, mais aussi la vitesse du choc dans l'aluminium, pour pouvoir appliquer la méthode de désadaptation d'impédance.

Une deuxième série de tirs a donc été effectuée sur des cibles d'aluminium avec marche semblables à celles décrites au chapitre 3. La caméra à balayage de fente enregistrant l'émission de la face arrière permet alors de

mesurer le temps de transit dans la marche d'aluminium, dans les mêmes conditions que précédemment et d'en déduire la vitesse de choc dans l'aluminium.

La présence des marches perturbe bien sûr la figure d'interférence obtenue sur les VISARs. Il aurait sans doute été préférable d'utiliser une cible ne comportant qu'une seule marche très large, le faible espacement de celles-ci sur nos cibles (du même ordre que l'interfrange) nuisant à la lisibilité de l'image. On pouvait cependant espérer qu'une fois les marches dépassées, le faisceau sonde se réfléchissant sur le front de choc de vitesse bien définie, on puisse lire le décalage de franges recherché et déduire la vitesse de choc dans le plastique. Cette information, combinée avec la mesure de la vitesse de choc dans l'aluminium, permet alors l'application de la méthode de désadaptation d'impédance.

Malheureusement, la médiocre qualité de la figure d'interférence rend toute mesure précise illusoire dans le cas des mousses de faible densité, qui diffusent la lumière (cf. figure 4.7).

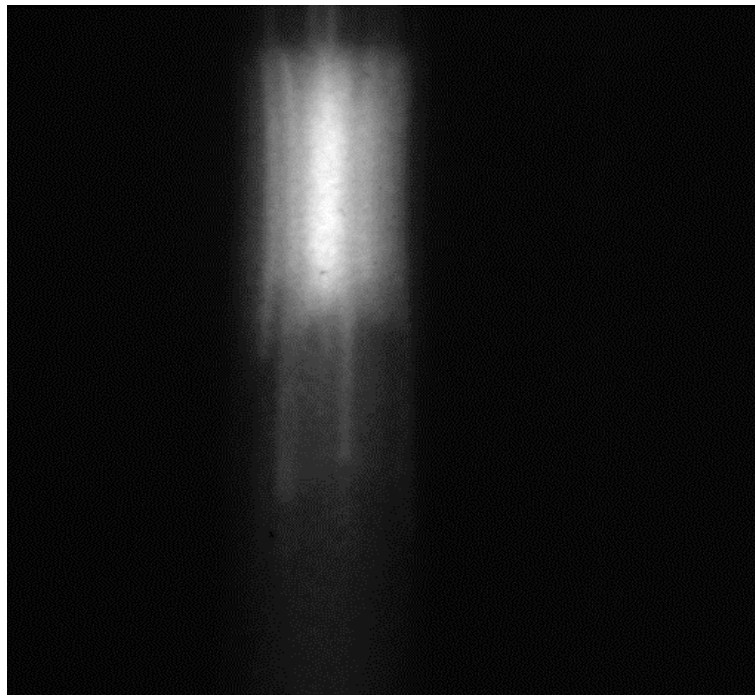


Figure 4.7 : Interférogramme obtenu sur le VISAR Droit dans le cas d'une mousse de 20 mg/cm^3 en face arrière d'une cible d'aluminium avec marche.

On s'est donc attaché à interpréter la seule image exploitable, obtenue pour une mousse de TMPTA de densité 800 mg/cm^3 (faible porosité).

4.2.2 Mousse de TMPTA de densité 800 mg/cm³

Les dimensions de la cible utilisée sont indiquées sur la figure ci-dessous.

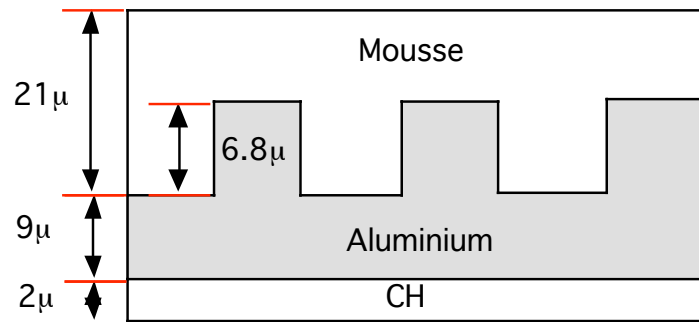


Figure 4.10: dimensions de la cible utilisée

Comme précédemment (cf. chapitre 3), l'examen de l'émission de la cible en face arrière (figure 4.11) permet d'évaluer la vitesse du choc dans l'aluminium. En effet, la zone sombre au centre de l'image correspond au temps de traversée de la marche, le choc ne devenant visible qu'après avoir débouché de l'aluminium.

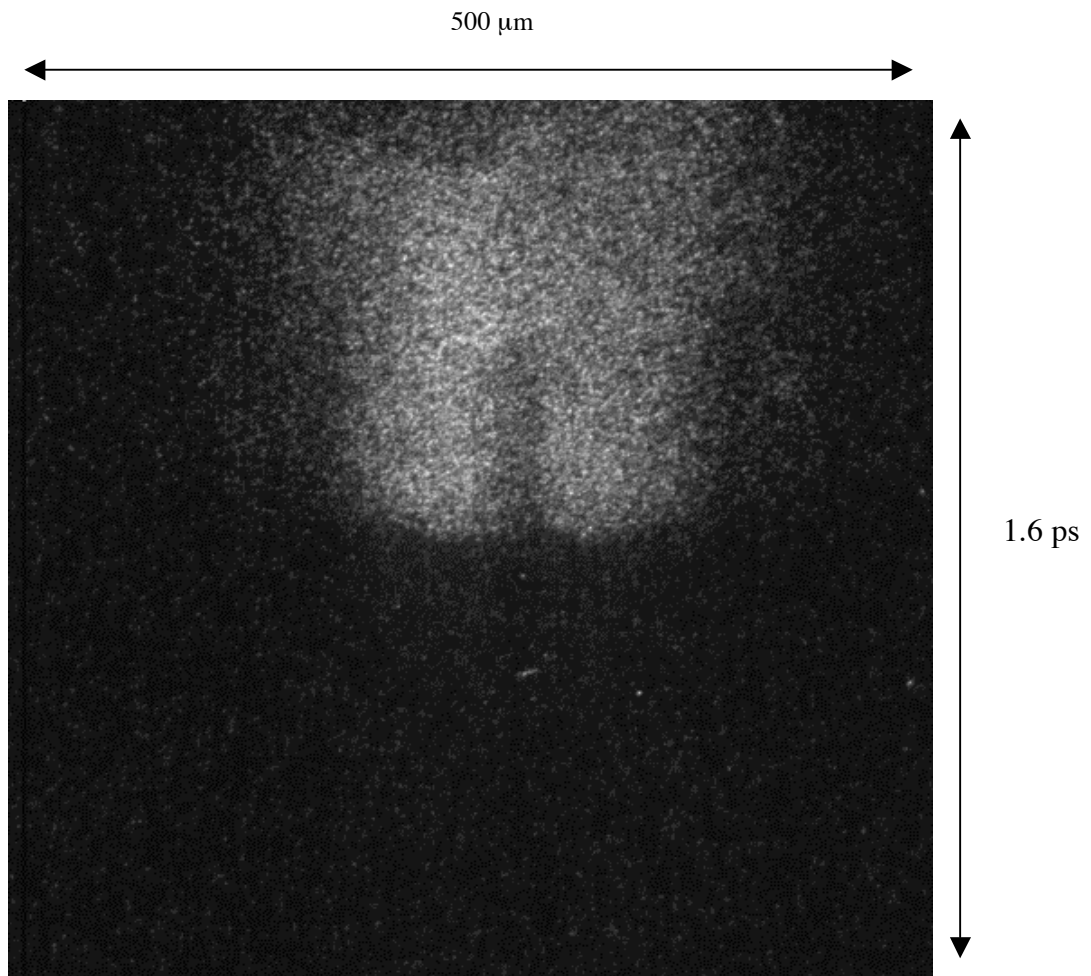


Figure 4.11: Emission de la cible en face arrière résolue en temps (verticalement) et en espace (horizontalement).

Connaissant la vitesse de balayage de la caméra, soit 3.39 ps/pixels, et l'épaisseur de la marche (6.8 microns), on trouve pour la vitesse de choc dans l'aluminium :

$$D_{Al} = 18 \text{ km/s} \pm 1 \text{ km/s}$$

Où l'incertitude provient de la lecture du temps de transit sur l'image.

Pour pouvoir appliquer la méthode désadaptation d'impédance, il reste à déterminer la vitesse du choc dans la mousse. Cette mesure est effectuée grâce au VISAR, dont le faisceau sonde se réfléchit sur le front de choc.

