



HAL
open science

Les chocs radiatifs générés par les lasers à haute énergie: une opportunité pour l'astrophysique de laboratoire.

Tommaso Vinci

► To cite this version:

Tommaso Vinci. Les chocs radiatifs générés par les lasers à haute énergie: une opportunité pour l'astrophysique de laboratoire.. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Ecole Polytechnique X, 2006. Français. NNT: . pastel-00002035

HAL Id: pastel-00002035

<https://pastel.hal.science/pastel-00002035>

Submitted on 28 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.

THESE

présentée à l'Ecole Polytechnique

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'ECOLE POLYTECHNIQUE

Spécialité : Laser - Matière

par

Tommaso Vinci

**Les chocs radiatifs générés
par les lasers à haute énergie:
une opportunité pour
l'astrophysique de laboratoire**

Soutenue publiquement le 10 Mai 2006 devant le Jury composé de:

M. Stefano **Atzeni**

M. R. Paul **Drake**

rapporteur

M. J. Claude **Gauthier**

rapporteur

M. Michel **Kœnig**

directeur de thèse

M. Christophe **Sauty**

M. Daniel **Vanderhægen**

président

Table des matières

Introduction	1
Sujet : Chocs Radiatifs	2
Plan de la Thèse	6
Partie I Théorie	9
1 Contexte du travail	11
1.1 Haute Densité d'Énergie (HDE)	11
1.1.1 Régime	12
1.2 Astrophysique de Laboratoire	14
1.2.1 Problématique liée aux explosions de supernovæ	14
1.2.2 Lois d'échelles	18
1.2.3 Expérience d'astrophysique de laboratoire	20
2 Hydrodynamique classique et ondes de choc	23
2.1 Définition	23
2.2 Dynamique des fluides	23
2.2.1 Conservation de la masse	25
2.2.2 Conservation de la quantité de mouvement	25
2.2.3 Conservation de l'énergie	25
2.2.3.1 Equation d'état	26
Cohérence thermodynamique	27
2.2.4 Approximation linéaire : ondes sonores	27
2.2.4.1 Vitesse du son	28
2.2.4.2 Solutions de l'équation d'onde	29
2.2.4.3 Énergie d'une onde sonore	30
2.2.4.4 Distorsion d'une onde simple	31
2.2.5 Ondes de choc et Relations d'Hugoniot-Rankine	34
2.2.5.1 Equations de conservation	34
Conservation de la masse	35
Conservation de la quantité de mouvement	35
Conservation de l'énergie	35
Relations d'Hugoniot-Rankine	36
Variation d'entropie	36
2.2.5.2 Courbe d'Hugoniot	37

2.2.5.3	Propagation d'un choc à l'interface de deux milieux	38
	$Z_A < Z_B$	39
	$Z_A > Z_B$	40
	$Z_A > Z_C \gg Z_B$: Accélération d'un choc	40
2.3	Création d'une onde de choc en laboratoire	41
2.3.1	Absorption de l'énergie laser	42
2.3.1.1	Absorption résonnante	43
2.3.1.2	Absorption collisionnelle	43
2.3.2	Transport de l'énergie	44
2.3.2.1	Conduction thermique	45
2.3.3	Ecoulement du plasma et processus d'ablation	45
2.4	Conclusions	47
3	Chocs rayonnants et hydrodynamique radiative	49
3.1	Chocs radiatifs	50
3.1.1	Les équations de l'hydrodynamique radiative	51
3.1.1.1	Choc radiatif stationnaire	52
	Cas hydrodynamique	55
3.1.2	Frontières du rayonnement	55
3.1.2.1	Valeur critique de la vitesse	56
3.1.3	Modèles de chocs radiatifs	57
3.1.3.1	Cas du choc sub-critique	58
3.1.3.2	Cas du choc critique	59
3.1.3.3	Cas du choc sur-critique	59
3.1.3.4	Critiques	60
3.2	Transport du rayonnement	60
3.2.1	Corps noir	61
3.2.2	Quantités radiatives	62
3.2.3	Corps gris	63
3.2.4	Transfert radiatif	64
3.3	Classification des chocs radiatifs par propriétés radiatives	66
3.3.1	Amont épais - Aval épais : régime A	66
3.3.2	Amont mince - Aval épais : régime B	67
3.3.3	Amont mince - Aval mince : régime C	67
3.3.4	Amont épais - Aval mince : régime D	68
3.4	Approximations pour l'équation du transfert radiatif	69
3.4.1	Approximation de diffusion	70
3.4.1.1	Equilibre thermodynamique et approximation de diffusion	72
3.4.2	Approximation <i>avant-arrière</i>	72
3.4.3	Approximations pour le traitement de l'opacité	73
3.4.3.1	Opacité de Rosseland	73

3.4.3.2	Opacité de Planck	74
Partie II Expériences		77
4	Dispositifs expérimentaux	79
4.1	Principe des expériences	79
4.1.1	Schéma de la cible	82
4.1.1.1	Cible solide	82
4.1.1.2	Cellule à gaz	85
	Remplissage des cellules	86
4.1.2	Schémas expérimentaux	88
4.2	Lasers intenses utilisés	92
4.2.1	Chaîne 6-faisceaux (LULI)	92
4.2.1.1	Banc d'oscillateur	92
4.2.1.2	Chaîne d'amplification	92
4.2.2	Chaîne LULI2000	93
4.2.2.1	Oscillateurs et préamplification	94
4.2.2.2	Description de l'installation	94
4.2.3	Autour de l'enceinte d'interaction	95
4.2.3.1	Cristal doubleur	95
4.2.3.2	Lames de phase	96
4.3	Diagnostics optiques	98
4.3.1	Interféromètre VISAR en face arrière	99
4.3.1.1	Fonctionnement du VISAR	99
4.3.1.2	Effet de l'étalon	101
4.3.1.3	Figure d'interférences avec surface en mouvement	102
	Cas où la vitesse est constante	102
	Dispersion dans l'étalon	104
4.3.1.4	Utilisation pratique du VISAR	105
4.3.1.5	Indice de réfraction du milieu	105
4.3.2	Diagnostic VDC	106
4.3.2.1	Méthodes expérimentales de mesures de la tem- pérature	106
4.3.2.2	Mesure de la température dans nos expériences	107
4.3.2.3	Calibrage en énergie du système streak + CCD	108
4.3.2.4	Temps d'exposition	110
4.3.2.5	Réponse spectrale du système optique	110
	Procédure 2002	110
	Procédure 2005	113
4.3.2.6	Grandissement	114
4.3.2.7	Angle solide	114
4.3.2.8	Température du corps gris équivalent	115

4.3.3	Interférométrie Transverse	117
4.3.3.1	Interféromètre transverse de Mach-Zehnder	117
	Caméra à balayage avec fente horizontale	120
	Caméra à balayage avec fente verticale	120
4.3.3.2	Interféromètre de type VISAR	121
4.3.4	Imagerie transverse 2D instantanée (GOI)	124
5	Mesures expérimentales du choc radiatif	127
5.1	Adaptation des codes aux expériences	127
5.1.1	Maillage	127
5.1.1.1	Code 1D : MULTI	128
5.1.1.2	Code 2D : DUED	129
5.1.2	Impulsion Laser	130
5.1.2.1	Expérience 2002	130
5.1.2.2	Expérience 2005	132
5.1.3	Forme <i>numérique</i> du laser (temps, espace)	132
5.1.3.1	Forme temporelle	132
5.1.3.2	Forme radiale	133
5.1.4	Une simulation 2D entière	134
5.1.5	Différences entre le 1D et le 2D	135
5.2	Validation de la mesure de température	137
5.2.1	Tirs de calibrage : mesure de la température (2002)	138
5.2.1.1	Coefficient d'absorption	139
5.2.1.2	Résultats	140
5.2.2	Calibrage de la température <i>in situ</i> - 2005	142
5.3	Mesures liées au choc dans le gaz	145
5.3.1	Vitesse du choc	146
5.3.1.1	Expérience de 2002	147
5.3.1.2	Expérience de 2005	149
5.3.2	Température du front de choc	150
5.3.2.1	Expérience de 2002	150
5.3.2.2	Expérience de 2005	152
5.3.3	Expansion radial du front de choc	155
5.3.3.1	Expérience de 2002	155
5.3.3.2	Expérience de 2005	156
5.3.4	Forme du front de choc	158
5.4	Mesures liées au précurseur dans le gaz	162
5.4.1	Absorption du faisceau sonde par le choc ou le précurseur	162
5.4.2	Vitesse du précurseur	164
5.4.2.1	Expérience de 2002	165
5.4.2.2	Expériences de 2005	166
5.4.2.3	Différences entre les campagnes 2002 et 2005	168
5.4.3	Densité électronique	169

5.4.3.1	Expérience de 2002	169
	Mesure de la densité électronique	170
	Cartographie 2D de la densité électronique	171
5.4.3.2	Expérience de 2005	172
5.4.4	Forme du précurseur	175
5.4.5	Absorption : mesure de la température dans le précurseur	176
5.5	Conclusions	179
6	Conclusions et perspectives	181
6.1	Synthèse	181
6.2	Perspectives	183
Partie III	Appendices	187
A	Codes de simulations de l'hydrodynamique radiative	189
A.1	Tables numériques	189
A.1.1	Tables SESAME	189
	A.1.1.1 Table 301	189
	A.1.1.2 Table 401	190
	A.1.1.3 Grilles	190
A.1.2	Tables d'opacité	190
A.2	Code 1D : MULTI	191
	A.2.0.1 Hydrodynamique	192
	A.2.0.2 Flux de la chaleur et interaction laser-matière	192
	A.2.0.3 Transfert du rayonnement	192
	A.2.0.4 Maillage	192
	A.2.0.5 Description du laser incident	193
	A.2.0.6 Variables simulées par MULTI	193
A.2.1	Influence du rayonnement dans le Xénon	194
A.3	Code 2D : DUED	195
A.3.1	Résolution du problème du maillage en <i>sabliser</i>	196
	A.3.1.1 Temps de collision	197
	A.3.1.2 Base du modèle	198
	A.3.1.3 Résultats	200
A.4	1D <i>versus</i> 2D	201
	A.4.1 Comparaison hydrodynamique	202
	A.4.2 Comparaison radiative	202
A.5	Effets du rayonnement en géométrie cylindrique	205
B	Outil numériques développés	207
B.1	Post-Processeurs graphiques pour les codes 1D et 2D	207
B.2	Tracé de rayon (Mach-Zender transverse et GOI)	209

B.3	Reconstruction de l'image d'émissivité	210
C	Aspects multi-dimensionnels de la propagation	213
C.1	Expansion du front de choc	213
	Liste de mes publications	217
	Bibliographie	221

Introduction

Le mot clé qui nous accompagnera tout au long de ce manuscrit, est *Astro-physique de Laboratoire*. Ces deux mots, il y a quelque temps, auraient pu être considérés comme antinomiques, mais l'arrivée de nouveaux outils de laboratoire (comme les lasers de puissance ou la machine Z), ont permis la génération sur terre de conditions extrêmes de la matière. Il est désormais possible d'obtenir des données exhaustives des états de la matière qui sont pertinentes pour l'astrophysique.

L'astrophysique de laboratoire est une discipline nouvelle qui s'est développée autour d'un certain nombre de questions de physique fondamentale souvent communes à l'astrophysique et à la physique des plasmas chauds, notamment liée à la Fusion par Confinement Inertiel (FCI). Bien souvent les observations astronomiques n'apportent pas de réponses claires, faute d'un nombre insuffisant de données (en laboratoire, on pourrait parler d'un taux de répétition faible), ou d'une évolution très lente et donc hors de notre portée.

Une expérience en laboratoire peut alors être un support très utile aux observations astronomiques, et à la compréhension des mêmes phénomènes physiques sous-jacents, grâce au contrôle in situ des paramètres.

Le domaine des grandeurs de l'hydrodynamique radiative (le couplage entre le mouvement de la matière et le rayonnement) en astrophysique s'inscrit partiellement dans celui de la physique dite des Hautes Densités d'Énergie (HDE ou HEDP de l'anglais *high energy density physics*).

Par définition, on atteint le régime de l'HDE lorsque l'énergie apportée au matériau est du même ordre de grandeur que l'énergie de liaison moléculaire (de l'hydrogène H_2 par exemple), ou du module de compressibilité¹ du solide (*bulk modulus* en anglais). La valeur de cette densité d'énergie de liaison est de l'ordre de $10^9 \sim 10^{11} \text{ J/m}^3$ et le module de compressibilité est de 160 GPa ($\equiv 1.6 \text{ Mbar}$) pour l'acier et 2.2 GPa pour l'eau. Pour une expérience sur les installations laser, où la cible est de $\sim 1 \text{ mm}^3$, ces valeurs signifient qu'une énergie de $\sim 100 \text{ J}$ délivrée à la cible est suffisante pour accéder au régime de la HDE.

Grâce au développement de nouvelles installations (LULI2000, HYPER, RAL, OMEGA, LIL, Machine Z, ...), il est possible maintenant d'aborder un certain nombre de questions qui se posent aux astrophysiciens, dans le cadre

¹Le module de compressibilité indique les variations en termes de volume d'une substance solide lorsque la pression dont celle-ci fait l'objet est modifiée. Lors d'une compression isostatique (exercice d'une pression isotrope), si l'on désigne par V le volume de l'objet, la variation de volume relative est proportionnelle à la variation de la pression P : $\chi = -V_0 \Delta P / \Delta V$ ou χ est le module de compressibilité.

de cette nouvelle branche de la physique. Les domaines étudiés sont vastes et concernent par exemple :

- les équations d'état des matériaux fortement comprimés d'intérêt pour les intérieurs de planètes géantes [Collins *et al.* 1998, Collins *et al.* 2001, Henry *et al.* 2001, Celliers *et al.* 2004b, Koenig *et al.* 2004, Huser 2004, Huser *et al.* 2004]
- les opacités à très haute température d'intérêt pour comprendre la physique stellaire et l'intérieur des étoiles [Chenais-Popovics *et al.* 2000, Chenais-Popovics 2002].
- les instabilités hydrodynamiques que l'on retrouve dans les explosions de supernovæ [Remington *et al.* 2000, Takabe 2001, Drake *et al.* 2002, Remington 2005].
- les jets astrophysiques et les chocs d'étrave [Foster *et al.* 2005, Blue *et al.* 2005]

La physique impliquée dans ces processus est très semblable, aux lois d'échelle près (voir [Ryutov *et al.* 1999]) à celle qui régit la Fusion par Confinement Inertiel (FCI). Rappelons que la démonstration de l'ignition avec des cibles à gain de l'ordre de 40-100 doit être effectué dans les prochaines années avec la nouvelle génération des lasers de puissance : le NIF (E.U.) et le laser MegaJoule (France). Outre l'enjeu fondamental sur la maîtrise de l'énergie au cours du XXI^e siècle, en parallèle avec le projet international ITER (<http://www.iter.org>), ces nouvelles machines, seront des outils privilégiés pour l'astrophysique de laboratoire. En effet, l'énergie mise en jeu doit permettre d'aborder toute une classe de problèmes, parmi lesquels la physique de l'hydrodynamique radiative « extrême ».

Le travail de cette thèse s'inscrit dans ce vaste domaine de l'astrophysique de laboratoire, avec la création et la caractérisation d'un régime dans lequel la matière et le rayonnement sont étroitement couplés. Cela met en jeu des techniques de génération de chocs très rapides et très chauds conduisant à ce que l'on appelle les *chocs radiatifs*.

Sujet de la thèse : les Chocs Radiatifs

Parmi les phénomènes principaux qui se produisent dans l'univers et la large classe d'objets astronomiques actuellement identifiés (galaxies, étoiles, nuages interstellaires, planètes, pulsars, ...), le choc radiatif [Draine & McKee 1993] joue un rôle spécifique puisqu'il combine étroitement l'hydrodynamique et la physique du rayonnement. Ces deux processus (hydrodynamique et radiatif) se déroulent simultanément et leur couplage en détermine l'évolution.

Bien que ceux-ci aient été largement étudiés [Lamb 1993, Chandrasekhar 1960, Zel'dovich & Raizer 1967, Mihalas *et al.* 1986], plusieurs aspects de ce couplage demeurent inexplorés du point de vue expérimental.

De manière générale, on peut parler de choc radiatif lorsqu'un choc hydrodynamique classique est suffisamment fort pour que son rayonnement perturbe significativement la matière devant lui. Dans ces conditions, le choc perd une partie de son énergie qui petit à petit s'accumule en amont créant ainsi un « précurseur radiatif ».

Les propriétés radiatives des objets astrophysiques (intérieur des étoiles, chocs d'accrétion...) peuvent être très différentes, et dépendent fortement de la structure des chocs radiatifs tels que cela a été décrit récemment par [Drake 2005a]. Certaines de ces questions ont été abordées du point de vue théorique récemment. Par exemple l'étude des supernovæ de type II à noyau effondré par [Bethe 1997], les modèles d'atmosphère d'étoiles variables par [Fadeyev & Gillet 2004] et les chocs radiatifs stationnaires par [Bouquet *et al.* 2000]. On peut retrouver les chocs radiatifs également dans les disques d'accrétion [Chakrabarti & Titarchuk 1995], à l'intérieur des étoiles [Farnsworth 1971] et lors de l'attraction d'étoiles par les noyaux galactiques [Sivron *et al.* 1996].

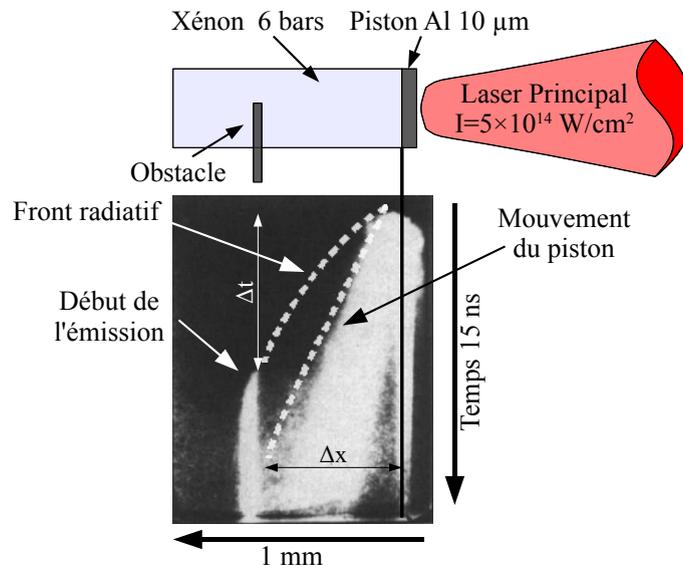


Figure 1 Schéma de l'expérience et image streak dans un tube à choc remplis de Xénon : ($v_{choc} = 50 km/s$)
Source : [Bozier *et al.* 1986], figure 3b

Bien que la physique mise en jeu dans les chocs radiatifs est souvent complexe à cause de la nature du couplage hydrodynamique-rayonnement, ils existent des cas simplifiés, par exemple dans le cas de l'effondrement du noyau d'une supernova : la pression du rayonnement dans la matière est plus grande que la pression thermique. Le matériau se comporte alors comme un gaz polytropique idéal de constante $\gamma = 4/3$, ce qui nous permet de le traiter comme un gaz de photons (voir [Ryutov *et al.* 1999]).

Du point de vue expérimental (la partie qui a été le plus développée pendant cette thèse), des études récentes ont été réalisées en utilisant les lasers de puissance [Bozier *et al.* 1986, Bozier *et al.* 2000, Kang *et al.* 2001, Keiter *et al.* 2002, Koenig *et al.* 2001, Fleury *et al.* 2002, Bouquet *et al.* 2004].

Par exemple, [Bozier *et al.* 1986] ont observé pour la première fois dans un gaz la création d'un choc présentant un précurseur (en observant simplement le chauffage d'un obstacle posé devant le front de choc dû au rayonnement du milieu comprimé, voir figure 1).

Le principe de l'expérience était très similaire à celui qu'on présentera dans la suite de ce manuscrit : un laser de puissance est focalisé sur une cible mince d'aluminium qui est mise en mouvement dans une cellule remplie de gaz de Xénon à une pression de 6 bars. Dans cette cellule, un obstacle commence à émettre avant l'arrivée du front de choc, signature de la présence d'un précurseur radiatif. Toutefois au cours de l'expérience, seules les vitesses moyennes du choc et du précurseur ont été déterminées de façon assez grossière à partir du rapport entre l'espace et le temps (Δx et Δt respectivement sur la figure). Bien que cette expérience soit la première de ce genre, et la description théorique du mouvement du front de choc précise, cette mesure est la seule disponible et il est difficile de découpler l'information contenue de toutes les possibles source d'erreurs. Par exemple le chauffage de l'obstacle pourrait être dû à un préchauffage par le rayonnement X produit dans l'interaction laser-pousseur.

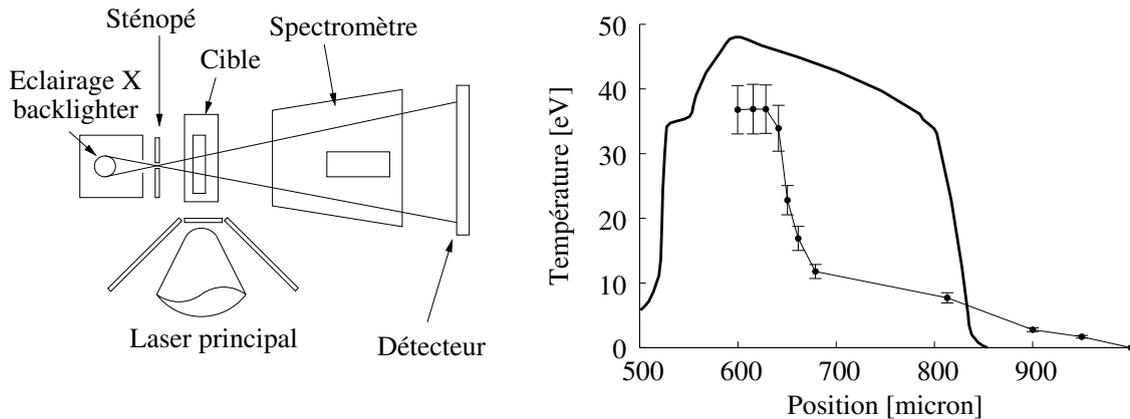


Figure 2 Schéma de l'expérience de [Keiter *et al.* 2002]. Comparaison entre la température mesurée expérimentalement et le profil simulé pour de la mousse de densité 9.6 mg/cm^3 et une intensité laser de $8.3 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$.

Dans une expérience plus récente, [Keiter *et al.* 2002], ont cherché à mesurer la longueur et le profil de température du précurseur dans un choc radiatif. L'expérience (voir la figure 2 pour le schéma expérimental) génère un choc fort dans une cible (aérogel de SiO_2 à $9.6 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$) avec un laser (en bas dans la figure) pour atteindre le régime radiatif. Un autre laser (à gauche sur la figure) génère un flux de rayonnement X qui sonde la cible et était analysé par un spectromètre (à droite dans la même figure). Cette mesure du spectre d'absorption ($\lambda = 6.4 - 7.4 \text{ \AA}$), peut donner une estimation de la température. Mais la dérivation à partir du spectre d'absorption de la température est très dépendante du modèle utilisé.

On montre sur la droite de la figure 2 la température déduite du spectre d'absorption. La température mesurée est beaucoup plus faible que la valeur

prévue numériquement. Encore une fois, ce diagnostic (qui peut être très valide) était le seule en place et il devient difficile d'estimer les possibles sources d'erreur.

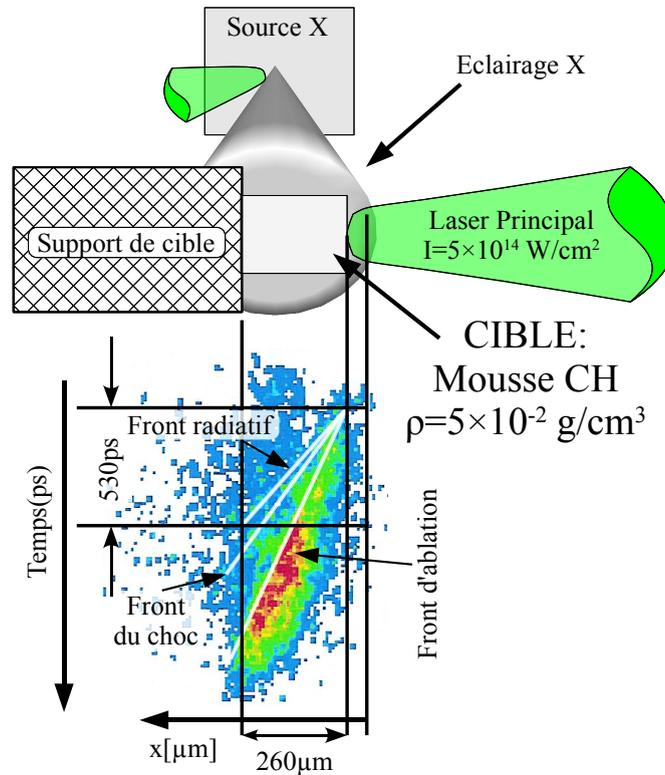


Figure 3 Schéma expérimental et données obtenues dans un choc radiatif transitoire.
Source : [Bozier *et al.* 2000]

Dans une autre expérience de [Bozier *et al.* 2000] (voir figure 3), on montre qu'un régime radiatif transitoire a été atteint en laboratoire sur une cible de mousse irradiée directement par un laser d'intensité de $5 \times 10^{14} \text{W/cm}^2$. Cet échantillon de plastique (CH $\rho = 5 \times 10^{-2} \text{g/cm}^3$) est diagnostiqué par radiographie X résolue en temps. Les images montrent le front d'ablation dû au laser, le front du choc et le front radiatif, mais il est sincèrement difficile de distinguer une transition nette entre ces deux derniers. Dans cette expérience, la vitesse du choc généré ($v_{choc} \gg 100 \text{km/s}$) est suffisante pour atteindre le régime radiatif.

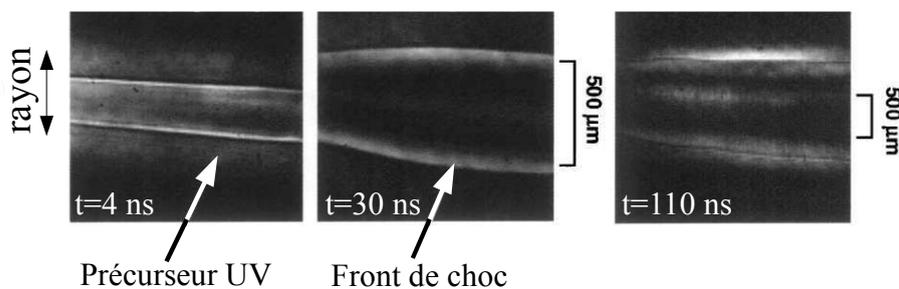


Figure 4 Image d'ombroscopie d'une onde de détonation cylindrique dans un gaz de Xénon à trois instants différents.
Source : [Edwards *et al.* 2001]

Plusieurs travaux sur les ondes de détonation² [Grun *et al.* 1991, Edwards *et al.* 2001, Hansen *et al.* 2005] utilisant des impulsions laser ultracourtes ont été réalisées afin de mesurer en géométrie cylindrique, l'expansion du front de choc au cours du temps pour une onde de détonation du type « Sedov-Taylor ».

Jusqu'à présent les diverses expériences de chocs radiatifs en laboratoire étaient assez restreintes sur le plan des mesures, chacune d'elles ne permettant d'accéder qu'à un nombre limité des paramètres mis en jeu.

Objectifs et plan de la Thèse

L'objectif de cette thèse est d'une part de recréer en laboratoire les conditions d'un choc radiatif, d'autre part de l'étudier en mesurant un grand nombre de paramètres simultanément pour donner une cohérence la plus haute possible. On présentera aussi pour chaque mesure, la comparaison avec les codes de simulation de l'hydrodynamique radiative.

Cette thèse comprend 3 parties (théorie, expérience et appendices) divisées en 5 chapitres principaux qui sont articulés autour de la physique des chocs radiatifs.

Dans le premier chapitre, nous allons aborder le contexte de la branche de la physique qui nous intéresse, dite de *Haute Densité d'Énergie*. On décrira les différents moyens dont on dispose pour recréer cet état de la matière en laboratoire, sachant que cette discipline recouvre un vaste domaine, de l'astrophysique (pour laquelle les chocs radiatifs occupent une partie importante) aux réactions de fusion thermonucléaire par confinement inertiel. On parlera aussi des connexions entre l'astrophysique et les expériences menées en laboratoire à travers les lois d'échelle qui nous permettent de traiter de la même façon les deux situations, pour atteindre cette nouvelle sous-branche de la physique des hautes énergies appelé *astrophysique de laboratoire*.

Dans le chapitre suivant, on présente les fondements de l'hydrodynamique plane. Ce chapitre va permettre de situer les chocs « classiques » ou hydrodynamiques, qui sont introduits dans le cadre des solveurs de Riemann. Partant de la propagation des ondes sonores, nous arriverons jusqu'aux ondes de choc et à la génération de chocs forts (haute vitesse et pression), qui sont utilisés entre autres pour l'étude des équations d'état des matériaux. Ensuite nous discutons comment on peut générer en laboratoire de tels chocs à l'aide des lasers de puissance. On partira de la description de l'interaction à haut flux d'un laser de puissance avec la matière, les processus d'ablation et la génération successive des hautes pressions et vitesses. À travers les relation de Rankine-Hugoniot et la désadaptation d'impédance, comment pouvoir optimiser les cibles afin d'obtenir

²Il y a deux types d'ondes : les ondes de détonation et les ondes de choc classiques. Une onde de détonation est produite par des phénomènes explosifs instantanés (par des lasers ultracourts de durée de ~ 100 fs par exemple). Une onde de choc classique est produite par une source qui éjecte constamment la matière (par exemple, le vent solaire ou celle produite par un laser d'impulsion « longue » ~ 1 ns)

les chocs les plus rapides (cette particularité de haute vitesse va nous intéresser beaucoup pour la génération des chocs radiatifs).

Dans le troisième chapitre, on va élargir les connaissances du deuxième chapitre pour traiter le cas particulier des chocs radiatifs. On décrira les limites de la théorie précédente, qui ne tient pas compte du rayonnement. En particulier on montrera comment le rayonnement intervient lorsque la matière est comprimée et chauffée, à travers un modèle stationnaire du choc en introduisant dans les équations de Rankine-Hugoniot, les termes liés au rayonnement. On va montrer que ces effets augmentent avec la vitesse du choc qu'on peut générer et avec le type de matériau utilisé. Ensuite, on va décrire les différents types de choc radiatifs qu'on peut atteindre en introduisant l'équation du transfert radiatif et en montrant les différentes approximations qu'on peut faire pour pouvoir traiter numériquement le problème du couplage entre matière et rayonnement.