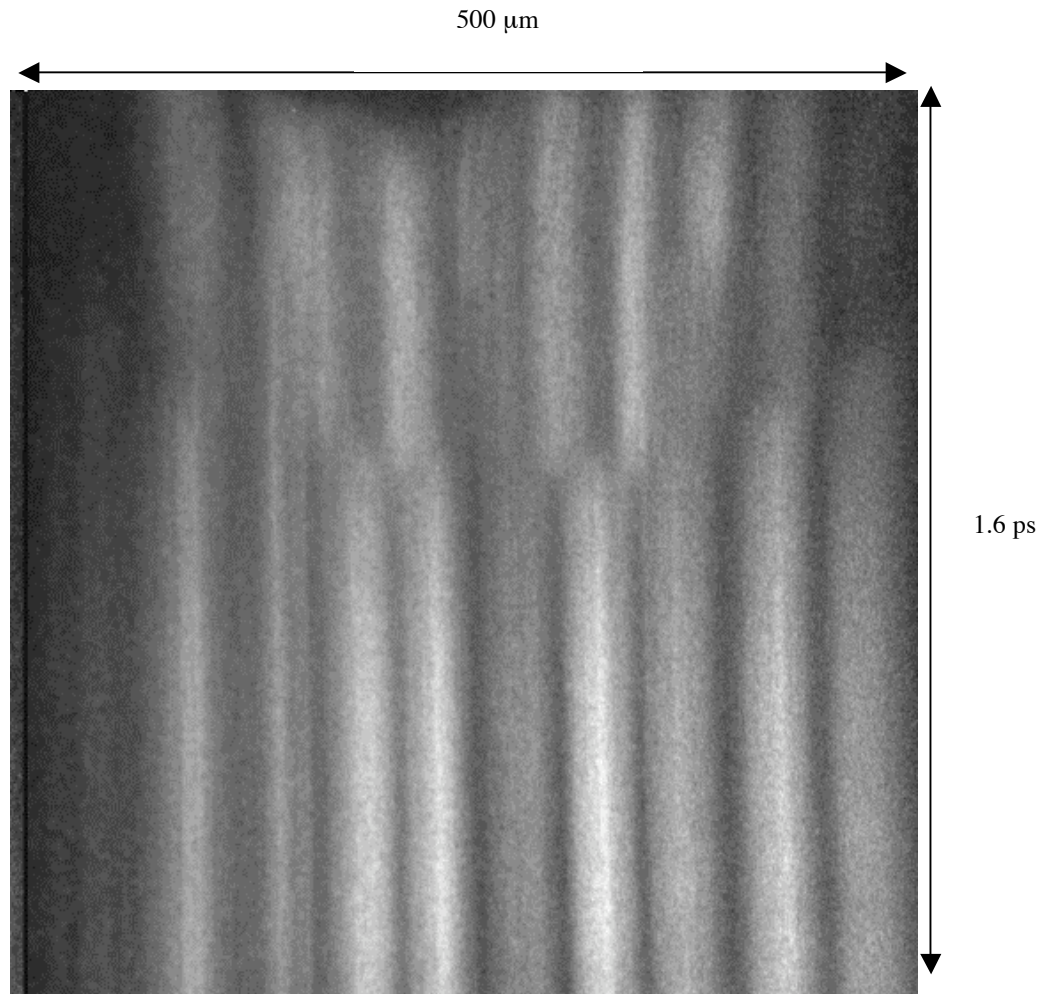


Figure 4.12 : Image obtenue sur l'interféromètre VISAR, de résolution $16,68 \text{ km.s}^{-1}.\text{frange}^{-1}$

L'image étant de bonne qualité, on peut utiliser un logiciel⁹ qui détermine la phase des franges en cherchant le meilleur ajustement par une fonction de la forme $A(x) + B(x)\sin(kx + \phi(t))$.

Afin de s'affranchir d'erreurs systématiques, liées par exemple à un éventuel tilt de l'axe de la CCD par rapport à l'axe de balayage, cette opération est effectuée successivement sur une image de référence (interférogramme obtenu par réflexion sur une cible au repos), et sur l'image du tir.

La région sélectionnée pour ce traitement est la partie centrale de l'image où le décalage de franges apparaît plus tôt. Cette zone correspond au creux entre deux marches. On peut voir nettement sur le côté une frange qui demeure immobile encore une centaine de picosecondes, ce qui indique qu'une marche se trouve à cet endroit et que le choc y débouche donc plus tard.

Les courbes de phase brutes sont présentées ci-dessous (fig. 4.13). Soulignons que la phase ainsi mesurée n'est encore connue qu'à un nombre entier de franges près.

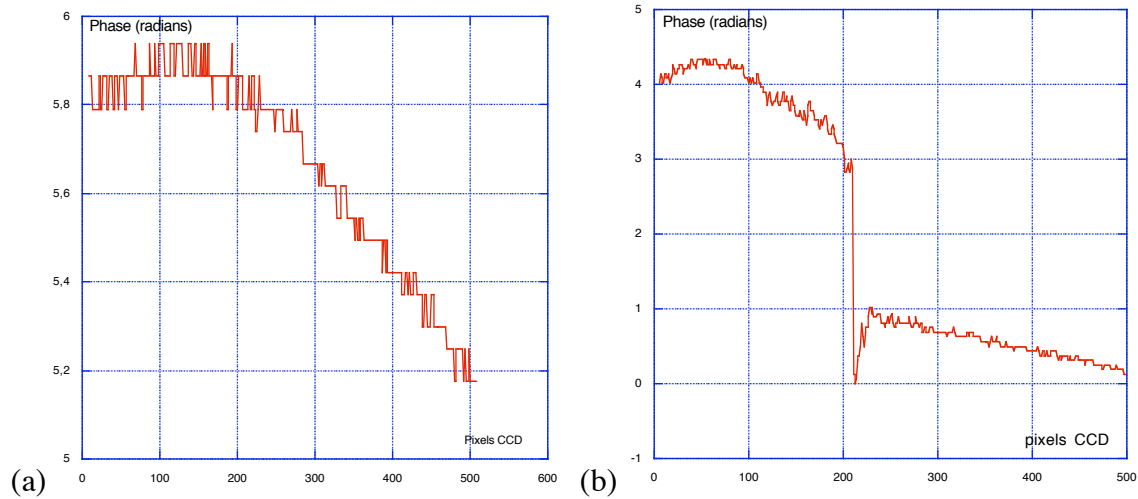


Figure 4.13 : Courbes de phase brutes extraites des interférogrammes, pour (a) l'image de référence et (b) l'image du tir.

On obtient par soustraction une courbe de phase corrigée. La discontinuité observée correspond, comme on l'a vu précédemment, à l'arrivée du front de choc. Le faisceau sonde se réfléchit sur celui-ci et la figure d'interférence se déplace en raison du décalage doppler introduit par sa vitesse de déplacement. La valeur de cette vitesse est déduite de la sensibilité connue du VISAR ($16,68 \text{ km.s}^{-1}.\text{frange}^{-1}$ avec l'étalon utilisé sur ce tir), et de l'indice du matériau (ici, une mousse de TMPTA de densité 800 mg/cm^3 , d'indice 1,44) avec une précision meilleure que le vingtième de frange (soit $\pm 0.5 \text{ km/s}$ environ) compte tenu de la qualité de celles-ci.

La vitesse du choc dans la mousse étant nécessairement supérieure à celle du choc dans l'aluminium, on peut exclure que le décalage soit inférieur à deux franges. De même, un décalage supérieur à deux franges (correspondant à une vitesse de choc supérieure à 27 km/s dans la mousse) semble à écarter. L'indétermination sur le nombre entier de franges du décalage étant ainsi levée, on obtient le tracé de la figure 4.14 par addition de deux franges à la phase après l'arrivée du choc.

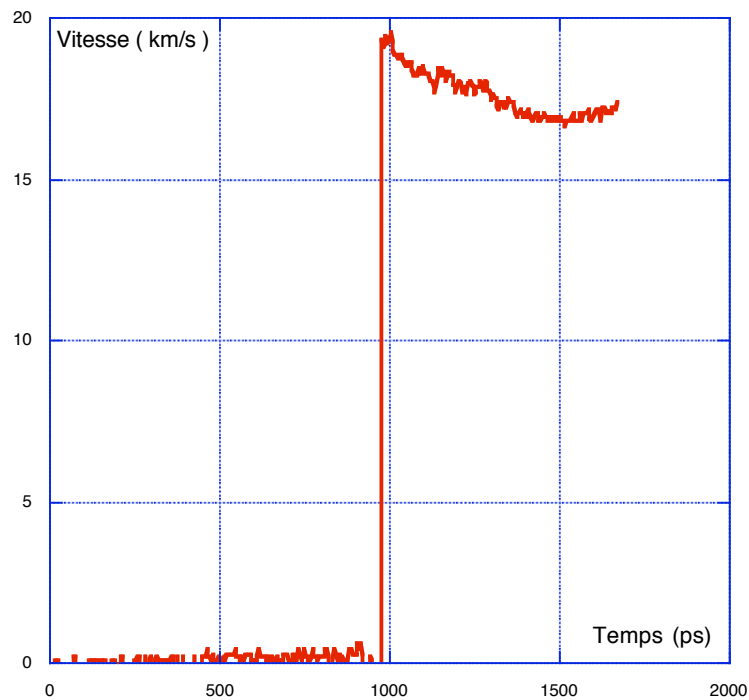


Figure 4.14: Courbe de vitesse du choc en fonction du temps extraite de l'interférogramme 4.12. L'origine des temps est prise au déclenchement de la caméra streak.

La vitesse mesurée avant l'arrivée du choc à l'interface, demeurant pratiquement nulle, atteste d'un faible niveau de préchauffage.

Le choc dans la mousse semble ne pas être stationnaire, il ralentit après avoir traversé l'interface aluminium/mousse. La vitesse moyenne du choc dans la mousse, telle qu'elle est mesurée par le diagnostic d'émission, est donc inférieure à la vitesse instantanée du front de choc au niveau de l'interface. C'est cette dernière grandeur qui intervient dans la méthode de désadaptation d'impédance, et que l'on détermine aisément sur la figure 4.14

On trouve :

$$D_{\text{mousse}} = 19.4 \text{ km/s} \pm 0.5 \text{ km/s}$$

On peut alors appliquer la méthode de désadaptation d'impédance pour déduire un point de la polaire de choc de la mousse. Ce point est présenté sur le tableau, et comparé avec la polaire de choc issue des tables SESAME sur la figure. La majeure partie des incertitudes sur ce point provient de la mesure de la vitesse du choc dans l'aluminium.

Vitesse de choc dans l'aluminium (km/s)	Vitesse de choc dans la mousse (km/s)	Pression P (Mbar)	Vitesse fluide u (km/s)	Densité (g/cm ³)
18	19.4	2,12	13,7	2,72

Tableau 4.3 : Point expérimental de la polaire de choc du TMPTA pour une densité de 800 mg/cm³

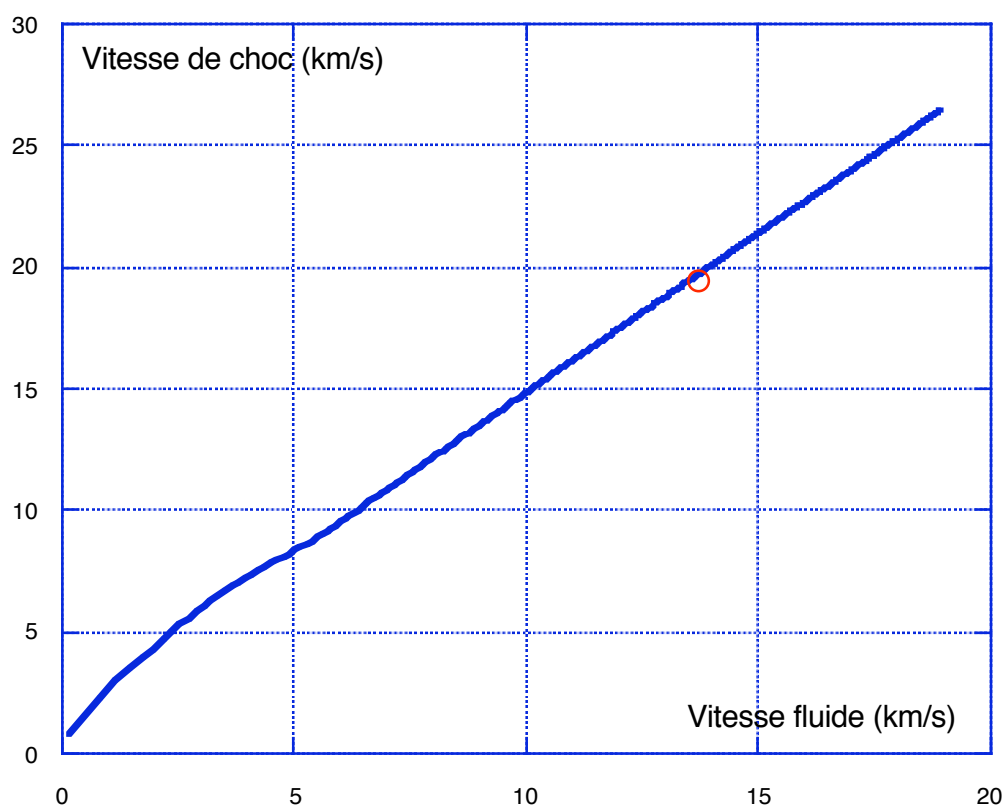


Figure 4.15 : Point expérimental comparé à la polaire de choc issue des tables SESAME pour la mousse de densité 800 mg/cm³

Le point obtenu grâce au VISAR est en excellent accord avec les prévisions des tables SESAME, avec des incertitudes expérimentales très réduites par rapport au diagnostic utilisé précédemment.

Ce point correspond à une mousse très dense (proche de la densité du solide), et ne permet donc hélas pas de juger aisément de l'effet éventuel de la microstructure, évoqué au chapitre précédent, et que l'on attendrait plutôt aux très faibles densités de mousse.

5. Mesure de conductivité

5.1 Lien entre Conductivité et réflectivité

L'impulsion laser sonde éclaire la cible sous incidence normale. Elle traverse alors un milieu d'indice variable. En pratique les gradients d'indice sont très raides et correspondent aux différentes interfaces et au front de choc. Le rapport des amplitudes réfléchies et incidentes, c'est-à-dire le coefficient de réflexion R , est alors donné par la formule de Fresnel³ :

$$[4.14] \quad R = \left(\frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right)^2$$

Où n_1 et n_2 sont respectivement les indices complexes du milieu dans lequel le laser se propage et du milieu sur lequel il vient se réfléchir.

L'indice complexe d'un milieu non magnétique est simplement la racine carrée de sa permittivité diélectrique complexe ϵ . Cette dernière est reliée à la conductivité complexe σ par :

$$[4.15] \quad \epsilon = 1 + i \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0}$$

Comme seul le rapport des intensités incidente et réfléchie ou *réflectivité*, c'est-à-dire le module carré du coefficient de réflexion, est mesuré expérimentalement, on ne dispose que d'une équation liant les composantes réelles et imaginaires de la conductivité, et on ne peut conclure en toute rigueur.

La façon la plus simple d'obtenir une seconde équation est bien sûr d'effectuer la mesure de réflectivité à deux incidences. Cette méthode aurait hélas supposé une configuration expérimentale bien plus lourde.

Un autre moyen de surmonter cet obstacle est d'avoir recours à une règle de somme, telle que les relations de Kramers-Kronig⁷.

$$[4.15] \quad \begin{aligned} \text{Re}[n(\omega)] &= n'(\omega) = 1 + P \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\omega'}{\pi} \frac{k(\omega')}{\omega' - \omega} \\ \text{Im}[n(\omega)] &= k(\omega) = -P \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\omega'}{\pi} \frac{n'(\omega') - 1}{\omega' - \omega} \end{aligned}$$

Celles-ci, qui découlent de l'analyticité de la permittivité complexe, fournissent une relation entre la permittivité à une fréquence et une intégrale sur tout le domaine spectral. On peut alors obtenir la conductivité à condition d'avoir mesuré la réflectivité à toutes les fréquences, ou du moins à un nombre de fréquences suffisant pour estimer l'intégrale par une somme discrète. Cette méthode, très utilisée en physique des solides, n'est pas une voie réaliste avec un laser sonde.

On doit alors avoir recours à un modèle particulier de la conductivité tel que le modèle de Drude :

$$[4.16] \quad \sigma = \omega \epsilon_0 \frac{n_e}{n_{cr}} \frac{v_e / \omega + i}{(v_e / \omega)^2 + 1}$$

où n_e est la densité d'électrons libres, n_{cr} la densité critique (2.10^{27} m^{-3} à 532 nm), v_e la fréquence de collision électron-ion, ω la pulsation du laser sonde.

Les composantes réelles et imaginaires de la conductivité sont données en fonction de deux paramètres : densité électronique et fréquence de collision électron-ion. Si l'on peut supposer l'un des deux connu, l'autre se déduit immédiatement de la mesure de réflectivité et l'on a une estimation de la conductivité⁸.

5.2 Résultats expérimentaux

Expérimentalement, la réflectivité est obtenue en examinant le profil temporel de l'intensité lumineuse reçue sur la streak, intégrée sur la largeur d'une frange. Le rapport des intensités après et avant l'arrivée du choc donne le rapport des réflectivités du plastique et de l'aluminium, à condition de soustraire le bruit de fond. On a veillé à mesurer ce rapport au voisinage immédiat de la transition, pour s'affranchir autant que possible des variations d'éclairement du faisceau sonde au cours du temps. Les fluctuations étant assez importantes, la précision est limitée. On peut évaluer l'incertitude sur la réflectivité à 10 % environ.

Cette mesure a été effectuée pour un ensemble de tirs sur des cibles aluminium/polystyrène du même type qu'au paragraphe 4.1, même lorsque l'information donnée par les franges d'interférences n'était pas exploitable.