Au cours de cette thèse, nous avons effectué au sein du laboratoire LULI deux campagnes expérimentales sur deux installations laser différentes (l'ancienne chaîne 6F et le tout nouveau LULI2000). La première campagne s'est déroulée en 2002 et la seconde au début 2005.

Ces expériences ont fait l'objet de nombreuses collaborations. Outre l'apport important des équipes techniques du LULI (équipe laser, équipe d'exploitation, équipe mécanique, ...), les équipes extérieures (le CEA-DAM, le LUTH et le GEPI de l'observatoire de Paris Meudon et l'université de Rome « La Sapienza » en Italie) ont notamment participé à la définition des expériences, la conception et fabrication des cibles et au calcul numérique.

Le dernier point s'est avéré essentiel pour la compréhension fine des processus mis en jeu dans nos conditions expérimentales. En particulier, le développement des simulations 2D avec le code DUED à Rome nous a permis de mettre en évidence les aspects bidimensionnels de l'expérience.

Dans le chapitre 4, on présentera les différentes expériences (dont les deux installations laser, les chambres d'interaction, les optiques et les caractéristiques des lasers de puissance), la composition des cibles utilisées, la mise en place et la description des diagnostics utilisées ainsi que les variables physiques qui leurs sont associées.

Dans le cinquième chapitre, nous détaillons les données recueillies pendant les expériences pour créer un cadre général des mesures obtenues et voir leur consistence avec les théories et les simulations numériques. On commence par montrer les résultats des simulations numériques qui nous ont servi pour le dimensionnement des expériences, la validation de la mesure de la température par le diagnostic d'émission propre, et l'analyse des résultats.

Ensuite on passe à une analyse plus fine des résultats expérimentaux en séparant les mesures liées au choc (vitesse, température, expansion radiale et forme) de celles liées au précurseur radiatif (vitesse, densité électronique, forme et absorption). On va aussi comparer les différents résultats obtenus dans les deux expériences avec les codes numériques de simulation.

Enfin, dans l'appendice, on décrira les codes 1D et 2D d'hydrodynamique radiative utilisés pour la simulation des expériences, les mises au point faites et les différents outils numériques développés au cours de cette thèse.

Première partie

Théorie:

Astrophysique de Laboratoire

Hydrodynamique

Hydrodynamique Radiative

Contexte du travail

1.1 Haute Densité d'Énergie (HDE)

Expliquer la physique des plasmas de densité d'énergie élevée par l'expérience, la théorie, et la simulation numérique revêt une importance considérable afin de comprendre les phénomènes physiques produits dans le cadre de la FCI, mais également dans l'univers qui nous entoure.

Les progrès récents effectués sur les machines telles que les lasers de puissance, les faisceaux de particules et les machines dites « Z-pinch », sont susceptibles de créer ces états de la matière à haute densité d'énergie en laboratoire (HDE).

Illustrons tout d'abord l'échelle d'énergie, considérant brièvement certains des moyens technologiques susceptibles de l'apporter dans les expériences de laboratoire. L'énergie des faisceaux lasers d'ultra haute intensité ainsi que celle des faisceaux d'électrons, produits par exemple dans les accélérateurs linéaires (SLAC à Stanford, E.U.), peuvent être focalisés pour atteindre une intensité de 10^{20} W/cm² sur cible. La génération actuelle des lasers, utilisés dans la recherche dans le domaine de la fusion par confinement inertiel (OMEGA, VULCAN, Gekko XII, LIL, LULI2000 et autres) fournissent de 1 à 40 kJ distribués sur un volume de quelques millimètre cube, en quelques nanosecondes. La machine Z-pinch au laboratoire Sandia (E.U.) produit 1.8 MJ de rayons X-mous sur un volume de quelques centimètres-cubes pendant 5 à 15 ns. Avec les mises à niveau prévues des équipements existants (OMEGA EP) et l'achèvement du NIF¹ à Livermore (LLNL) ou du laser LMJ² à Bordeaux (CEA), la gamme des différents processus intervenant dans le cadre de la physique à haute densité d'énergie qui pourront être explorés augmentera de manière significative.

Des technologies complémentaires, comme les canons à gaz, les explosifs et les enclumes à diamant peuvent également produire en laboratoire des conditions intéressantes pour la physique à densité d'énergie élevée, mais dans un cadre plus restreint appelé « Matière Dense et Chaude ».

Les expériences effectuées dans le cadre de la HDE englobent un éventail assez large de la physique comprenant notamment la physique des plasmas, des faisceaux laser et des particules, la science des matériaux, la physique de la

¹acronyme de *National Ignition Facility* - <http://www.llnl.gov/nif/>

²acronyme de *Laser MégaJoule* - <http://www-lmj.cea.fr/>

matière condensée, la physique nucléaire, atomique et moléculaire, l'hydrodynamique et la magnétohydrodynamique, et plus généralement l'astrophysique.

Le défi posé est alors de reproduire en laboratoire ces conditions extrêmes où la physique mise en jeu est complexe et présente des processus d'interaction non linéaires.

1.1.1 Régime

La densité d'énergie des matériaux (comme l'hydrogène, le carbone, et le fer) à température ambiante fournit un point de départ pour une définition des états HDE. Une définition souvent utilisée dans la littérature, est que ces états existent quand la densité d'énergie apportée au matériau est comparable à sa densité d'énergie interne [Remington 2005].

	Densités d'énergie	E_{HDE}	10^{11} J/m ³
1	Pression	p	1 Mbar
2	Intensité laser (I) pour $\lambda = 1\mu m$	$p \sim (I/\lambda)^{2/3}$	4×10^{12} W/cm ²
3	Température de corps noir (T_{rad})	$p \sim T_{rad}^{3.5}$	75 eV
4	Densité électronique (N_e) pour un plasma de température (T) de 1 keV	$p \sim N_e T$	6×10^{20} cm ⁻³

Tableau 1.1 Seuils typiques du domaine HDE pour différentes grandeurs physiques correspondants à $E_{HDE} = 10^{11}$ J/m³

La densité d'énergie d'une molécule d'hydrogène ou le module d'incompressibilité des matériaux solides sont semblables, c.-à-d., environ $E_{HDE} = 10^{11}$ J/m³. Dans le tableau 1.1, je rappelle différentes façons d'exprimer la même densité d'énergie E_{HDE} dans des différents domaines de la physique des lasers et des plasmas en utilisant leurs grandeurs. Par exemple à l'énergie de E_{HDE} correspond une pression p de 1 Mbar (point 1 du tableau 1.1). Lors de l'interaction d'un laser de puissance avec la matière, une très haute pression (dite d'ablation), est générée. L'intensité laser I qui permet d'atteindre une pression de 1 Mbar est 4×10^{12} W/cm² (point 2 du tableau 1.1). La même pression d'ablation peut aussi être créée par des rayons X générés par laser (attaque indirecte) correspondant à une température T_{rad} de 75 eV (point 3 du tableau 1.1). Enfin, à titre d'exemple, je mentionne la densité N_e nécessaire pour un plasma à la température de 1 keV pour atteindre une densité d'énergie E_{HDE} (point 4 du tableau 1.1).

Ces différentes manières d'exprimer la même densité d'énergie facilitent les comparaisons de différentes conditions physiques et identifient des similitudes entre les différents domaines.

Lorsque l'on examine le diagramme *densité-température*, soit des objets ou phénomènes astrophysiques, soit des conditions des plasmas créés en laboratoire (figure 1.1), on observe une grande variété de situations possibles.

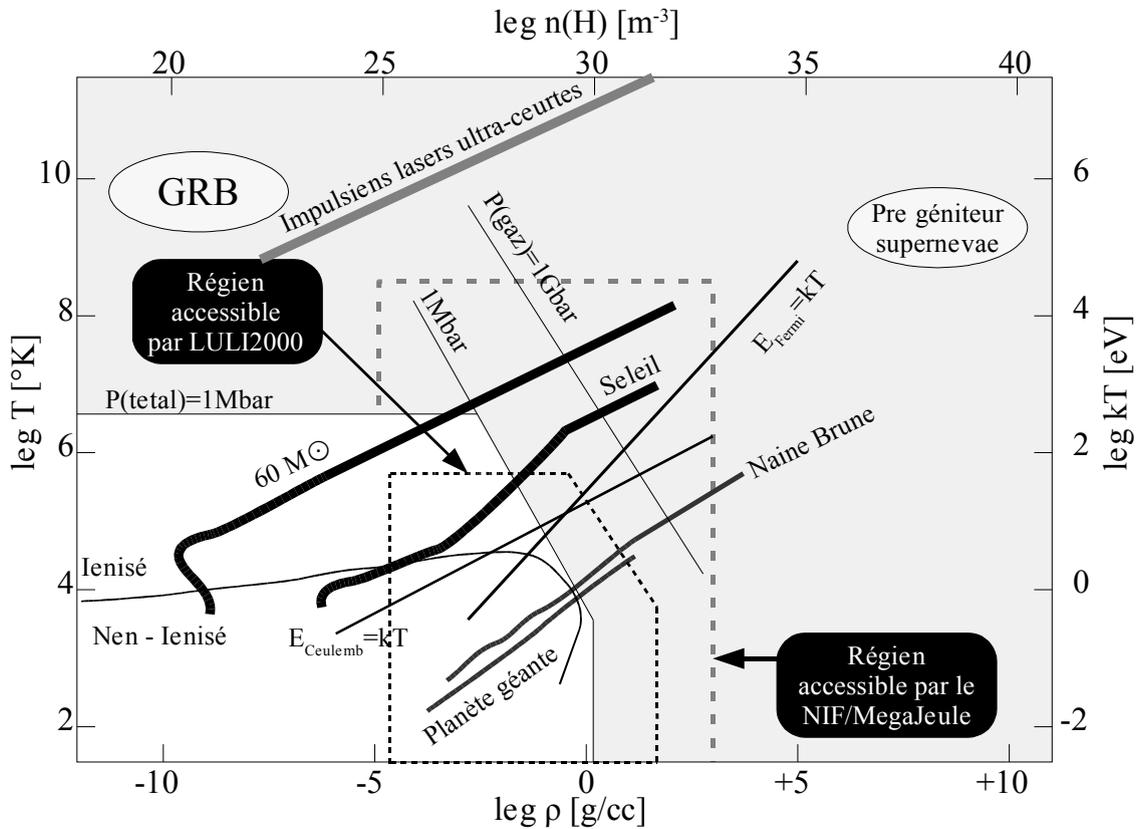


Figure 1.1 Diagramme de phase de l'hydrogène. On fait apparaître les zones de recouvrement entre la gamme expérimentale de haute densité d'énergie et les conditions astrophysiques.

Source : [Davidson 2005]

Toutes les régions grises correspondent au régime HDE. Les régions elliptiques indiquent les zones extrêmes de l'astrophysique (notamment les sursauts gamma). En haut, la ligne grise, montre les états extrêmes accessibles en laboratoire avec les lasers ultra intenses à impulsion courte. Dans un autre domaine, les expériences de fusion magnétique atteignent des températures comparables, mais des densités beaucoup plus faibles. Les rectangles recouvrent la plupart des conditions extrêmes pour les étoiles. J'ai tracé ici deux courbes qui coïncident avec les étoiles égales à une ou 60 fois la masse solaire. Par ailleurs cette région du diagramme concerne également l'intérieur des planètes géantes, telluriques, naines brunes voire exoplanètes ; de plus, on y trouve aussi les objets astrophysiques parmi les plus énergétiques, telles que les sursauts gamma (GRB) et les explosions des supernovæ.

Pour ce qui concerne l'étude de l'intérieur des planètes à l'aide des lasers de puissance, je renvoie le lecteur aux thèses de [Huser 2004] et [Henry 2004] et les articles correspondants [Koenig *et al.* 2004, Huser *et al.* 2004, Benuzzi-Mounaix *et al.* 2002, Henry *et al.* 2001] et aussi de façon plus générale : [Collins

et al. 1998, Collins *et al.* 2001] et [Knudson *et al.* 2001] pour des expériences sur l'hydrogène.

Enfin on présente en tirets, l'ordre de grandeur des régions que on peut atteindre à l'aide du laser LULI2000 actuellement opérationnel et ceux qui seront en service d'ici 4-5 ans (NIF/MegaJoule).

1.2 Astrophysique de Laboratoire

L'astrophysique a été traditionnellement développée à la fois à partir des observations astronomiques et à la fois par des travaux théoriques ou plus récemment numériques. Les observations enregistrent dans différents domaines de longueur d'onde (à partir des radiofréquences, en passant par le visible pour arriver jusqu'aux rayons X et γ) des images de l'espace, des modèles théoriques sont ensuite développés ou appliqués pour expliquer ces observations.

Toutefois cette situation, malgré les avancées significatives apportées ces dernières années grâce à une nouvelle classe de *diagnostics* astrophysiques (VLT et VLTI, Hubble, Swift, Integral etc. . .) demeure passive dans le sens où l'on observe des événements créés à un instant donné (qui se situe en général il y a plusieurs milliards d'années).

Afin d'affiner les modèles et notre compréhension des mécanismes de l'univers, il est important de pouvoir modifier certains paramètres de façon maîtrisée et bien caractérisée. C'est pourquoi l'astrophysique de laboratoire, liée au développement de nouveaux outils comme les lasers de puissance, doit permettre d'approcher certains phénomènes physiques observés en les recréant, en modifiant les conditions initiales et en confrontant les résultats obtenus aux modèles et simulations numériques de façon quantitative.

Plusieurs secteurs de l'astrophysique (explosions de supernovæ, restes de supernova, éclats de rayons gamma ou l'intérieur des planètes géantes . . .) ont été abordés au cours des dernières années : [Remington *et al.* 2000, Takabe 2001, Collins *et al.* 2001, Celliers *et al.* 2004b, Huser *et al.* 2004] (pour les applications liées à la planétologie), [Drake *et al.* 2002] (pour les applications liées aux supernovæ), la création de jets astrophysiques en laboratoire et les premiers résultats sont présentés dans [Blue *et al.* 2005]. De façon générale, [Remington 2005] présente une synthèse des efforts consentis dans le domaine.

1.2.1 Problématique liée aux explosions de supernovæ

Les explosions des supernovæ (les objets parmi les plus lumineux que l'on puisse observer) ont été au centre de nombreuses études astrophysiques. Ces explosions peuvent laisser des nuages gazeux, des étoiles à neutrons, ou des trous noirs, objets si denses que même la lumière ne peut échapper à leur pesanteur.

Dans la cosmologie standard, le Big Bang produit l'hydrogène, l'hélium, et

des traces du lithium, alors que tous les éléments plus lourds sont synthétisés dans les étoiles et les explosions des supernovæ (voir figure 1.2). Les supernovæ éjectent ces éléments lourds dans le milieu interstellaire, enrichissant finalement les nuages moléculaires qui sont les emplacements de la formation d'étoiles. L'existence de produits lourds prouve qu'une supernova a contribué à la composition du système solaire il y a 4.5 milliards d'années.

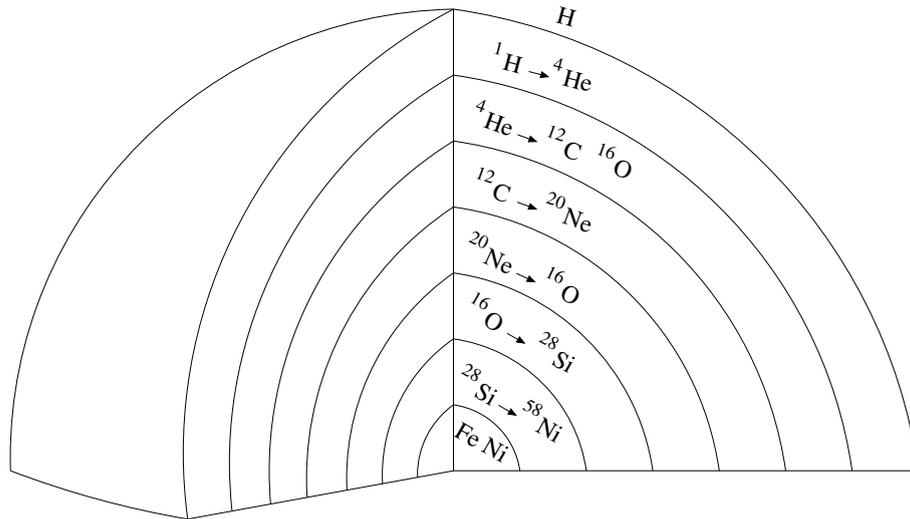


Figure 1.2 Schéma d'une *pre-supernova* : elle est structurée en couches successives, à partir du Fer à l'intérieur jusqu'à l'hydrogène sur la couche la plus externe.

La phase ultime de la vie d'une étoile massive (de plus de 8 masses solaires) commence après que le cœur de fer et de nickel-56 se soit construit par phases successives de réactions de fusion nucléaire. Ces éléments étant les plus stables (la réaction de fusion nucléaire du fer consomme de l'énergie au lieu d'en produire), la fusion ne peut plus avoir lieu au cœur de l'étoile. Privé de sa source d'énergie, le cœur devient incapable de supporter le poids des couches externes et donc il commence à se contracter. Les couches externes continuent cependant à produire du fer et du nickel à la surface du cœur dont la masse continue ainsi d'augmenter jusqu'à ce qu'il atteigne la « masse de Chandrasekhar » (environ 1.4 masses solaires). À cet instant, la pression de dégénérescence³ des électrons est dépassée et une phase de *neutronisation* de quelques secondes conduit à l'effondrement du cœur. Les électrons sont capturés par les protons, générant un flux massif de neutrinos électroniques et transformant le cœur en une étoile à neutrons de 10-20 km de diamètre et de la densité d'un noyau atomique. Lorsque la pression thermique atteint le niveau de dégénérescence des nucléons,

³On dit de la matière qu'elle est dégénérée lorsque sa densité est suffisamment élevée pour que le principe d'exclusion de Pauli intervienne à l'échelle atomique, ce qui a pour conséquence de modifier la relation qui lie classiquement la pression et le volume d'un gaz avec sa température. À partir d'une certaine pression (ou d'une certaine densité), la matière est désordonnée et se comporte comme un gaz. Elle subit alors une force qui s'oppose à sa contraction et empêche sa densité d'augmenter, c'est la pression de dégénérescence. Elle peut être vue comme une pression négative d'autant plus élevée que la pression positive du gaz est forte. Cet état de la matière se rencontre à l'état naturel dans les étoiles, et plus particulièrement dans les étoiles en fin de vie que sont les naines blanches et les étoiles à neutrons

les couches externes du cœur rebondissent à 10-20% de la vitesse de la lumière.

L'onde de choc du rebond se propage vers les couches extérieures (disposées en *pelure d'oignon*) et entre en compétition avec la matière chutant vers l'intérieur, de telle façon qu'elle se stabilise vers 100-200 km du centre à une vitesse ~ 10000 km/s. Les neutrinos diffusent hors du cœur en quelques secondes et une fraction d'entre eux chauffent la zone du manteau située à l'intérieur de l'onde de choc (appelée « région de gain »). Le reste est relâché dans l'espace, emportant 99% de l'énergie totale de la supernova. On pense de nos jours que l'apport d'énergie à l'onde de choc par le chauffage de la région de gain dû aux neutrinos est l'élément clé responsable de l'explosion de la supernova.

Pendant les deux à trois mois suivants, la quantité de rayonnement libéré par l'explosion initiale rivalise avec celle qui est émise par le reste de la galaxie entière dans laquelle la supernova réside.

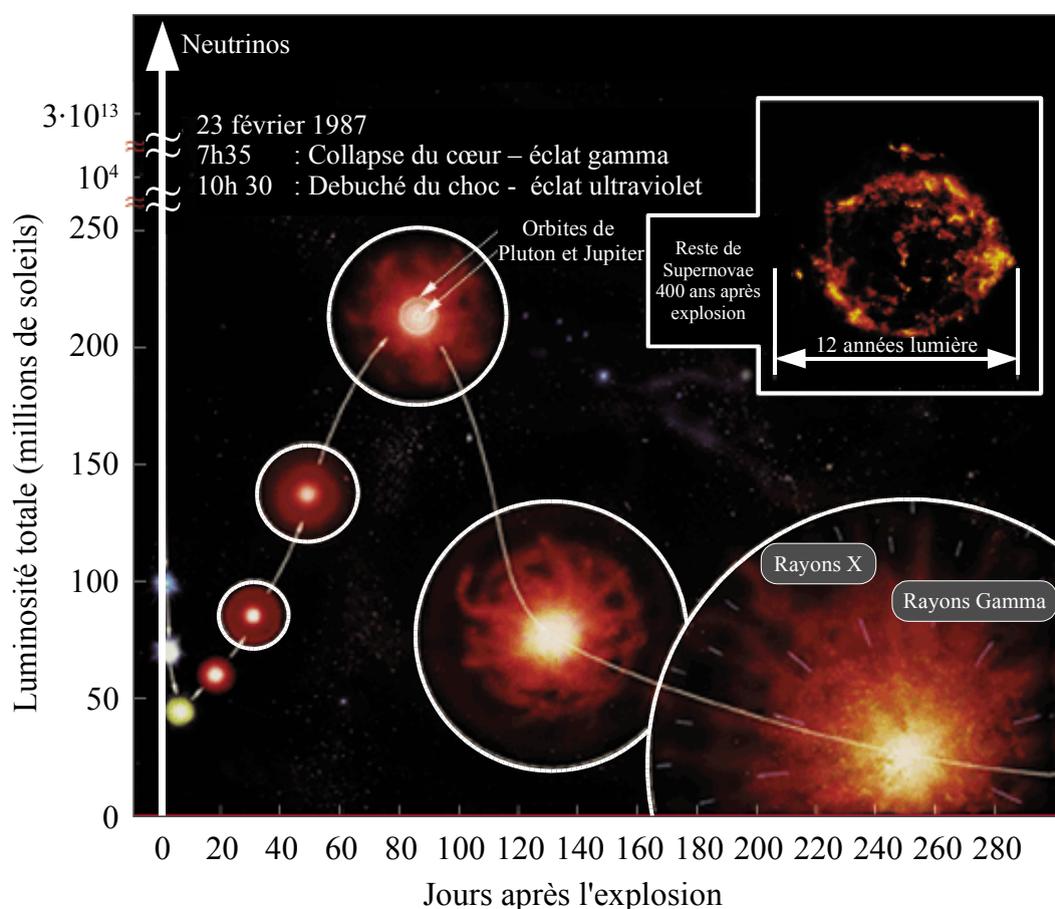


Figure 1.3 Courbe de lumière d'une supernova. Le cas montré est l'observation du 23 Février 1987. Dans le cadre, une observation actuelle de la supernova de Képler du 1604

Ces dernières années, les supernovæ sont devenues un outil important pour explorer le taux d'expansion et la géométrie de l'univers. En raison de leur grande luminosité, les supernovæ sont observables à de grandes distances cosmologiques. En déterminant leur luminosité intrinsèque, les astronomes peuvent calculer leur distance grâce à l'éclat apparent mesuré avec un télescope (voir fi-

gure 1.3). En mesurant également les vitesses de la supernova et du centre de la galaxie hôte par rapport à la terre, les astronomes peuvent alors déduire la constante de Hubble, qui relie la vitesse de récession à la distance et caractérise l'âge de l'univers.

Les explosions des supernova, posent d'autres questions. Par exemple, lors de l'explosion de la supernova SN1987a (on peut voir un schéma de la luminosité au cours du temps sur la figure 1.3), les observations X et γ , ont montré la présence de ^{56}Co et ^{56}Ni six mois plus tôt qu'il n'était prévu par la théorie. Ces éléments étant les produits indirects du coeur de l'étoile, les astrophysiciens durent abandonner l'hypothèse d'une explosion conservant la structure radiale de la supernova en *pelure d'oignon* (figure 1.2) Le mécanisme envisagé est, à l'inverse, un mélange des éléments lourds et légers de l'étoile, dû aux instabilités hydrodynamiques de type « Rayleigh-Taylor » (et/ou « Richtmyer-Meshkov »). Celles-ci produisent en effet lors du passage du choc remontant les différentes couches de la supernova, de la plus dense, vers la moins dense.

Un outil indispensable dans ce domaine s'avère être l'expérience de laboratoire. Une première série d'expériences a été menée par l'équipe de [Remington *et al.* 1997] sur le laser Nova (on discutera plus en détail cette expérience dans la suite).

Comme nous l'avons discuté dans l'introduction, dans la suite de l'expansion concernant les restes de supernova (*SuperNova Remnant* SNR), on a un couplage étroit entre l'hydrodynamique et le rayonnement : un certain nombre d'expériences, dont les nôtres, ont comme but la génération et la mesure des paramètres fondamentaux des chocs forts et de la dynamique radiative associée. Les expériences menées au cours de cette thèse ont donc été conçues pour approcher des conditions en laboratoire intéressants pour l'astrophysique. Dans les deux cas (astrophysique et laboratoire), l'expansion rapide, le haut taux de compression et le couplage entre l'hydrodynamique et le rayonnement, nous mènent dans des régions de la matière encore inexplorée sur terre, mais que l'on peut observer souvent dans le ciel. Ce type d'expérience doit permettre (avec un processus de vérification et validation) de valider les codes d'hydrodynamique radiative normalement utilisés dans le cadre de la fusion thermonucléaire par confinement inertiel.

Des théories analytiques pour des chocs radiatifs avec précurseur ont été également développées [Bouquet *et al.* 2000, Keilty *et al.* 2000, Michaut *et al.* 2004]. Enfin, récemment sur le laser de Vulcan du RAL, une expérience ayant pour objectif d'étudier certains aspects des interactions de plasmas *sans-collisions* intéressants pour l'astrophysique, a été effectuée. En particulier la dynamique de deux plasmas contre-propagatifs, avec et sans un fort champ magnétique imposé [Woolsey *et al.* 2001] a été étudiée.

Une question fondamentale se pose alors : comment peut-on relier le monde de l'astrophysique et celui des expériences laser apparemment si éloignés ? Une partie de la réponse a été apporté par [Ryutov *et al.* 2000], dans la mise en

évidence de lois d'échelles, qui ont jeté un pont entre ces *deux mondes*.

1.2.2 Lois d'échelles

La loi d'échelle est un des piliers fondateurs de l'astrophysique de laboratoire, qui permet en particulier de dimensionner correctement une expérience.

Rappelons tout d'abord que les expériences laser sont typiquement effectuées avec des cibles dont la taille est d'une fraction de millimètre, et pendant une durée typique de quelques nanosecondes à quelques dizaines de nanosecondes. Les phénomènes astrophysiques se produisent quant à eux sur des dimensions spatiales et temporelles des dizaines d'ordres de grandeur plus importants. Voyons comment ces lois d'échelles permettent de passer d'une situation à l'autre (astrophysique \leftrightarrow laboratoire). Tous les phénomènes cosmiques ne sont pas reproductibles en laboratoire, seules les classes respectant les lois d'échelle développées par [Ryutov *et al.* 1999, Ryutov *et al.* 2000] sont *a priori* pertinentes pour l'astrophysique.

On montrera tout d'abord la similitude des équations de l'hydrodynamique dans les deux systèmes en commençant par les relations d'Euler, qui régissent le mouvement d'un fluide et traduisent la conservation de la masse et de la quantité de mouvement :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{v} &= 0 \\ \rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} \right) &= -\nabla p - \frac{1}{4\pi} \mathbf{B} \times \nabla \times \mathbf{B} \end{aligned} \quad (1.1)$$

où \mathbf{v} , ρ , p , \mathbf{B} sont respectivement les vitesses, densité, pression et champ magnétique. En plus il faut rajouter l'équation de conservation de l'énergie pour un gaz polytropique :

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla p = -\gamma p \nabla \cdot \mathbf{v} \quad (1.2)$$

où γ est le « coefficient adiabatique », qui vaut 5/3 pour un gaz totalement ionisé et 4/3 dans le cas où la pression de rayonnement domine.

Si on définit les conditions à l'instant zéro par :

$$\rho|_{t=0} = \overset{\circ}{\rho} \mathbf{f} \left(\begin{array}{c} \mathbf{r} \\ \overset{\circ}{L} \end{array} \right); \quad p|_{t=0} = \overset{\circ}{p} \mathbf{g} \left(\begin{array}{c} \mathbf{r} \\ \overset{\circ}{L} \end{array} \right); \quad \mathbf{v}|_{t=0} = \overset{\circ}{\mathbf{v}} \mathbf{h} \left(\begin{array}{c} \mathbf{r} \\ \overset{\circ}{L} \end{array} \right); \quad \mathbf{B}|_{t=0} = \overset{\circ}{\mathbf{B}} \mathbf{k} \left(\begin{array}{c} \mathbf{r} \\ \overset{\circ}{L} \end{array} \right) \quad (1.3)$$

où $\overset{\circ}{L}$ est l'échelle spatiale caractéristique du problème, et les autres quantités marquées par le cercle dénotent la valeur du paramètre correspondant à un certain point caractéristique \mathbf{r} .

Les fonctions vectorielles sans dimensions \mathbf{f} , \mathbf{g} , \mathbf{h} , \mathbf{k} sont de l'ordre de l'unité. Elles déterminent la forme spatiale de la distribution initiale de la quantité associée. Nous notons qu'il y a cinq paramètres dimensionnels déterminant des conditions initiales : $\overset{\circ}{L}$, $\overset{\circ}{\rho}$, $\overset{\circ}{p}$, $\overset{\circ}{\mathbf{v}}$, $\overset{\circ}{\mathbf{B}}$. Introduisons maintenant les variables sans dimensions :

$$\tilde{\mathbf{r}} = \frac{\mathbf{r}}{\overset{\circ}{L}}; \quad \tilde{t} = \frac{t}{\overset{\circ}{L}} \sqrt{\frac{\overset{\circ}{p}}{\overset{\circ}{\rho}}}; \quad \tilde{\rho} = \frac{\rho}{\overset{\circ}{\rho}}; \quad \tilde{p} = \frac{p}{\overset{\circ}{p}}; \quad \tilde{\mathbf{v}} = \mathbf{v} \sqrt{\frac{\overset{\circ}{\rho}}{\overset{\circ}{p}}}; \quad \tilde{\mathbf{B}} = \frac{\mathbf{B}}{\sqrt{\overset{\circ}{p}}} \quad (1.4)$$

en effectuant une substitution dans les équations d'Euler et dans l'équation de conservation de l'énergie.