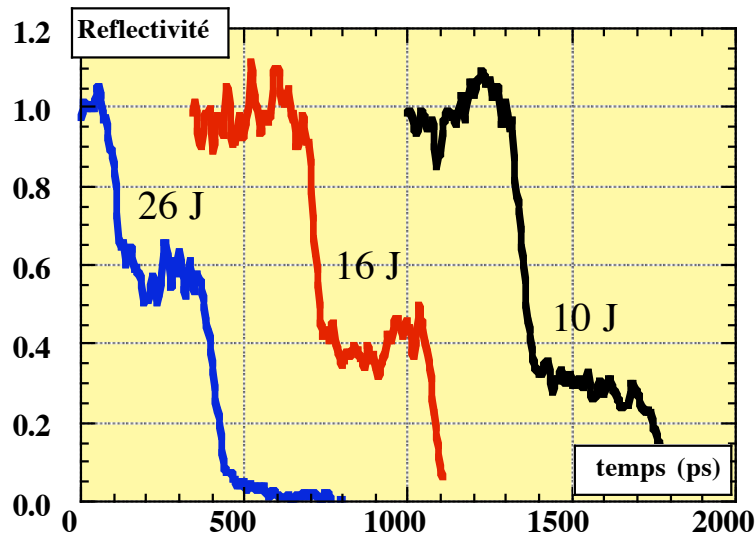


Figure 4.16 : courbes de réflectivité en fonction du temps pour trois tirs d'énergie décroissante, normalisées à la réflectivité de l'aluminium froid.

On remarque sur la figure 4.16 que la chute de réflectivité associée à l'arrivée du choc à l'interface aluminium/polystyrène intervient de plus en plus tard à mesure que l'énergie décroît, et que la réflectivité du milieu sous choc est d'autant plus grande que le choc est fort, comme on pouvait s'y attendre.

Les résultats sont rassemblés dans le tableau 4.4 et représentés sur la figure 4.17. Les valeurs données pour la réflectivité sont des valeurs relatives, en unités de réflectivité de l'aluminium.

D mesuré (km/s)	Réflectivité à 532 nm	Te en eV (SESAME)	Densité en g/cm ³ (SESAME)
10.71	0.25	0.35	2.5
12.88	0.45	0.58	2.65
14.42	0.55	0.78	2.74
14.98	0.60	0.85	2.77
15.25	0.65	0.88	2.78
15.61	0.65	0.94	2.80
15.80	0.70	0.98	2.82

Tableau 4.4: Réflectivité à incidence normale en fonction des paramètres du tir. Température électronique et densité sont tirées des tables SESAME pour la vitesse de choc mesurée.

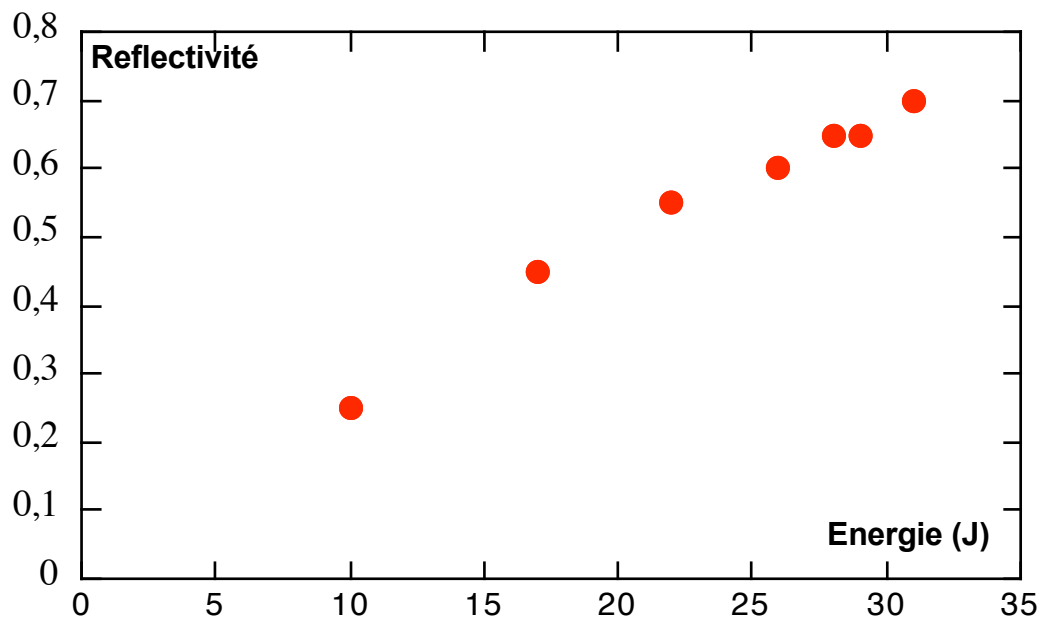


Figure 4.16 : réflectivité mesurée en fonction de l'énergie laser incidente

La réflectivité n'ayant été mesurée qu'à une seule incidence et pour une longueur d'onde incidente de 532 nm, on a recours au modèle de Drude comme indiqué dans la section précédente. La densité électronique a été évaluée à partir des tables d'équation d'état et d'ionisation de SESAME.

La courbe d'ionisation, donnée critique de notre modèle, est malheureusement mal connue. Les calculs dans ce domaine de densité et de température, correspondant à des plasmas corrélés fortement couplés, sont en effet très délicats. La courbe que nous avons utilisée est présentée sur la figure 4.13. Des calculs plus élaborés sont en cours, qui pourront éventuellement imposer une révision des valeurs de conductivité déduites.

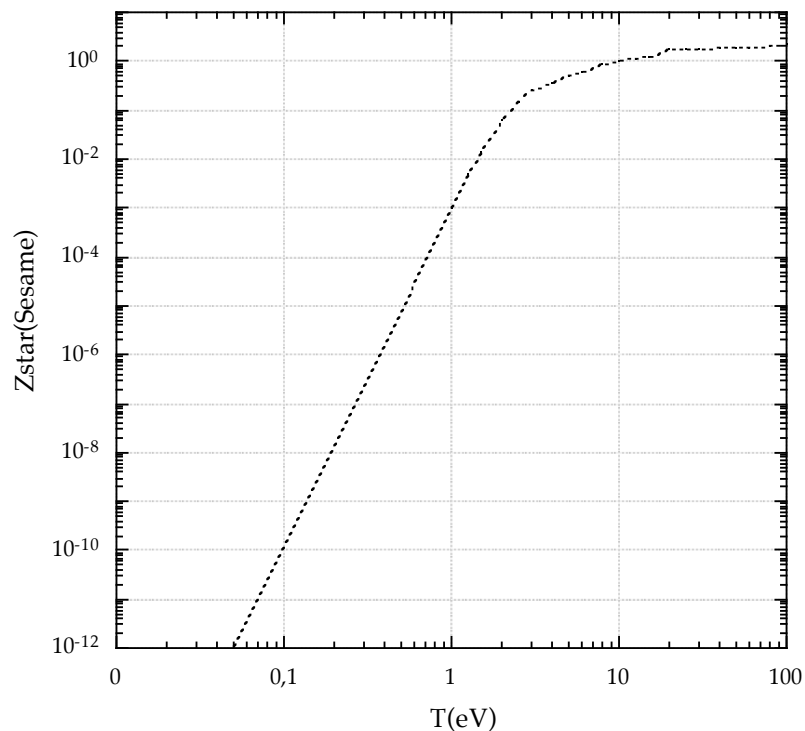


Figure 4.13 : Courbe d'ionisation donnée par les tables SESAME

On obtient alors la conductivité en inversant pour chaque cas la courbe donnant la réflectivité en fonction de la fréquence de collision et en réinjectant cette dernière dans [4.16].

La réflectivité de l'aluminium froid est très proche de 1. Il est donc tentant d'identifier la réflectivité relative mesurée (tableau 4.1) avec la réflectivité absolue du front de choc. Toutefois, en raison de l'état de surface imparfait de l'aluminium, de la diffusion de la lumière à travers la mousse et surtout du préchauffage éventuel, la réflectivité réelle de l'interface aluminium/mousse peut-être beaucoup plus faible et il faut alors corriger parallèlement la réflectivité mesurée pour le front de choc. On a choisi de normaliser au maximum de réflectivité de la courbe prédite par le modèle de Drude. Ceci revient à dire qu'à haute température, la conductivité du plastique se rapprocherait de celle de l'aluminium.

Les valeurs de conductivité obtenues par cette méthode sont présentées dans le tableau 4.2 ainsi que sur la figure 4.17.

Température électronique (eV)	Conductivité DC (Ohm.m)
0.35	$1,1 \cdot 10^5$
0.58	$2,1 \cdot 10^5$
0.78	$2,6 \cdot 10^5$
0.85	$3 \cdot 10^5$
0.91	$3,3 \cdot 10^5$
0.98	$4 \cdot 10^5$

Tableau 4.5 : Conductivité du Polystyrène à 2.5 fois la densité du solide en fonction de la température, dans l'hypothèse où celle-ci peut-être décrite par le modèle de Drude.

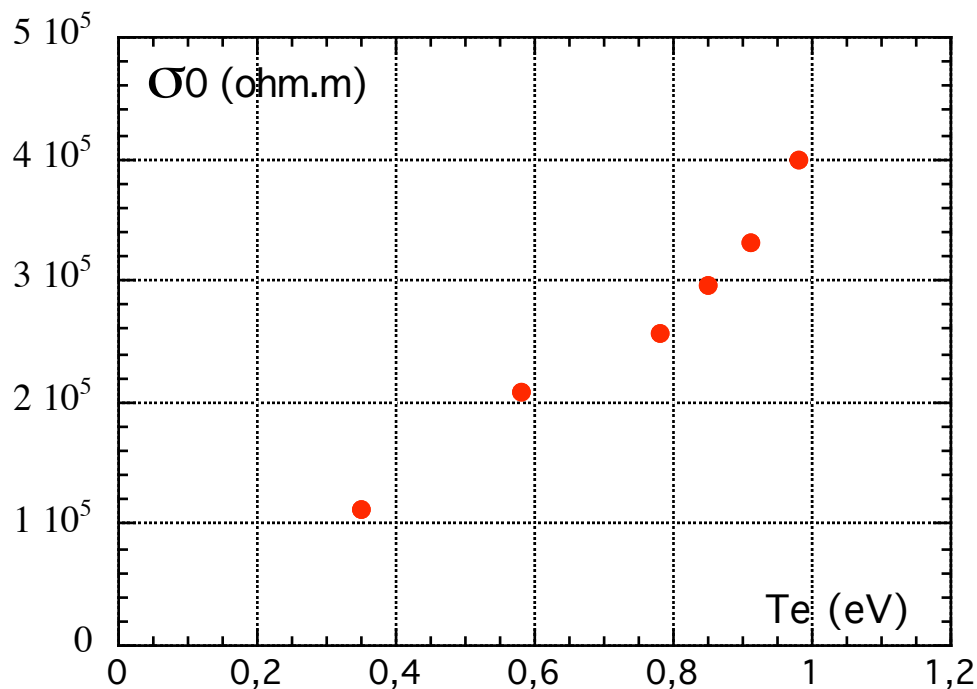


Figure 4.17: Conductivité du polystyrène en régime continu déduite des résultats expérimentaux dans le cadre du modèle de Drude.

Quoique plus faibles que dans le cas de l'aluminium, ces valeurs sont de plusieurs ordres de grandeurs supérieures à celles qui sont communément utilisées, dérivant par exemple d'un simple raccordement entre la limite de Spitzer à haute température et la conductivité du solide froid.

Le modèle qualitatif utilisé par Batani *et al.*¹⁰ suppose que la conductivité peut être écrite comme la somme de deux contributions :

$$[4.17] \quad \sigma = \sigma_0 + \sigma_{\text{Spitzer}}$$

Le premier terme est classiquement la conductivité d'un plasma de température électronique T_e donnée par :

$$[4.18] \quad \sigma_0 = \frac{Z^* n_e e^2}{m_e} \tau$$

Où $\tau = \lambda_e / v_{th}$ est le temps caractéristique de collision des électrons avec les autres particules du milieu. Il est donné par le rapport entre leur libre parcours moyen λ_e et leur vitesse thermique $v_{th} = \sqrt{k_B T_e / m_e}$. Si on ne suppose que des collisions entre électrons et ions du milieu, le libre parcours moyen électronique est donné par la distance inter ionique moyenne : $\lambda_e = \left(\frac{3}{4\pi n_i} \right)^{1/3}$

Le deuxième terme de l'équation correspond à la conductivité de Spitzer¹¹, valable pour les hautes températures, donnée par :

$$[4.19] \quad \sigma_{\text{Spitzer}} (\Omega^{-1} \text{m}^{-1}) = \left[1.03 \cdot 10^{-4} \cdot Z \cdot \ln \Lambda \cdot T_e (\text{eV})^{-3/2} \right]^{-1}$$

Ce modèle donne des valeurs très proches de celles obtenues à l'aide du modèle de Lee et More¹². La courbe de conductivité obtenue est présentée sur la figure 4.18 et comparée à nos résultats.

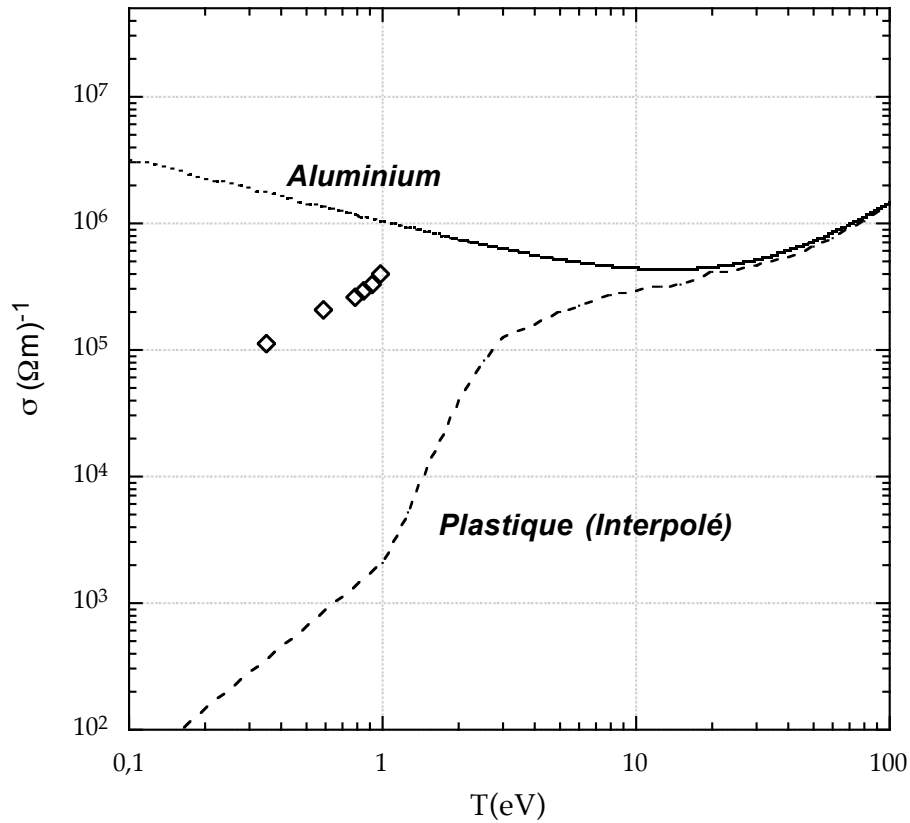


Figure 4.18: Comparaison de la conductivité du plastique déduite de nos expériences (losanges) avec la courbe calculée par interpolation entre le solide froid et le régime de Spitzer. La courbe de conductivité de l'aluminium est donnée à titre de comparaison.

Les valeurs élevées de conductivité déduite de notre expérience invitent donc à répéter la mesure, par exemple par la mesure de réflectivité à deux angles d'incidences, pour obtenir une confirmation indépendamment d'une modélisation sans doute grossière (modèle de Drude).

La conductivité du polystyrène intervient notamment dans l'interprétation d'expériences sur la pénétration d'électrons rapides dans les matériaux comprimés¹³, dans le cadre de la physique de l'allumeur rapide¹⁴.

Le schéma d'allumeur rapide est une alternative qui a été proposée en 1984 à la voie classique en fusion par confinement inertiel. Au lieu de rechercher l'allumage des réactions de fusion thermonucléaire directement par une compression de la cible étudiée pour créer un point chaud et dense en son centre, ce schéma propose de séparer l'étape de compression du combustible de l'étape d'allumage proprement dite, permettant d'atteindre un gain plus important et de relâcher un peu les conditions de symétrie de la compression pesant sur l'approche classique. L'étape d'allumage est alors réalisée à l'aide d'un faisceau laser ultra-intense (Petawatt) creusant un canal dans la cible et générant des électrons suprathermiques très énergétiques au niveau de la densité critique, ramenée à une faible distance du cœur de cible. Le transport des électrons suprathermiques dans la matière comprimée, non-neutre est critique pour le succès de cette approche.

On montre que la propagation des électrons rapides est inhibée en raison de la présence de champs électriques qui dominent le transport électronique. La connaissance de la courbe de conductivité est donc essentielle dans la détermination de la réponse électrique du matériau en fonction du chauffage de celui-ci par le faisceau d'électrons rapides qui s'y propage.

6. MESURE DE TEMPERATURE

L'émission du front de choc au cours du temps est enregistrée sur une caméra à balayage de fente couplée à une caméra CCD.

6.1 Corps noir

Supposons dans un premier temps que l'émission lumineuse du front de choc est celle d'un corps noir. Pour un élément de cible d'aire S dont l'image par le système optique correspond à un pixel de la CCD, la luminance monochromatique du rayonnement émis obéit alors à la loi de Planck :

$$[4.1] \quad L(\lambda) = \frac{hc^2}{\lambda^5} \left(\frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} - 1} \right)$$

Si Ω est l'angle solide sous lequel est vu l'objectif d'entrée du système optique, et en notant $T(\lambda)$ le coefficient de transmission du système optique en fonction de la longueur d'onde, la puissance spectrale transmise jusqu'au pixel de la CCD est alors :

$$[4.2] \quad P(\lambda) = \Omega S L(\lambda) T(\lambda)$$

et l'énergie reçue par unité de longueur d'onde est :

$$[4.3] \quad E(\lambda) = P(\lambda) \cdot \Delta t$$

où Δt est le temps d'exposition du pixel.