L'équation 1.2 devient alors :

$$\frac{\partial \tilde{p}}{\partial \tilde{t}} + \tilde{\mathbf{v}} \cdot \tilde{\nabla} \tilde{p} = -\gamma \tilde{p} \tilde{\nabla} \cdot \tilde{\mathbf{v}} \quad (1.5)$$

où $\tilde{\nabla}$ représente les dérivées par rapport à l'espace ($\tilde{}$).

On observe que les quatre grandeurs conservent leur forme, et que toutes les quantités sont remplacées par leurs homologues avec tilde. Pour ce qui concerne les conditions initiales (eq. 1.3), en écrivant celles-ci avec le nouvel ensemble de variables, on obtient :

$$\tilde{\rho}|_{\tilde{t}=0} = \overset{\circ}{\rho} \mathbf{f}(\tilde{\mathbf{r}}); \quad \tilde{p}|_{\tilde{t}=0} = \mathbf{g}(\tilde{\mathbf{r}}); \quad \tilde{\mathbf{v}}|_{\tilde{t}=0} = \overset{\circ}{\mathbf{v}} \sqrt{\frac{\overset{\circ}{\rho}}{\overset{\circ}{p}}} \mathbf{h}(\tilde{\mathbf{r}}); \quad \tilde{\mathbf{B}}|_{\tilde{t}=0} = \frac{\overset{\circ}{\mathbf{B}}}{\sqrt{\overset{\circ}{p}}} \mathbf{k}(\tilde{\mathbf{r}}) \quad (1.6)$$

Pour que les équations hydrodynamiques évoluent de la même façon au facteur d'échelle près, les deux paramètres $\overset{\circ}{\mathbf{v}} \sqrt{\frac{\overset{\circ}{\rho}}{\overset{\circ}{p}}}$ et $\frac{\overset{\circ}{\mathbf{B}}}{\sqrt{\overset{\circ}{p}}}$, doivent être identiques dans les deux systèmes :

Cela signifie qu'ils doivent vérifier :

$$\overset{\circ}{\mathbf{v}} \sqrt{\frac{\overset{\circ}{\rho}}{\overset{\circ}{p}}} = \text{constante} \quad \text{et} \quad \frac{\overset{\circ}{\mathbf{B}}}{\sqrt{\overset{\circ}{p}}} = \text{constante}$$

Les deux situations (astrophysique et laboratoire), sont alors *géométriquement* équivalentes (c-à-dire qu'elles sont représentées par les mêmes fonctions sans dimensions \mathbf{f} , \mathbf{g} , \mathbf{h} , \mathbf{k}). On peut donc reproduire l'évolution hydrodynamique de manière semblable entre le laboratoire et l'univers.

Par exemple si dans le premier système la densité est une fonction de l'espace et du temps $\rho_1(\mathbf{r}, t)$, dans le second système, elle vaudra :

$$\rho_2(\mathbf{r}, t) = \frac{\overset{\circ}{\rho}_2}{\overset{\circ}{\rho}_1} \rho_1 \left(\mathbf{r} \frac{\overset{\circ}{L}_2}{\overset{\circ}{L}_1}, t \frac{\overset{\circ}{L}_2}{\overset{\circ}{L}_1} \sqrt{\frac{\overset{\circ}{p}_1 \overset{\circ}{\rho}_2}{\overset{\circ}{p}_2 \overset{\circ}{\rho}_1}} \right)$$

Ce type de similarité s'appelle *Similarité d'Euler* et les deux nombres $\overset{\circ}{\mathbf{v}} \sqrt{\frac{\overset{\circ}{\rho}}{\overset{\circ}{p}}}$ et $\overset{\circ}{\mathbf{B}} / \sqrt{\overset{\circ}{p}}$ sont appelé *nombres d'Euler*.

1.2.3 Expérience d'astrophysique de laboratoire

À titre d'exemple, on propose aussi sur la figure 1.4 un travail publiée par [Ryutov *et al.* 2001]. Dans cet article, on montre l'application des lois d'échelle pour lier une expérience de laboratoire avec une situation astrophysique.

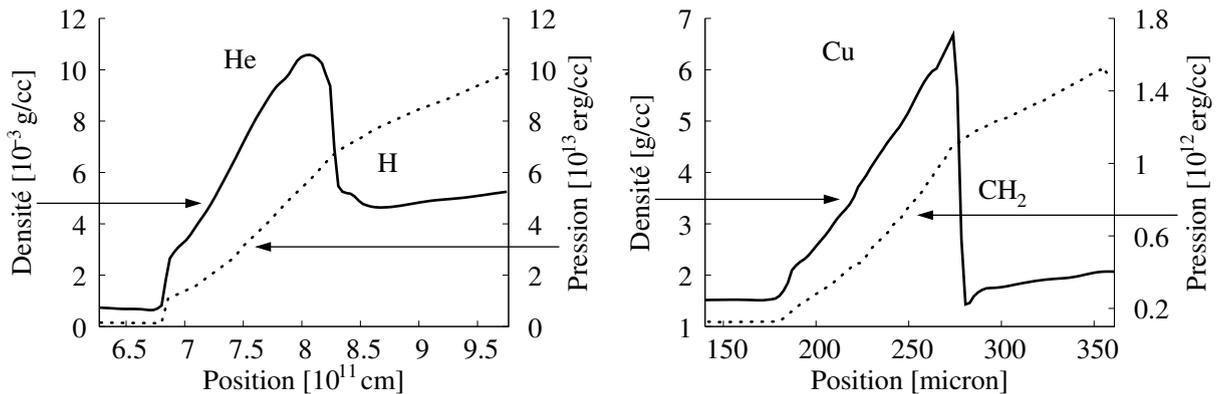


Figure 1.4 *A gauche* : Simulation de l'évolution hydrodynamique d'une supernova (SN1987a). *A droite* : Données d'une simulation hydrodynamique pour une expérience d'astrophysique de laboratoire.

Source : [Ryutov *et al.* 2001]

Comme exemple d'application de ces lois mentionnées ci-dessus à un problème spécifique, nous décrivons des expériences de laboratoire orientées sur la simulation de l'instabilité de Rayleigh-Taylor, dans la zone de transition entre la coquille d'hélium et celle d'hydrogène (voir figure 1.2) d'une supernova de type II. Ici, nous considérons l'objet SN1987a, pour lequel il existe une grande quantité de données d'observation, aussi bien que des nombreux résultats de simulations numériques.

On peut remarquer une similarité géométrique entre les deux cas (observation et expérience) et les nombres de similarité d'Euler peuvent être calculées. Dans le tableau 1.2, nous avons fait figurer le rapport entre les valeurs caractéristiques du laboratoire et de l'objet astrophysique, pour que la similitude soit réalisée. Si on prend, donc, ces états comme point de départ pour l'évolution

Dimension		Supernova	Laboratoire
		t = 13 ans	t = 8 ns
L	[cm]	3×10^{16}	0.01
ρ	[g/cm ³]	10^{-22}	0.6
P	[bar]	10^{-11}	3×10^6
v	[km/s]	9500	65
T	[eV]	30000	15

Tableau 1.2 Echelles entre les deux systèmes

des deux systèmes, celle-ci sera semblable aux facteurs d'échelle près. Dans ce cas précis, l'expérience en laboratoire peut a priori apporter, grâce à des mesures fiables et exhaustives des paramètres, une réponse claire sur cet aspect des explosions de supernovæ de type II.

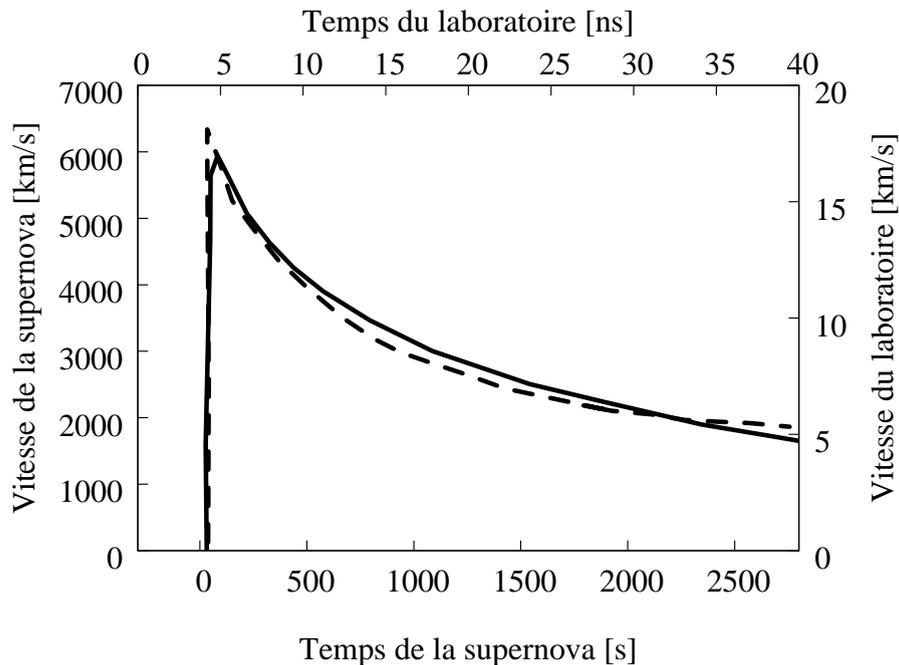


Figure 1.5 Simulation monodimensionnelle de la vitesse d'interface He-H pour la supernova (en trait plein) et pour l'expérience Cu-CH rapportée à des échelles de laboratoire (en tirets).

Source : [Kane *et al.* 1999, Miles *et al.* 2004]

Les expériences laser peuvent produire des chocs très puissants et un mélange hydrodynamique semblable à ceux trouvés dans les supernovæ. Dans une série d'expériences [Miles *et al.* 2004], un choc fort passe à travers une interface séparant le matériel dense (comme le noyau d'une supernova) de cuivre de l'enveloppe externe de plus faible densité (plastique CH₂). Sur la figure 1.5 on montre aussi une simulation de ces expériences à l'aide des codes numériques.

Hydrodynamique classique et ondes de choc

Afin d'atteindre des états de haute densité d'énergie (HDE), la compression d'un milieu par onde de choc s'avère la technique la plus simple et la plus efficace à utiliser.

Dans ce chapitre, nous allons définir ce qu'est une onde de choc, comment elle se forme et les effets sur les matériaux grâce au formalisme de l'hydrodynamique des milieux compressibles, par exemple dans le cas d'un gaz parfait. Nous établirons que la compression dynamique ne permet toutefois d'atteindre que certaines régions du diagramme de phase.

2.1 Définition

Une onde au sens physique est un champ. La surface agitée d'un lac en est un exemple assez intuitif : la hauteur d'eau peut varier dans l'espace (la surface du lac) et dans le temps. Le mouvement de la surface est décrit mathématiquement par une fonction h (c-à-d le champ) à trois variables x, y et t où $h(x, y, t)$ est la hauteur d'eau au point (x, y) à l'instant t .

Une onde de choc est une discontinuité des champs des grandeurs thermodynamiques. Dans le cas de la surface du lac, une onde de choc serait un mur d'eau qui se déplace (une sorte de *tsunami*).

2.2 Dynamique des fluides

On supposera que les particules contenues dans un élément de volume élémentaire ont un comportement suffisamment collisionnel pour que leurs propriétés puissent être résumées par des grandeurs statistiques moyennes (densité, pression, température, vitesse, etc ...). Les équations aux dérivées partielles sont les principaux outils mathématiques qui permettent d'étudier la dynamique des ondes, c'est-à-dire les lois de leur mouvement.

On peut décrire le mouvement d'une façon intuitive : chaque point de l'onde semble se déplacer à une vitesse caractéristique : si l'on suit l'onde à cette vitesse en partant de ce point, l'état de l'onde (la hauteur d'eau, etc ...) ne change pas.

Dans le cas du son, la vitesse caractéristique est la vitesse du son (le son est une onde de pression dans les gaz, les liquides et les solides). De façon générale, la vitesse caractéristique est la vitesse de propagation des petites perturbations.

On peut établir simplement l'évolution de la forme de l'onde. Soit une onde en mouvement dans une direction dont la vitesse caractéristique varie avec la hauteur : si la vitesse au sommet est plus grande qu'à la base, le sommet rattrape la base, la face avant de l'onde devient de plus en plus abrupte. Si la vitesse au sommet est au contraire plus petite qu'à la base, c'est la face arrière de la vague qui devient de plus en plus abrupte. Dans les deux cas, une des interfaces de la vague devient verticale au bout d'un temps fini. Tout se passe comme si toutes les parties de l'onde se concentrent en un même point. Il y a une sorte d'implosion de la vague sur elle-même. On peut aussi penser à une compression. C'est pourquoi de telles ondes de choc sont appelées compressives. En effet, lorsque les parties de l'onde se concentrent, inévitablement sa densité augmente et donc on comprime le matériau.

La compressibilité est une caractéristique d'un corps, définissant sa variation relative de volume sous l'effet d'une pression appliquée. C'est une valeur très grande pour les gaz, faible pour les liquides et très faible pour les solides usuels.

Elle se définit comme :

$$\chi = -\frac{1}{V} \frac{dV}{dP}$$

où V est le volume du corps et P la pression appliquée. La variation de volume avec la pression étant le plus souvent négative, cette définition rend la compressibilité χ positive.

Cette définition est le plus souvent insuffisante : sous l'effet d'une compression, les corps ont tendance à s'échauffer, et donc on définit une compressibilité isotherme pour un corps restant à température constante :

$$\chi_T = -\frac{1}{V} \frac{\partial V}{\partial P}$$

la dérivée étant prise à température constante.

Lorsque la vague devient raide, on peut la représenter comme une discontinuité en mouvement, donc comme une onde de choc. On divisera la vague en « amont » (la partie devant la vague) et « aval » (la partie derrière, qui a été atteinte par la vague) et on essaiera de donner des conditions (conservation, continuité etc...) entre ces deux états.

Commençons maintenant par traiter le cas d'un gaz parfait. En effet, cette approximation nous permet de bien définir les propriétés du choc en supposant les propriétés thermodynamiques connues (comme l'équation d'état).

Pour décrire les propriétés d'un fluide en mouvement, deux systèmes de coordonnées sont possibles, l'un et l'autre présentant des avantages dans des situations particulières. Il s'agit de la description lagrangienne et de la description eulérienne. Tandis que la première consiste à observer les modifications

des propriétés d'une particule fluide que l'on suit dans son mouvement, pour la seconde, on se place en un point fixe du milieu à étudier et on observe les modifications des propriétés du fluide qui défile en ce point. Les deux descriptions sont liées par la relation

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \quad (2.1)$$

2.2.1 Conservation de la masse

Considérons le flux de masse entrant et sortant par les surfaces délimitant un volume $\Delta V = \Delta x \times \Delta y \times \Delta z$ ainsi que les quantités qui y sont créées et consommées (termes source et puits) pendant un intervalle de temps Δt . Si on fait un calcul infinitésimal, on aboutit aux équations de continuité dans les deux représentations introduites précédemment :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \rho \vec{u} &= 0 && \text{Euler} \\ \frac{D\rho}{Dt} + \rho \vec{\nabla} \cdot \vec{u} &= 0 && \text{Lagrange} \end{aligned} \quad (2.2)$$

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

2.2.2 Conservation de la quantité de mouvement

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

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} \vec{u} &= -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p && \text{Euler} \\ \rho \frac{D\vec{u}}{Dt} &= -\vec{\nabla} p && \text{Lagrange} \end{aligned} \quad (2.3)$$

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

2.2.3 Conservation de l'énergie

L'équation de conservation de l'énergie ne fait que traduire le premier principe de la thermodynamique. En l'occurrence, un changement de l'énergie interne E d'une particule fluide donnée est le résultat des travaux de compression

exercés par le milieu extérieur et de l'énergie spécifique Q générée par des sources externes :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\rho E + \frac{\rho u^2}{2} \right) &= -\vec{\nabla} \left[\rho \vec{u} \left(E + \frac{u^2}{2} \right) + p \vec{u} \right] + \rho Q && \text{Euler} \\ \frac{DE}{Dt} + p \frac{DV}{Dt} &= Q && \text{Lagrange} \end{aligned} \quad (2.4)$$

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

$$\frac{DE}{Dt} + p \frac{DV}{Dt} = 0; \quad \text{soit} \quad \frac{DS}{Dt} = 0 \quad (2.5)$$

ou S désigne l'entropie spécifique en $\frac{J}{K kg}$.