Le nombre de coups N enregistré par le pixel dépend de la sensibilité en énergie, qui est également une fonction de la longueur d'onde.

$$[4.4] \quad N = \int \frac{E(\lambda)}{S(\lambda)} d\lambda$$

Posons :

$$[4.5] \quad S(\lambda) = \frac{S_{532}}{f(\lambda)}$$

où S_{532} est la sensibilité à 532 nm et $f(\lambda)$ le rendement de la caméra à balayage de fente en fonction de la longueur d'onde normalisé à 532 nm. S_{532} a été obtenu par une méthode de mesure absolue (cf. annexe 2) et $f(\lambda)$ est connue.

on a donc finalement :

$$[4.6] \quad N = \Omega \cdot S \cdot \Delta t \cdot \int L(\lambda) T(\lambda) f(\lambda) d\lambda$$

Dans notre cas, l'angle solide Ω est donné par l'ouverture de l'objectif f/1.2 soit

$$[4.7] \quad \Omega = 0.69$$

L'aire de l'élément du front de choc dont l'image correspond à un pixel de la CCD est donnée par le grandissement global. Celui-ci est le produit du grandissement du système optique de relais d'image et du grandissement interne de la caméra.

$$[4.8] \quad G = 18.36$$

Le coefficient de transmission spectral $T(\lambda)$ est le produit de celui de chaque composant optique.

L'ensemble des composants sur le chemin optique est rappelé sur la figure 1. Leurs coefficients de transmission ont été mesurés à l'aide d'un spectrophotomètre lorsque cela était possible (hublot, filtre rose). Dans le cas contraire, les caractéristiques fournies par le constructeur ont été utilisées. La courbe de $T(\lambda)f(\lambda)$ d'efficacité globale de transfert de l'énergie au pixel est présentée ci-dessous (fig. 2).

Figure 4.19 : Composants sur le chemin optique

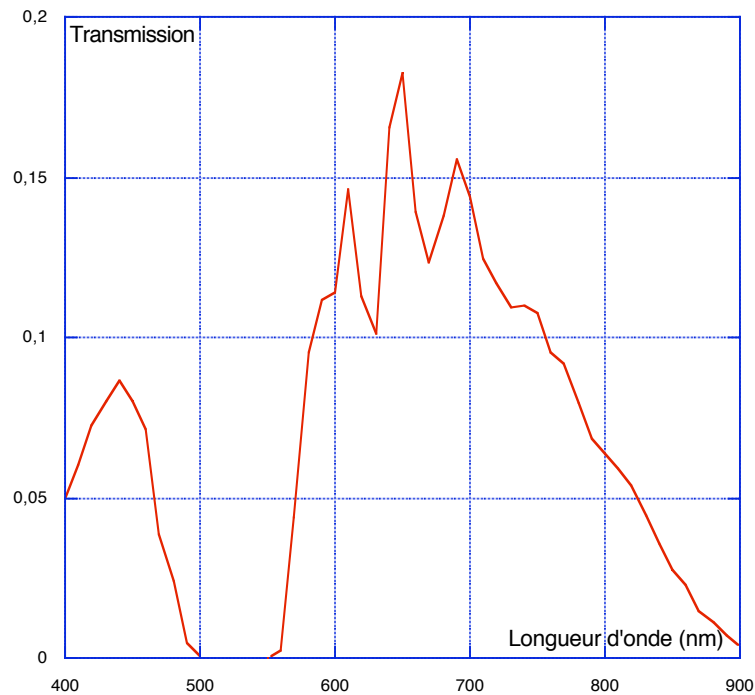


Figure 4.20 : Courbe combinée de transmission du système optique et de rendement de la streak.

Le temps d'exposition, enfin, correspond au temps mis par l'image de la fente pour balayer le pixel, soit

$$[4.9] \quad \Delta t = h/v$$

Avec h la largeur de l'image de la fente en pixels, et v la vitesse de balayage. Dans notre expérience, la fente de la caméra mesure $100 \mu\text{m}$, soit 4.5 pixels et la vitesse de balayage est de 4.36 ps/pixel , d'où

$$[4.10] \quad \Delta t = 19.1 \text{ ps}$$

On détermine ainsi la courbe donnant le nombre de coups $N(T)$ reçus par un pixel de la CCD en fonction de la température du front de choc.

Il suffit donc alors d'inverser la fonction $N(T)$, graphiquement ou numériquement, pour obtenir la température du front de choc en fonction du temps à partir de l'image CCD.

6.2 Corps gris

Dans le cas d'un corps gris, plus réaliste, la loi de Kirschoff montre qu'il faut remplacer la luminance spectrale ci-dessus par

$$[4.11] \quad L(\lambda) = (1 - R(\lambda))B(\lambda)$$

où $B(\lambda)$ est la luminance monochromatique du corps noir donnée en [3.1] et $R(\lambda)$ est la réflectivité du corps considéré.

A cette différence près, le calcul de la température en fonction du nombre de coups sur la CCD s'effectue ensuite comme précédemment.

Il est donc nécessaire de connaître la réflectivité $R(\lambda)$. Celle-ci a été mesurée à 527 nm , sur chaque tir, grâce au VISAR (cf. paragraphe 6). On a recours à un modèle pour estimer sa variation en fonction de λ .

La mesure simultanée de la réflectivité et de l'émission permet d'éviter le recours à une simulation délicate de la propagation des ondes électromagnétiques dans la cible. Toutefois, le lien entre la température de brillance mesurée et la température d'équilibre en aval du front de choc n'est pas immédiat.

7. CONCLUSIONS

Nous avons mis en place un système interférométrique de mesure de la vitesse d'une interface réfléchissante, présentant une résolution potentiellement supérieure à la simple méthode de mesure du temps de transit à travers une épaisseur connue. L'expérience a montré qu'il était possible de mesurer directement la vitesse du front de choc dans une mousse, celui-ci devant réfléchir à relativement basse pression et température.

Toutefois, la diffusion de la lumière dans la mousse, et le bruit lié à la lumière émise par le front de choc n'ont pas permis d'atteindre la précision espérée. L'élimination préalable de ces obstacles serait nécessaire pour une utilisation performante du diagnostic. En conséquence, peu d'informations supplémentaires sur l'équation d'état ont été obtenues. Toutefois, il a été possible de déterminer un point de la polaire de choc de la mousse de TMPTA de densité 800 mg/cm^3 (faible porosité), qui semble en bon accord avec les prévisions du modèle SESAME. L'utilisation de mousses très transparentes du type aérogel, qui permettrait l'application du diagnostic VISAR aux mousses de basses densité dans de bonnes conditions, serait souhaitable pour étudier l'effet éventuel de la microstructure aux fortes porosités, évoqué au chapitre précédent.

Par ailleurs, le traitement des données de réflectivité contenues dans les interférogrammes a permis d'évaluer la conductivité du polystyrène sous choc. Les valeurs obtenues sont tributaires d'un modèle simplifié du comportement du matériau, mais se révèlent très supérieures aux valeurs issues du modèle théorique le plus simple. Leur importance notamment dans le cadre d'expérience sur l'allumeur rapide invite à les répéter, si possible en s'affranchissant du recours à un modèle. Ceci serait permis notamment par la mesure de réflectivité à deux angles d'incidences, comme on l'a précisé au paragraphe 5.1.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] L.M. Barker & R.E. Hollenbach, *J. Appl. Phys.*, **43**, 4669 (1972)
- [2] D.H. Munro, P.M. Celliers, G.W. Collins, D.M. Gold, L.B. Da Silva, S.W. Haan, R.C. Cauble, B.A. Hammel, & W.W. Hsing, *Phys. Plasmas*, **8**, 2245 (2001)
- [3] Born & Wolf, *Principle of Optics* (Pergamon, Oxford, 1989)
- [4] P.M. Celliers, G.W. Collins, L.B. Da Silva, D.M. Gold & R. Cauble, *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 1320 (1998)
- [5] L.M. Barker & K.W. Schuler, *J. Appl. Phys.*, **45**, 3693 (1974)
- [6] L.M. Barker & R.E. Hollenbach, *J. Appl. Phys.*, **41**, 4208 (1970)
- [7] J.D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, 3rd ed. (Wiley, New York, 1999)
- [8] H.M. Milchberg, R.P. Freeman, S.C. Davey, R.M. More, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2364 (1988)
- [9] E. Henry, Communication privée.
- [10] D. Batani *et al.*, *Phys. Rev. E*, **61**, 5725 (2000)
- [11] L. Spitzer, J.R. Härm, *Phys. Rev.* **89**, 977 (1953)
- [12] Y.T. Lee, R.M. More, *Phys. Fluids* **27**, 273 (1984)
- [13] F. Pisani *et al.*, *Phys. Rev. E*, **62**, 6004 (2000)
- [14] M. Tabak *et al.*, *Phys. Plasmas* **1**, 1626 (1994)



CONCLUSION

Le but de cette thèse était de mesurer l'équation d'état de matériaux plastiques poreux, en vue de leurs applications dans le domaine de la fusion par confinement inertiel et des expériences d'astrophysique en laboratoire.

Nous rappelons ici l'ensemble des résultats obtenus.