Lorsqu'on est à l'équilibre thermodynamique, alors l'équation de la conservation de l'énergie peut s'écrire sous une forme différente basée sur le second principe de la thermodynamique : $T dS = dE + p dV$.

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

2.2.3.1 Equation d'état

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

$$F = E - TS, \quad (2.6)$$

$$dF = \frac{p}{\rho^2} d\rho - SdT, \quad (2.7)$$

où E est l'énergie interne et S l'entropie. De la différentielle de F (2.7), nous pouvons déduire la pression et l'entropie :

$$p = \rho^2 \left(\frac{\partial F}{\partial \rho} \right)_T, \quad (2.8)$$

$$S = - \left(\frac{\partial F}{\partial T} \right)_\rho, \quad (2.9)$$

puis, réinjectant (2.9) dans (2.6) nous obtenons l'énergie interne

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

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

$$f(p, \rho, E) = 0. \quad (2.10)$$

Cohérence thermodynamique

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

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

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

$$p - \rho^2 \left(\frac{\partial E}{\partial \rho} \right)_T = T \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_\rho. \quad (2.11)$$

2.2.4 Approximation linéaire : ondes sonores

Les ondes sonores permettent de caractériser mécaniquement un milieu de manière assez intuitive. En effet, la vitesse du son est la vitesse de petites perturbations de pression ou de densité. Nous allons donc montrer que pour de faibles perturbations se propageant dans un écoulement de faible vitesse (devant la vitesse du son), les équations de la dynamique des gaz se réduisent à une équation d'onde. De là nous pourrions obtenir l'expression de la vitesse du son, et étudierons les solutions générales de l'équation d'onde. Enfin nous nous intéresserons à l'onde de raréfaction, conséquence de la conservation de l'énergie.

2.2.4.1 Vitesse du son

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

Écrivons l'équation de continuité :

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

En se limitant au premier ordre et considérant un problème à une dimension, et en dérivant par rapport au temps, on obtient :

$$\frac{\partial^2 \Delta\rho}{\partial t^2} = -\rho_0 \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial t}. \quad (2.12)$$

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

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

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

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

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

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

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

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

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

$$-c^2 \frac{\partial^2 \Delta\rho}{\partial x^2} = \rho_0 \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial t} \quad (2.13)$$

et que l'on l'ajoute à (2.12), on obtient :

$$\frac{\partial^2 \Delta\rho}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 \Delta\rho}{\partial x^2}, \quad (2.14)$$

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

2.2.4.2 Solutions de l'équation d'onde

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

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

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

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

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

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

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

que l'on intègre dans le temps :

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

Ainsi :

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

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

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

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

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

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

$$\begin{aligned} f_1 &= \frac{1}{2} \left(\frac{c}{\rho_0} \Delta \rho(x, 0) + u(x, 0) \right), \\ f_2 &= \frac{1}{2} \left(\frac{c}{\rho_0} \Delta \rho(x, 0) - u(x, 0) \right). \end{aligned} \quad (2.15)$$

2.2.4.3 Energie d'une onde sonore

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

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

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

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

$$T dS = dE + p dV, \quad (2.16)$$

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

$$dE = T dS - p dV = \frac{p}{\rho^2} d\rho.$$

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

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

On obtient alors :

$$\Delta E = \frac{p_0}{\rho_0^2} \Delta \rho + \frac{c^2}{2\rho_0^2} (\Delta \rho)^2 - \frac{p_0}{\rho_0^3} (\Delta \rho)^2. \quad (2.17)$$

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

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

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

$$\begin{aligned} \Delta(\rho E) &= \left(\frac{p_0}{\rho_0} + E_0 \right) \Delta \rho + \frac{c^2}{2\rho_0} (\Delta \rho)^2 \\ &= h_0 \Delta \rho + \frac{c^2}{2\rho_0} (\Delta \rho)^2 \end{aligned} \quad (2.18)$$

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

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

nous voyons que le terme d'ordre deux de (2.18) est exactement égal à la variation d'énergie cinétique (les conditions initiales étant données par $u = u_0$, $p = p_0$ et $\rho = \rho_0$).

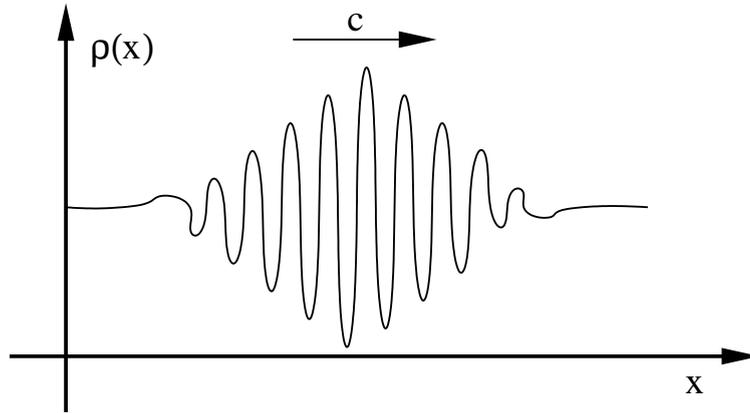


Figure 2.1 Paquet d'ondes acoustiques se propageant dans un gaz au repos.

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

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

On voit dans cette expression que seul le terme de premier ordre en $\Delta \rho$ traduit un changement de volume du gaz perturbé. Dans le cas d'un paquet d'ondes acoustiques se propageant dans un gaz infini au repos (fig 2.1), les changements de densité dus à la compression sont compensés par ceux dus à l'expansion à $(\Delta \rho)^2$ près. L'énergie de l'onde sonore est donc dans ce cas une quantité du second ordre en $\Delta \rho$:

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

2.2.4.4 Distorsion d'une onde simple

Commençant par la solution d'une onde non linéaire :

$$x(t) = (u + c(u))t + \phi(u), \quad (2.19)$$

soit

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

qui est une onde simple se propageant vers la droite à la vitesse $u + c(u)$. On peut alors constater dès maintenant qu'un profil spatial de vitesse $u(x, t = 0)$

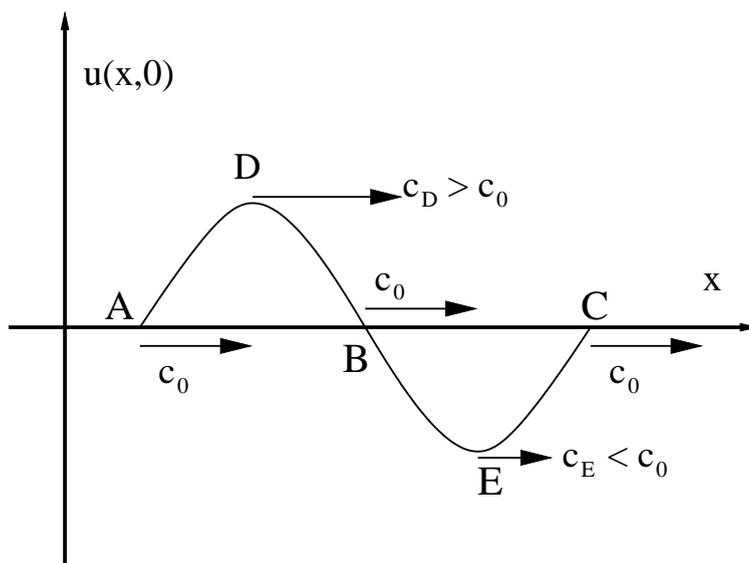


Figure 2.2 Profil initial de vitesse et caractéristiques correspondantes.

verra ses différents points se propager à des vitesses différentes du fait de la dépendance de c en u .

On se propose alors d'étudier cette distorsion du profil dans le cas d'un gaz parfait en choisissant les conditions initiales de manière à avoir dans le gaz non perturbé

$$u = 0 \quad \text{et} \quad c = c_0$$

Les équations de la dynamique des gaz $dx/dt = u \pm c$ sont des différentielles totales exactes des quantités :

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

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

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

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

L'invariant de Riemann permet alors d'écrire

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

On voit alors que si $u > 0$, $c(u) > c_0$ et que sinon $c(u) < c_0$. Considérons alors le profil initial de vitesse $u(x, 0)$ de la figure 2.2. Les noeuds A , B et C se propagent à la vitesse du son du fluide non perturbé c_0 et les caractéristiques issues de ces points dans le plan (x, t) ont toutes la même pente. Par contre, le

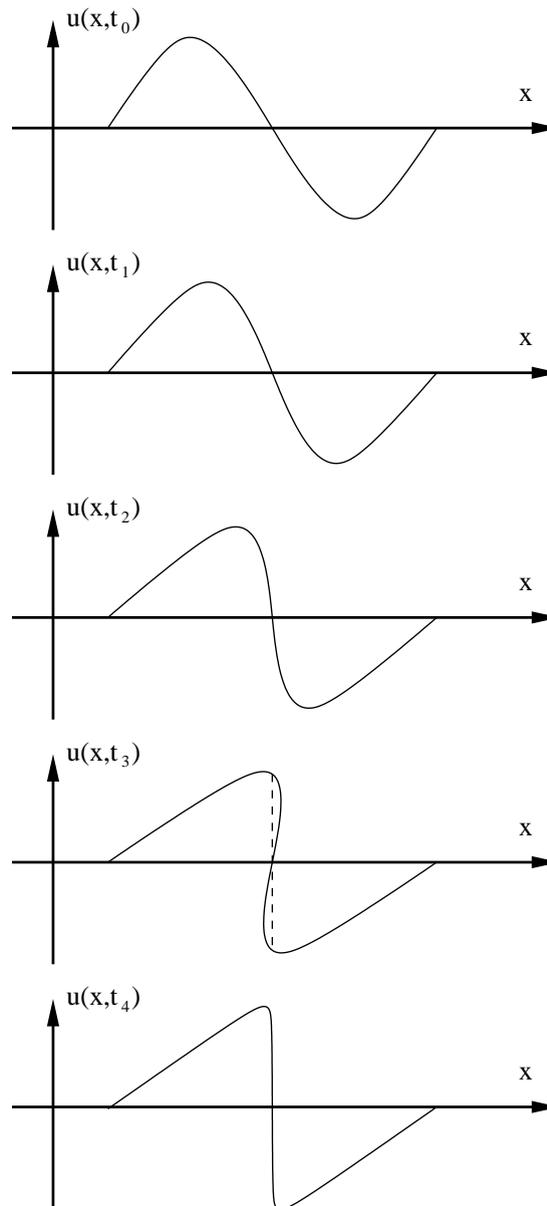


Figure 2.3 Distorsion au cours du temps d'une onde sonore résultant de la non-linéarité des équations de la dynamique des gaz.

ventre D possède une vitesse initiale > 0 . La caractéristique issue de ce point est donc plus pentue et la vitesse de propagation y est supérieure à la vitesse du son c_0 . A l'inverse, le ventre E part avec une vitesse < 0 : la caractéristique qui en est issue est moins pentue que celles qui sont issues des noeuds et la vitesse de propagation de E est donc inférieure à la vitesse du son c_0 .

Au bout d'un temps suffisamment long, les caractéristiques issues de D , B et E se croisent et l'on obtient un profil distordu comme sur la figure 2.3. Ce croisement des caractéristiques se traduit par une non unicité des variables de l'écoulement. On se trouve alors dans le cas où une solution continue aux équations de la dynamique des gaz n'existe pas. C'est historiquement devant cette difficulté qu'a commencée le développement de la théorie des ondes de choc.

2.2.5 Ondes de choc et Relations d'Hugoniot-Rankine

L'origine de la théorie des ondes de choc peut être reliée au travail de Bernhard Riemann sur la propagation des perturbations acoustiques et l'étude expérimentale de l'écoulement supersonique effectuée par Ernst Mach, dans la seconde moitié du dix-neuvième siècle.

Cependant, la recherche théorique et expérimentale sur des phénomènes de choc dans la matière, à été développée intensivement à partir du projet *Manhattan* aux Etats-Unis, puis en Union soviétique. L'étude des ondes de choc est depuis devenue un aspect fondamental de l'hydrodynamique, de la physique des plasmas (notamment pour la fusion par confinement inertiel), mais aussi de l'astrophysique.

2.2.5.1 Equations de conservation

Considérons un gaz au repos de pression et densité constantes p_0 et ρ_0 (figure 2.4). A la gauche de ce gaz se trouve un piston. À partir du temps $t > 0$,

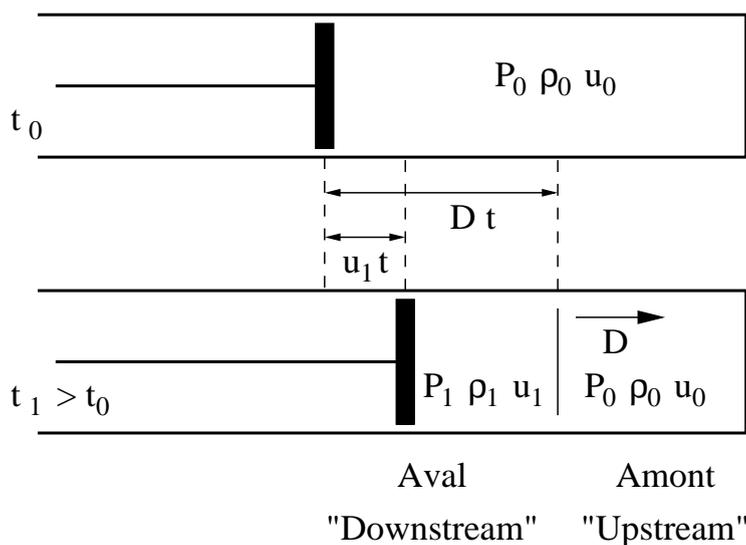


Figure 2.4 Propagation d'une onde de choc générée par le mouvement d'un piston dans un gaz

le piston pénètre dans le gaz à la vitesse constante u_1 . Comme nous l'avons vu précédemment, il n'existe pas de solution continue à ce problème. Seules les solutions triviales aux équations de la dynamique des gaz peuvent être appliquées ; en l'occurrence u_1 , p_1 , et ρ_1 constantes. De plus, il faut respecter les conditions initiales décrivant l'état du gaz à $t < 0$ et aux limites, à savoir que la vitesse du gaz près du piston doit être égale à u_1 . Il ne reste donc qu'une seule solution : celle donnée par le croisement des caractéristiques dans le plan (x, t) .