Nous avons déterminé expérimentalement la polaire de choc du TMPTA par la méthode de désadaptation d'impédance pour des pressions comprises entre 10 kbar et 3 Mbar, et des densités initiales comprises entre 20 mg/cm^3 et 1.1 g/cm^3 . Le diagnostic utilisé, c'est-à-dire la mesure du temps de transit du choc dans les différentes parties de la cible à l'aide d'une caméra à balayage de fente, limitait la précision de cette mesure : L'incertitude sur la pression et sur la vitesse fluide mesurée est de l'ordre de 10%.

Dans ces limites, les résultats expérimentaux se sont révélés compatibles avec les prédictions des tables SESAME, fréquemment utilisées dans les codes hydrodynamiques. Toutefois, la distribution statistique des points expérimentaux semble indiquer une légère tendance vers une plus faible compressibilité de la mousse, qui pourrait s'expliquer en partie par un léger préchauffage et par l'effet de la microstructure de la mousse sur la propagation du choc. Une estimation quantitative de ce dernier effet n'a pas été possible compte tenu de la précision du diagnostic passif utilisé.

Une tentative pour améliorer la précision de cette mesure à l'aide d'un diagnostic interférométrique Doppler actif (VISAR) pour la détermination des vitesses de choc a été effectuée. Il a été possible de démontrer que le front de choc dans la mousse était suffisamment réfléchissant pour que cette méthode soit viable si l'on parvient à s'affranchir du bruit lumineux créé par le front de choc, à limiter la diffusion de la lumière par la mousse et à améliorer la qualité des franges d'interférences. Malgré ces difficultés, un point de la polaire de choc de la mousse de TMPTA de densité 800 mg/cm^3 a été obtenu avec de faibles incertitudes.

Par ailleurs, l'interféromètre développé pour cette expérience a pu être réutilisé depuis avec succès pour la mesure d'équation d'état d'autres matériaux. Outre sa précision pour la mesure de vitesse, il a l'avantage d'être un diagnostic actif permettant d'accéder simultanément à d'autres propriétés physiques du matériau étudié.

Ainsi, les données de réflectivité recueillies à l'aide du VISAR ont également permis de déduire la conductivité du polystyrène sous choc, dans le cadre d'un modèle élémentaire. Ces valeurs sont nettement plus élevées (de deux ordres de grandeur environ) que celles communément admises à ces températures ($>1 \text{ eV}$), issues d'une simple interpolation entre la conductivité du solide froid et la conductivité de Spitzer. Les implications potentielles de ces mesures, notamment dans le cadre de l'interprétation d'expériences récentes sur le schéma d'allumeur rapide en fusion par confinement inertiel, invitent à les répéter et à les confirmer à l'aide d'une technique qui n'imposerait pas le recours à des hypothèses supplémentaires, telle que la mesure de réflectivité à deux angles d'incidences.

Il serait important d'étudier numériquement de façon plus détaillée l'influence de la microstructure de la mousse, à l'aide d'un code d'hydrodynamique radiative 2D par exemple. L'étude expérimentale de cette question est difficile : l'obtention de points précis à basse densité, à l'aide du VISAR par exemple, demande d'employer des mousses très homogènes, du type aérogel, ce qui rend difficile la mise en évidence d'effets liés à la porosité. Le recours à un nouveau diagnostic, tel que la radiographie transverse¹ semble nécessaire.

Afin de s'affranchir complètement du préchauffage, il serait également souhaitable de remplacer l'attaque directe de la cible par une technique de collision par un projectile accéléré par laser, telle qu'elle est proposée par exemple par Tanaka et al.². Des études préliminaires ont été réalisées à cette fin au LULI³.

Les mousses intervenant dans de nombreuses expériences récentes dans le domaine de l'astrophysique en laboratoire, actuellement en expansion rapide⁴, et dans des propositions de cibles pour la fusion par confinement inertiel⁵, leur étude demeure d'actualité.

BIBLIOGRAPHIE

[1] D. Hoarty, A. Iwase, C. Meyer, J. Edwards, O. Willi, "Characterization of laser driven shocks in low density foam targets", *Phys. Rev. Lett.* **78**, 3322 (1997)

[2] K.A. Tanaka, M. Hara, N. Ozaki, Y. Sasatani, S.I. Anisimov, K. Kondo, M. Nakano, K. Nishihara, H. Takenaka, M. Yoshida, K. Mima, "Multi-layered flyer accelerated by laser induced shock waves", *Phys. Of Plasmas* **7**, 676 (2000)

[3] B. Faral, Rapport LULI 2000

[4] B.A. Remington, R.P. Drake, H. Takabe, D. Arnett, "A review of astrophysics experiment on intense lasers", *Phys. Of Plasmas* **7**, 1641 (2000)

[5]



ANNEXE A

LE CODE MULTI

1. Généralités

MULTI (pour MULTIGroup radiation transport in MULTIlayer foil) est un code hydrodynamique lagrangien implicite monodimensionnel avec rayonnement développé au Max Planck Institut für Quantenoptik à Garching par Ramis et al.¹ La version que nous utilisons a été améliorée par N.Grandjouan².

MULTI est un code numérique *implicite*, c'est à dire que la valeur des grandeurs physiques à l'instant n+1 est exprimée en fonction de sa valeur aux instant antérieurs et postérieurs, par opposition à un code *explicite* qui exprimerait chaque grandeur au temps n+1 en fonction de sa valeur à l'instant n. Les codes implicites sont numériquement plus stables, au prix d'une complexité accrue.

MULTI est un code numérique *Lagrangien*, c'est à dire qu'il suit le mouvement de cellules liées au fluide (coordonnées lagrangiennes). Ces cellules vont donc se déformer au cours du mouvement, ce qui pourrait devenir un inconvénient grave pour un problème multidimensionnel, imposant éventuellement de remailler (redéfinir un découpage du fluide en cellules). En compensation, dans un tel système de coordonnées on n'a pas de flux de matière à l'interface de deux cellules, et les équations de l'hydrodynamique prennent une forme simplifiée. Par opposition, dans un système de coordonnées *Eulériennes*, fixes par rapport au référentiel du laboratoire, les cellules sont indéformables, mais il faut tenir compte des flux entre cellules et remplacer les dérivées par rapport au temps par des dérivées convectives. MULTI étant un code monodimensionnel, la forme lagrangienne, plus simple, a été choisie.

Pour plus de réalisme, les propriétés de la matière sont décrites par des tables thermodynamiques extérieures, telles que les tables d'équation d'état SESAME. Les équations d'état pour la population ionique et la population électronique sont traitées séparément. Pour les ions, on a le choix de décrire les ions par une équation d'état tabulée ou une simple équation d'état de gaz parfait.

2. L'hydrodynamique

MULTI est un code à un fluide et deux températures, c'est-à-dire que l'on suppose que le temps caractéristique d'échange d'impulsion est beaucoup plus court que le temps d'échange d'énergie entre électrons et ions. On aura donc une équation pour la conservation de la quantité de mouvement et deux équations pour la conservation de l'énergie.

Le système d'équation hydrodynamique non relativiste résolu par MULTI est le suivant :

$$\begin{aligned}\frac{\partial r}{\partial t} &= -r^2 \frac{\partial V}{\partial m} \\ \frac{\partial V}{\partial t} &= - \frac{\partial (P_{eth} + P_{ith} + P_{vis})}{\partial m} \\ \frac{\partial E_i}{\partial t} &= - (P_{ith} + P_{vis}) \frac{\partial V}{\partial m} - \frac{\partial q_i}{\partial m} - c(n_{ei})(T_e - T_i) \\ \frac{\partial E_e}{\partial t} &= - P_{eth} \frac{\partial V}{\partial m} - \frac{\partial q_e}{\partial m} - \frac{Q}{r} + \frac{S}{r} + c(n_{ei})(T_i - T_e)\end{aligned}$$

Où V est la vitesse fluide, ρ la densité, $q_{e/i}$ le flux thermique électronique ou ionique, S représente les autres sources d'énergies (telles que le laser), $P_{e/ith}$ la pression thermodynamique électronique ou ionique, P_{vis} la pression visqueuse, Q l'énergie irradiée par unité de volume, $\chi(v_{ei})$ est le facteur de couplage dépendant de la fréquence de relaxation électron-ion, $T_{e/i}$ est la température électronique ou ionique, m est la coordonnée de masse lagrangienne définie par $m(x,t) = \int_{-\infty}^x \rho(x',t) dx'$

3. Flux de chaleur et dépôt de l'énergie laser

MULTI néglige le flux de chaleur ionique. Le flux de chaleur électronique est calculé comme la moyenne harmonique entre le flux de chaleur classique de spitzer et le flux de chaleur limité (voir I.1.2). Le facteur de flux limité est un paramètre introduit par l'utilisateur. Nous avons utilisé $f=0.06$

En chaque point de la couronne, l'énergie déposée par le laser est définie comme la différence de la variation de l'énergie du faisceau incident et de celle du faisceau réfléchi en ce point. Ce dépôt s'effectue sur les électrons par absorption collisionnelle.

4. Transfert de rayonnement

L'influence du rayonnement sur l'hydrodynamique est prise en compte à travers les équations de conservation de l'énergie électronique (termes Q et S). MULTI néglige la pression de radiation.

Le transfert du rayonnement est régi par l'équation :

$$\left(\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} + \Omega \cdot \nabla \right) I(x, \Omega, v, t) = \xi(x, \Omega, v, t) - \kappa(x, \Omega, v, t) I(x, \Omega, v, t)$$

Avec c la vitesse de la lumière, Ω l'angle solide autour d'une direction de propagation donnée des photons, ξ l'émissivité, κ le coefficient d'absorption et I l'intensité.

Cette équation traduit localement le bilan des processus d'absorption et d'émission dans le plasma.

Pour la résoudre plus facilement, on découpe l'espace des fréquences et celui des directions en un nombre fini N de groupes. Chaque groupe est défini par un domaine de fréquence et un cosinus directeur. L'intégration de l'équation de transfert du rayonnement, dépendant de quatre variables, sur les fréquences et les directions donne alors N équations différentielles ne dépendant plus que de x et t . Ce système peut alors être résolu par la méthode des différences finies.

C'est la méthode utilisée par MULTI, qui a recours à des tables d'opacité préalablement découpées en groupes. A noter que la prise en compte du transfert radiatif dans MULTI est facultative, ce qui permet de mieux cerner l'influence exacte du rayonnement sur l'hydrodynamique pure.

5. Maillage de la cible. Multicouches.

MULTI permet de traiter des cibles multicouches, c'est à dire constituée de plusieurs matériaux. Chaque couche de la cible est définie par son épaisseur, le numéro et la masse atomique du matériau qui la constitue, et un maillage, régulier ou dont le pas varie selon une progression géométrique. On doit s'assurer que les différents maillages se raccordent convenablement, en limitant la différence de masse entre deux cellules voisines à 10% environ.

Le nombre total de maille utilisé est choisi par l'utilisateur (avec un maximum de 300 mailles), et le choix du maillage de chaque couche de la cible permet de répartir ces mailles de façon à décrire plus finement certaines régions, telles que la zone où se dépose le laser.

6. Description de la source incidente

Le faisceau laser incident est décrit par sa longueur d'onde et la forme de l'impulsion (largeur, maximum). Il est possible d'utiliser jusqu'à quatre impulsions successives, décalées temporellement. Les impulsions peuvent être gaussiennes ou carrées avec une montée et descente linéaire.

Par ailleurs, il est possible d'utiliser comme source un corps noir de température variant en fonction du temps, pour simuler une configuration d'attaque indirecte.

7. Conclusion

En conclusion, MULTI est bien adapté à la simulation de l'évolution de chocs plans créés par laser. Nous l'avons donc utilisé pour le dimensionnement des cibles et l'interprétation de nos expériences.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] R. Ramis et al., Comp. Phys. Comm 49, 475 (1988)
- [2] N. Grandjouan, Communication privée (2001)



ANNEXE B

CALIBRATION EN ENERGIE DE LA CAMERA A BALAYAGE DE FENTE

1. Objectif

L'objectif de cette calibration était d'obtenir une correspondance entre le nombre de coups enregistrés sur un pixel de la CCD ARP 512x512 et l'énergie incidente reçue par le système constitué par la caméra à balayage de fente Hadland S20 achromatique couplée à la CCD.

1. Montage expérimental

Le montage expérimental est présenté sur la figure 1.

La source lumineuse utilisée est le faisceau sonde comprimé de la salle TéraWatt du LULI, doublé en fréquence (impulsion de 500 fs et quelques microjoules à 530 nm). Ce faisceau est injecté dans une fibre optique multimode de 940 µm de diamètre. On fait ensuite l'image de la sortie de cette fibre sur la fente de la caméra à balayage de fente, de façon à obtenir le profil d'éclairement le plus plat possible.

Pour cette expérience, la caméra streak a été équipée d'une fente large (3 mm). Le profil de l'image obtenue sur la CCD est carré en espace (ceci correspond à un éclaircissement uniforme en sortie de la fibre) et en temps (l'impulsion utilisée étant bien plus brève que la résolution temporelle de la streak)

La calibration ayant été répétée pour plusieurs vitesses de balayage, il a été vérifié qu'elle est indépendante de la vitesse utilisée.

Des densités neutres Wratten (Kodak) ont été placées devant les caméras pour atténuer le faisceau. Ces densités ont été vérifiées au densitomètre, de même que la lame séparatrice, de façon à avoir des valeurs précises de transmission.

Enfin, l'énergie de la fibre était mesurée simultanément à chaque acquisition. Typiquement, la gamme d'énergie varie de quelques microjoules à une cinquantaine de microjoules.

3. Résultats

Après soustraction du bruit de fond sur les images expérimentales, on calcule le nombre total des coups enregistrés sur la CCD. En prenant en compte le coefficient de transmission des densités neutres et de la lame séparatrice et le rapport des surfaces entre images et fente, l'énergie incidente sur la streak se déduit de l'énergie du faisceau. Le profil de l'image étant plat, comme on l'a expliqué ci-dessus, on obtient donc par un simple rapport la quantité d'énergie par coup ou sensibilité de la streak.

La valeur obtenue est

$$S = 1-2 \cdot 10^{-13} \mu\text{J/coup}$$

Cette valeur est indépendante de la vitesse de balayage.

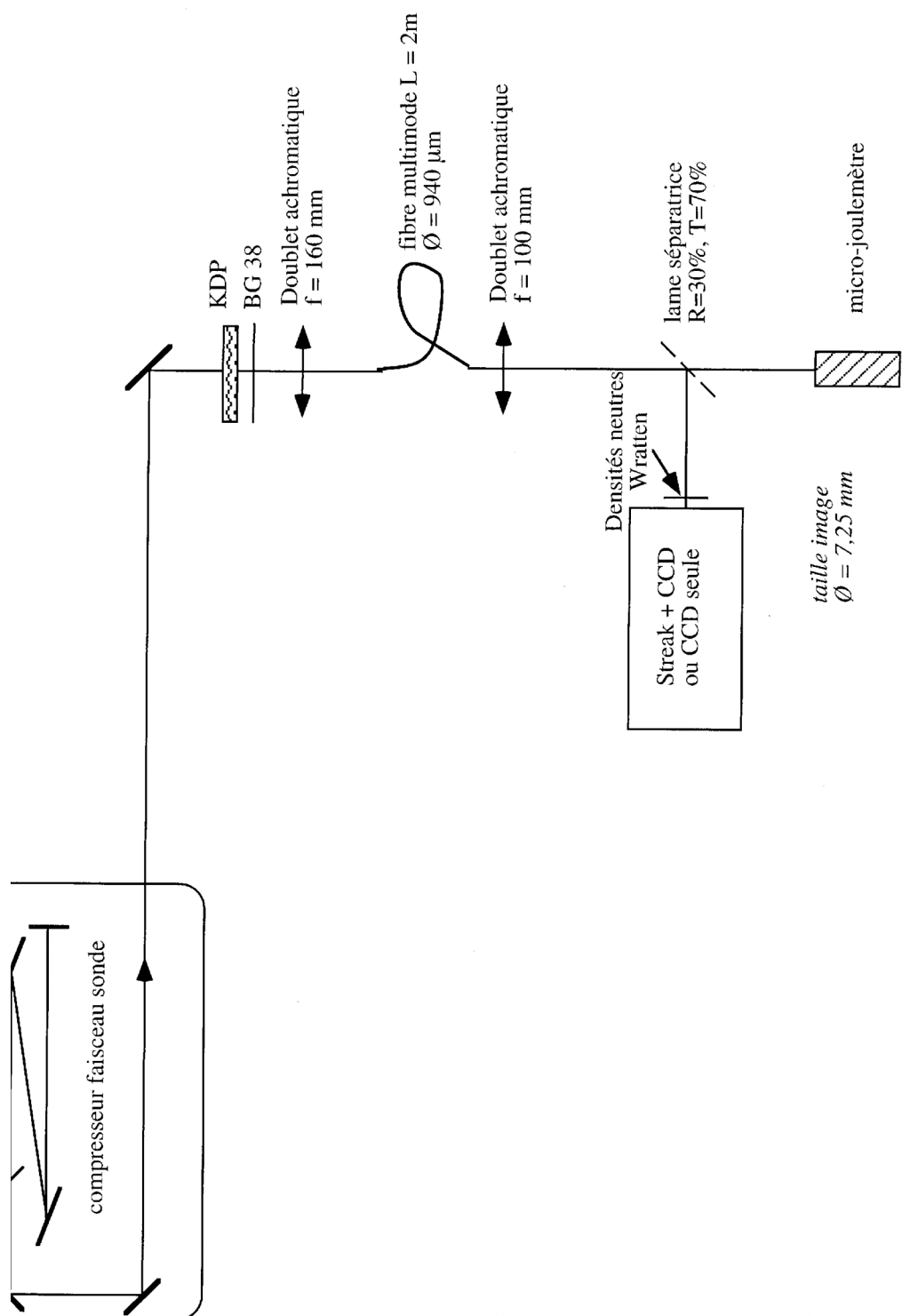


Schéma du montage expérimental pour la calibration en énergie

Figure 1 : Montage expérimental