Les équations de conservation de manière générale ne requièrent pas la continuité des variables d'écoulement. Elles sont le plus souvent écrites sous forme d'équations différentielles car il s'agit le plus fréquemment d'un écoulement

continu. D'un point de vue mathématique, il est possible d'intégrer ces équations sur une épaisseur Δx que l'on fait tendre vers 0. Les variables d'écoulement possèdent donc sur Δx des gradients très importants. En ignorant toute longueur caractéristique, Δx se réduit à une discontinuité appelée onde de choc. En pratique, Δx est de l'ordre du libre parcours moyen dans un gaz et du paramètre de maille du réseau cristallin dans un solide.

Utilisons alors les lois de conservation pour déterminer les inconnues du problème : la pression et la densité du milieu comprimé p_1 et ρ_1 ainsi que la vitesse de propagation du choc notée D .

Conservation de la masse

Une masse de gaz $\rho_0 D t$, contenue dans une section unité (de façon à pouvoir traiter le problème unidimensionnel), est mise en mouvement au temps t . Cette masse occupe un volume $(D - u_1)t$. La densité du milieu comprimé satisfait donc à la condition :

$$\rho_1(D - u_1)t = \rho_0 D t.$$

Conservation de la quantité de mouvement

L'impulsion acquise par la masse $\rho_0 D t$ est $\rho_0 D t u_1$ qui doit être égale à la quantité de mouvement due à la force de pression exercée par le piston :

$$\rho_0 D u_1 t = (p_1 - p_0)t.$$

Conservation de l'énergie

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

$$\rho_0 D t \left(\varepsilon_1 - \varepsilon_0 + \frac{u_1^2}{2} \right) = p_1 u_1 t,$$

où $\varepsilon_1 - \varepsilon_0$ est la variation d'énergie interne. On peut l'écrire aussi sous la forme :

$$\varepsilon_1 - \varepsilon_0 = \frac{u_1^2}{2} \left(1 + \frac{2p_0}{p_1 - p_0} \right)$$

qui traduit le fait que lors d'un choc très fort ($p_1 \gg p_0$) la variation d'énergie interne correspond au gain en énergie cinétique.

Les équations de conservation que nous venons d'écrire sont en réalité complètement indépendantes de la nature du milieu dans lequel se propage le choc.

Nous sommes partis de l'exemple du gaz parfait uniquement à des fins d'illustration. A partir des équations précédentes, on obtient :

$$\begin{aligned} \rho_1 &= \rho_0 \frac{D}{D - u_1} \\ p_1 - p_0 &= \rho_0 D u_1 \\ h_0 + \frac{D^2}{2} &= h_1 + \frac{(D - u_1)^2}{2} \end{aligned} \quad (2.20)$$

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

Relations d'Hugoniot-Rankine

En intégrant les équations fluides (2.2), (2.3) et (2.4) sur une épaisseur $\Delta x \rightarrow 0$, on obtient les équations de conservation de la masse, de l'impulsion et de l'énergie dans le référentiel du front de choc :

$$\begin{aligned} \rho_1 \hat{u}_1 &= \rho_0 \hat{u}_0 \\ p_1 + \rho_1 \hat{u}_1^2 &= p_0 + \rho_0 \hat{u}_0^2 \\ h_1 + \frac{\hat{u}_1^2}{2} &= h_0 + \frac{\hat{u}_0^2}{2}, \end{aligned} \quad (2.21)$$

où ici \hat{u}_0 et \hat{u}_1 désignent respectivement les vitesses fluides en amont et en aval du front de choc. Dans le référentiel du front de choc,

$$\begin{aligned} \hat{u}_0 &= -D, \\ \hat{u}_1 &= -(D - u_1). \end{aligned} \quad (2.22)$$

Variation d'entropie

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

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

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

où ici γ est le coefficient adiabatique des gaz parfaits, $c_v = \frac{pV}{T(\gamma-1)}$ et V_0 le volume initial. Dans une transformation par choc, le saut d'entropie est

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

qui augmente avec la pression et qui tend vers 0 lorsque $p_1/p_0 \rightarrow 1$.

2.2.5.2 Courbe d'Hugoniot

Pour plus de clarté dans ce qui suit, posons $V_0 = 1/\rho_0$ et $V_1 = 1/\rho_1$. En éliminant successivement les variables $D - u_1$ et D de les deux premières équations de (2.20), on a :

$$(D - u_1)^2 = V_1^2 \frac{p_0 - p_1}{V_1 - V_0}, \quad (2.23)$$

$$D^2 = V_0^2 \frac{p_0 - p_1}{V_1 - V_0}. \quad (2.24)$$

Ce qui nous permet d'exprimer la vitesse fluide u_1 définie par rapport au milieu non perturbé :

$$u_1 = \sqrt{(p_0 - p_1)(V_0 - V_1)}. \quad (2.25)$$

Puis en injectant (2.23) et (2.24) dans la relation de conservation de l'énergie (troisième de 2.20), on obtient :

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

qui peut également s'écrire $2\Delta E = (p_1 + p_0)(V_0 - V_1)$.

Cette relation permet de tracer la « courbe d'Hugoniot », représentant le lieu des états finals du milieu comprimé par onde de choc. De manière générale, on peut écrire que cette courbe est donnée par la fonction :

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

Elle n'est pas fonction d'une seule variable, mais est aussi paramétrée par l'état initial du milieu p_0, V_0 . De plus, du fait de l'irréversibilité du processus, le chemin suivi n'est pas situé sur la surface d'état (2.10).

Ainsi comme nous pouvons le constater sur la figure 2.5, une transformation par choc dépend des conditions initiales et diffère de l'isentrope.

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

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

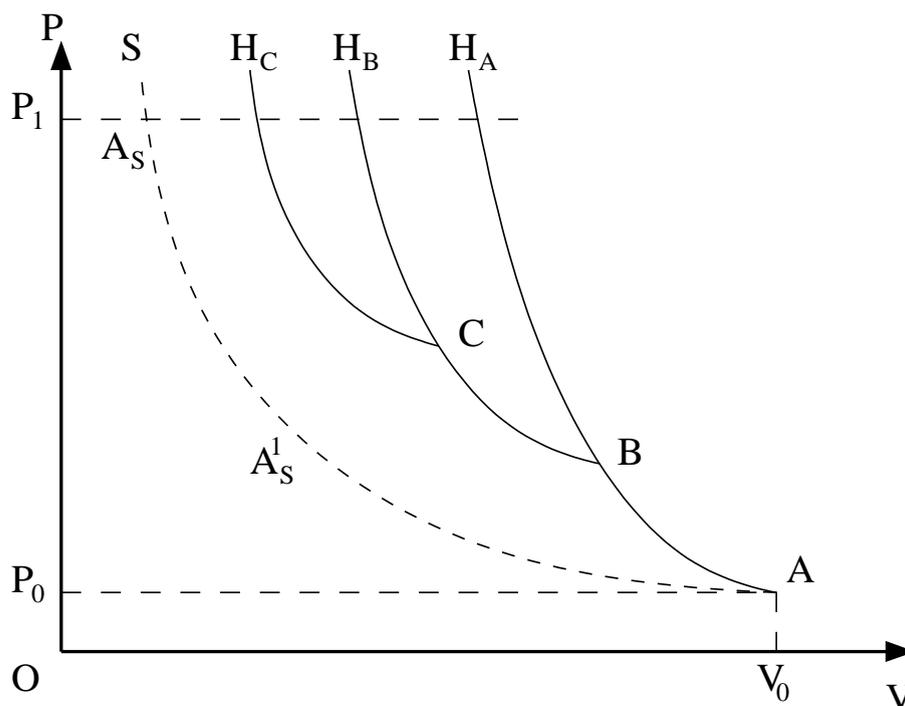


Figure 2.5 Dans le plan pression-volume spécifique : transformation isentropique (courbe (S)) et courbes d'Hugoniot issues des états A, B et C (respectivement, courbes (H_A), (H_B) et (H_C)).

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

Comme on le verra dans le prochain chapitre, la génération d'un choc radiatif est fondée sur la mise en vitesse maximum dans un milieu suffisamment diluée pour optimiser l'effet du rayonnement (voir le paragraphe suivant 2.3). Cela se traduit notamment par la génération d'une onde de choc laser qui se propagera dans les couches successives de la cible ayant des densités différentes.

Il est donc important de montrer comment un choc se propage entre deux milieux (on verra que ce phénomène interviendra plusieurs fois dans l'expérience).

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

On appelle « polaire de choc » le lieu des états finals dans le plan pression-vitesse fluide (figure 2.6). Si M représente l'état final du choc alors on appelle « impédance de choc » la pente de la droite OM.

D'après (2.20), la pression du choc est $p = \rho_0 Du$, si bien que l'impédance du choc Z est

$$Z = \rho_0 D.$$

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

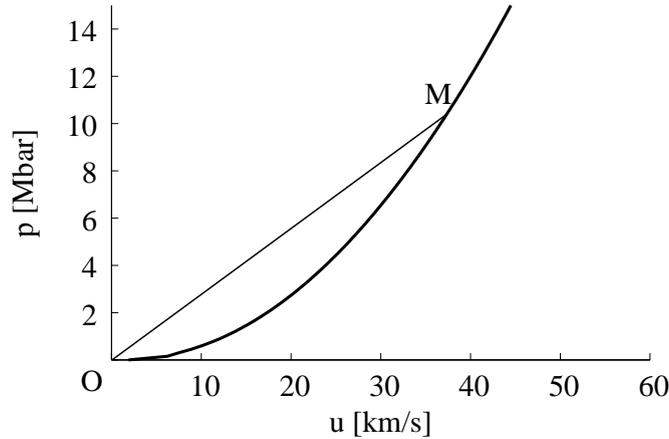


Figure 2.6 Polaire de choc du plastique extraite des tables SESAME. La pente de la droite OM est l'impédance de choc.

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

$Z_A < Z_B$

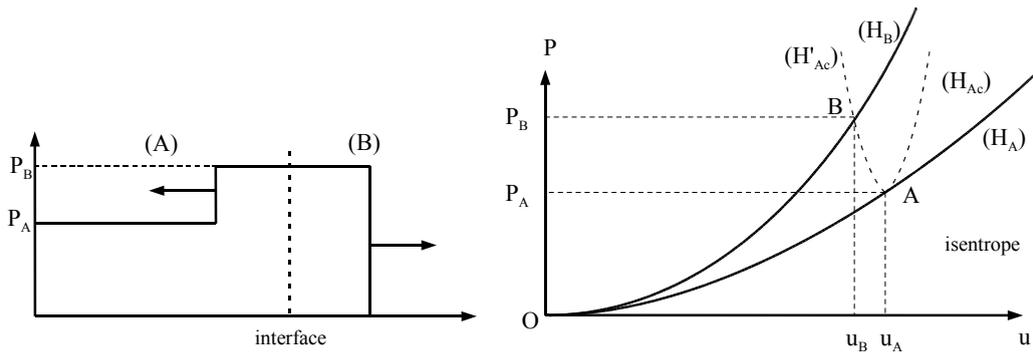


Figure 2.7 Profil de pression après passage du choc d'un matériau d'impédance de choc Z_A vers un matériau d'impédance Z_B plus élevée et représentation dans le plan (p, u) .

Le choc qui se propage dans le matériau A amène la matière au point A dans le plan pression-vitesse fluide (figure 2.7). De ce point part une onde de choc réfléchi vers le milieu A décrit par la courbe (H'_{Ac}) . Cette courbe est la symétrique de la polaire (H_{Ac}) appelée polaire chaude car elle a pour conditions initiales le point A situé sur la polaire (H_A) . La pression du choc réfléchi dans A et transmis dans B est donnée par l'intersection de (H'_{Ac}) et de la polaire de B (H_B) . On observe sur la figure 2.7, que le choc transmis dans un milieu

d'impédance plus élevé ralenti, ce qui est a priori néfaste à l'obtention d'un choc radiatif, comme nous le verrons dans le chapitre 3.

$Z_A > Z_B$

Une onde de détente est réfléchiée dans le matériau (A). Dans le plan pression-vitesse fluide (figure 2.8), la pression de A en détente partielle dans B est donnée par l'intersection de l'isentrope issue de la polaire H_A avec la polaire H_B de B.

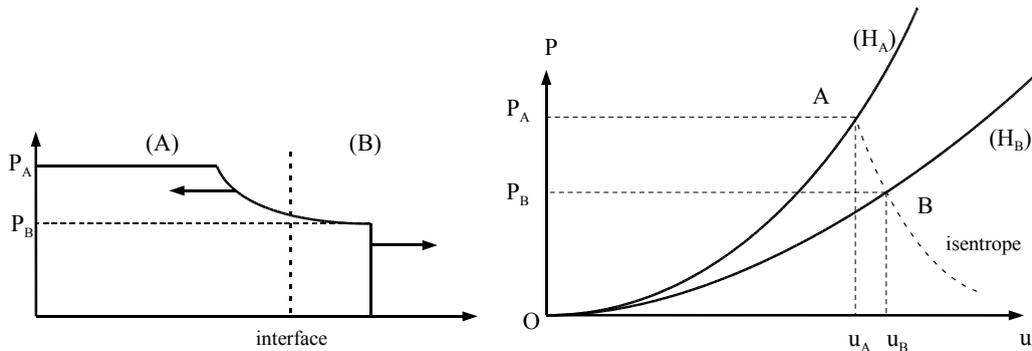


Figure 2.8 Profil de pression après passage du choc d'un matériau d'impédance de choc Z_A vers un matériau d'impédance Z_B plus faible et représentation dans le plan (p, u) .

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

$$v_{détente} = \int_{P_A}^{P_B} \left(-\frac{\partial V}{\partial p} \right)_S^{1/2} dp.$$

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

On montre sur la figure 2.8 que lors d'un passage du choc vers un matériel de impédance moins élevé, on a une accélération. Cette propriété nous aidera pour la génération d'un choc très rapide, comme l'on montrera dans le prochain chapitre, nous aidant ainsi à la création d'un choc radiatif.

$Z_A > Z_C \gg Z_B$: Accélération d'un choc

Enfin on montre comment le choix des matériaux peut engendrer des vitesses de choc très différentes. On décrit ici une méthode que l'on détaillera dans les prochains chapitres, nous permettant de trouver les meilleurs matériaux pour générer les vitesses les plus élevées.

Sur la figure 2.9, on montre que si on se trouve sur le point A (u_A, P_A) de l'Hugoniot du matériau (H_A) , lors du passage du choc dans le matériel d'Hugoniot (H_B) d'impédance beaucoup plus faible, on atteindra le point B (u_B, P_B) la vitesse d'interface sera donc accélérée.

Si on interpose une couche d'un matériau de densité intermédiaire d'Hugoniot (H_C) avec $Z_A > Z_C \gg Z_B$, on voit que à partir du point A on atteint le point C pour ensuite atteindre le point B' par désadaptation d'impédance ($u_{B'}, P_{B'}$). Comme on peut le voir la vitesse finale $u_{B'}$ sera plus élevée ($u_{B'} > u_B$).

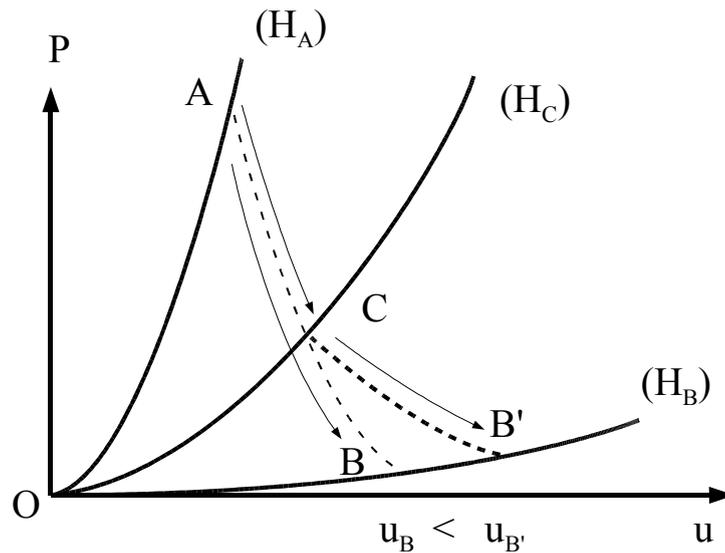


Figure 2.9 Hugoniot des trois matériaux avec $Z_A > Z_C \gg Z_B$, adaptation à l'accélération d'un choc .

Cette méthode est utilisée en laboratoire pour produire des choc de plus en plus rapides [Koenig *et al.* 1999]. Entre autre, pour revenir à l'astrophysique, une telle configuration se retrouve dans de nombreuses situations, telles que le passage d'un choc à travers l'atmosphère d'une supernovæ, qui est composée de couches de matériaux de plus en plus légers dans la structure en « pelure d'oignon » (figure 1.2).

L'accélération du choc dans ce type de configuration pourrait être la source de sursauts X-UV. Par ailleurs les ondes de choc dans des gradients de densité décroissante sont aussi supposées instables aux perturbations à grande échelle du front de choc, ce qui a des conséquences importantes sur la structure et l'évolution des restes de supernovæ.

2.3 Création d'une onde de choc en laboratoire

Depuis plusieurs dizaines d'années, il a été montré [Basov *et al.* 1967, Cottet & Romain 1982, Cottet *et al.* 1984] qu'il est possible de créer en laboratoire des ondes de choc à l'aide des lasers de puissance. Nous allons aborder ici la méthode que l'on a utilisée dans les expériences décrites dans ce travail : l'attaque directe sur cible.

L'interaction laser-matière en impulsion « longue » ($\gtrsim 100\text{ps}$) peut être décrite en trois régimes, selon l'intensité sur cible :

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

Dans ce dernier régime, un plasma chaud est créé à la surface de la cible. Ce plasma, dans lequel se propage le faisceau laser, se détend dans le vide. En réaction à cette détente se forme une onde de choc qui va se propager vers l'intérieur de la cible. Dans un premier temps nous décrivons les mécanismes d'absorption de l'énergie laser (2.3.1), puis son transport vers l'intérieur de la cible (2.3.2). Enfin (2.3.3), nous établissons dans les équations décrivant l'écoulement du plasma qui se détend permettant d'évaluer la pression dite d'ablation à laquelle l'onde de choc se forme.

2.3.1 Absorption de l'énergie laser

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

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

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

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

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

$$n_c (\text{cm}^{-3}) = \frac{\epsilon_0 m_e}{e^2} \omega^2 = \frac{1.1 \times 10^{21}}{(\lambda [\mu\text{m}])^2}$$

pour laquelle le vecteur d'onde s'annule et le laser ne se propage plus. Dans nos conditions, $\lambda = 0.527 \mu\text{m}$ ce qui conduit à $n_c = 4 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$.

La zone où la densité électronique est inférieure à la densité critique est la zone d'interaction, également appelée couronne (figure 2.10). Cette zone où le rayonnement laser se propage est généralement isotherme ($\sim \text{keV}$ pour une impulsion de l'ordre de la ns et un éclaircissement de l'ordre de 10^{13} W/cm^2). Elle est le siège de nombreux mécanismes non-linéaires (instabilités paramétriques) résultant de l'interaction du faisceau laser avec le plasma. Les deux principaux

mécanismes d'absorption de l'énergie laser sont l'absorption résonnante et l'absorption collisionnelle.

2.3.1.1 Absorption résonnante

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

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

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

$$I_{laser} [\text{W/cm}^2] \leq \frac{10^{14}}{(\lambda[\mu\text{m}])^2} = 3.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2,$$

ce qui est vérifié dans nos expériences.

2.3.1.2 Absorption collisionnelle

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

L'absorption de l'intensité laser est décrite par

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

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

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

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

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

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

où Λ est le logarithme coulombien donné par

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

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

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

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

2.3.2 Transport de l'énergie

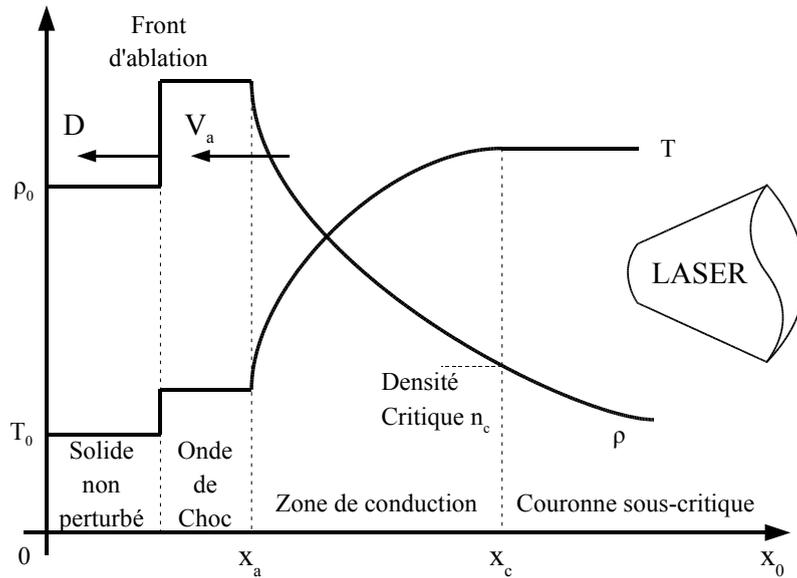


Figure 2.10 Absorption et transport de l'énergie laser par un matériau léger ($Z < 10$). x_a désigne la position du front d'ablation et x_c celle de la surface critique.

On peut distinguer sur la figure 2.10 les profils de densité volumique de masse et de température dans les différentes zones caractéristiques de l'écoulement du plasma en face avant créé par laser lors de l'interaction avec un matériau léger ($Z < 10$): On distingue trois régions: la *couronne* que nous venons de décrire, la *zone de conduction* et la *zone sous choc* où la densité est supérieure à la densité du solide.

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

2.3.2.1 Conduction thermique

Suivant la théorie de [Spitzer & Härm 1953], le flux de chaleur est donné par la formule :

$$Q_{\text{SH}} = -k_0 T_0^{5/2} \frac{dT_e}{dx} \quad (2.26)$$

où k_0 est la conductivité thermique électronique. Cette formule est applicable uniquement lorsque la longueur de gradient de la température est supérieure au libre parcours moyen des électrons. Dans la zone de conduction les gradients peuvent être très raides et, dans ce cas, l'équation 2.26 n'est plus valable. Des expériences réalisées par [Gray & Kilkeny 1980] ont montré que le flux de chaleur est inférieur (d'un facteur compris entre 10 et 100) à celui donné par la formule classique. On utilise alors les expressions heuristiques suivantes :

$$Q = \epsilon \min(|Q_{\text{SH}}, f N_e k T_e) \quad (2.27)$$

$$Q^{-1} = (Q_{\text{SH}})^{-1} + (\epsilon f N_e k T_e)^{-1} \quad (2.28)$$

où la constante f appelée *facteur de flux limite* est inférieure à 1 et où ϵ est le signe de Dt_e/dx .

Une formule plus raffinée a été proposée par [Luciani *et al.* 1983]. Ces auteurs ont démontré que, dans le cas de gradients raides, le flux de chaleur en un point donné dépend du profil de température autour de ce point (sur des distances de l'ordre de soixante fois le libre parcours moyen électronique) et pas simplement du gradient de température en ce point. On parle alors de transport délocalisé. On peut montrer [Mora & Luciani 1994] que, dans ce cas, le flux de chaleur est assuré par des électrons dont la vitesse est de l'ordre de $3v_e$. Les simulations numériques que nous avons réalisées ont montré que l'équation 2.28 donne des résultats pratiquement équivalents à ceux de [Luciani *et al.* 1983] en utilisant $f = 0.06$.

2.3.3 Ecoulement du plasma et processus d'ablation

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

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

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial x} = 0, \quad (2.29)$$

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x} (p + \rho v^2), \quad (2.30)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} p + \frac{\rho v^2}{2} \right) = -\frac{\partial}{\partial x} \left(\rho v \left(h + \frac{v^2}{2} \right) + q \right) + I_{laser} \delta(x - x_c). \quad (2.31)$$

La pression p est donnée par :

$$p = n_e k_B T_e + n_i k_B T_i = \rho \frac{(Z+1)}{A m_0} k_B T = \rho c_s^2$$

où $c_s = \left(\frac{(Z+1)}{A m_0} k_B T \right)^{1/2}$ est la vitesse du son isotherme.

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

Le flux de chaleur dans un plasma est donné par :

$$q = -K_0 T^{5/2} \frac{\partial T}{\partial x} \quad (2.32)$$

où $K_0 \approx 10^{-11}$ S.I.

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

$$I_c [\text{W/cm}^2] \approx 2 \times 10^{13} \lambda^{-5} [\mu\text{m}] \left(\frac{Z^*}{3.5} \right)^{3/2} \left(\frac{A}{2Z} \right)^{5/4} \tau^{3/2} [\text{ns}] \quad (2.33)$$

alors la pression d'ablation $p_{ablation}$ et le taux d'ablation \dot{m}_a sont donnés par

$$p_{ablation} [\text{Mbar}] = 12.3 (I [10^{14} \text{W/cm}^2])^{2/3} (\lambda [\mu\text{m}])^{-2/3} \left(\frac{A}{2Z} \right)^{1/3} \quad (2.34)$$

$$\dot{m}_a [\text{kg/s} \cdot \text{cm}^2] = 150 (I [10^{14} \text{W/cm}^2])^{1/3} (\lambda [\mu\text{m}])^{-4/3} \left(\frac{A}{2Z} \right)^{2/3}$$

Si en revanche l'intensité est inférieure à l'intensité critique (2.33), comme montré par [Fabbro *et al.* 1985], la pression et le taux d'ablation sont alors donnés par

$$p_{ablation}[\text{Mbar}] = 11.6 (I[10^{14}\text{W}/\text{cm}^2])^{3/4} (\lambda[\mu\text{m}])^{-1/4} \left(\frac{A}{2Z}\right)^{7/16} \left(\frac{Z^*\tau[\text{ns}]}{3.5}\right)^{-1/8} \quad (2.35)$$

$$\dot{m}_a[\text{kg}/\text{s} \cdot \text{cm}^2] = 143 (I[10^{14}\text{W}/\text{cm}^2])^{3/4} (\lambda[\mu\text{m}])^{-4/3} \left(\frac{A}{2Z}\right)^{2/8} \left(\frac{Z^*\tau[\text{ns}]}{3.5}\right)^{-1/4}$$

Dans nos expériences, $\lambda = 0.527\mu\text{m}$ et $\tau \approx 1$ ns. Si le matériau ablateur est du plastique que l'on suppose $Z^* = 3.5$, alors l'eq. 2.33 nous donne

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

Etant donné que l'intensité laser du LULI2000, est un peu inférieure à cette valeur ($\sim 10^{14}\text{W}/\text{cm}^2$), on utilise l'eq. 2.35, ce qui donne une pression d'ablation théorique de

$$P_{ablation}[\text{Mbar}] = 18.3 (I[10^{14}\text{W}/\text{cm}^2])^{3/4}$$

et une pression donné par la 2.34 :

$$P_{ablation}[\text{Mbar}] = 13.1 (I[10^{14}\text{W}/\text{cm}^2])^{2/3}$$

Les intensités laser atteintes dans nos expériences (LULI 6F et LULI2000) sont limitées à $\approx 10^{14}\text{W}/\text{cm}^2$, ce qui conduit à des pressions d'ablation de ≈ 13 Mbar. Cette valeur nous permet déjà d'atteindre le régime HDE.

2.4 Conclusions

Nous avons montré (section 2.3) comment l'outil « laser intense » permet d'obtenir des pressions de plusieurs Mégabar, ce qui le rend tout à fait adapté pour générer des vitesses de choc très élevées. Nous avons donné les principaux résultats concernant la propagation d'une onde de choc dans un matériau (section 2.2). Plus particulièrement, nous nous sommes penchés sur l'étude du débouché du choc en surface libre et à sa transmission dans un milieu d'impédance de choc plus faible utilisant les courbes d'Hugoniot. Cela nous permet de prédire, de façon très simple, les conditions du choc lors du passage à travers différents matériaux. En plus on a montré le comportement des matériaux irradié par un laser de haute puissance pour avoir une loi d'échelle de la pression d'ablation générée lors de l'interaction laser-matière.

Chocs rayonnants et hydrodynamique radiative

Dans le chapitre précédent, nous avons vu comment créer en laboratoire un choc fort, comment celui-ci se propage dans la matière et comment il est modifié lors du passage entre deux matériaux. Cette propagation d'un choc que l'on appellera « classique », est souvent apparentée à une discontinuité comme elle est représentée sur la figure 3.1.

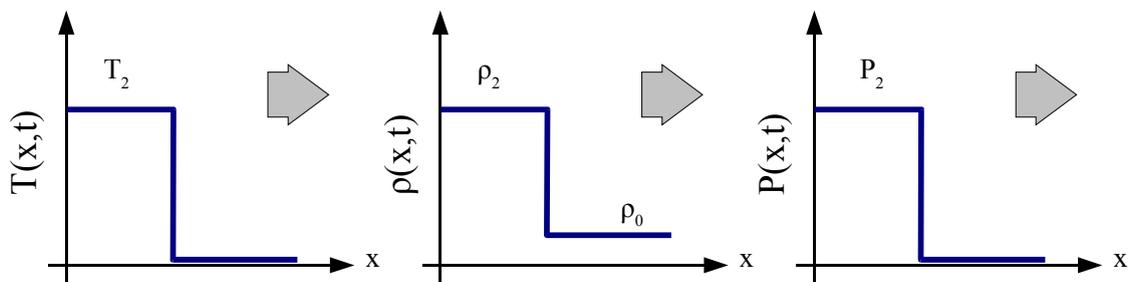


Figure 3.1 Profils de température, densité et pression pour un choc « classique »

Par rapport à la situation que nous souhaitons recréer dans nos expériences, nous n'avons pas pris en compte l'influence du rayonnement dans l'onde de choc. A priori, les relations de Rankine-Hugoniot (R-H), doivent être modifiées pour prendre en considération cet effet.

En réalité ces effets sont normalement négligeables dans les expériences de laboratoire classiques comme la mesure des équations d'état à l'aide des lasers de puissance [Benuzzi *et al.* 1998a, Huser 2004].

Le problème des modifications des relations classiques de R-H a été, par exemple, esquissé par [Sachs 1946], et par [Oppenheimer 1951] (voir figure 3.2), dans le cadre des pertes radiatives suite à une explosion nucléaire : [...] *Le rayonnement qui quitte la fireball a une distribution spectrale telle que les photons de courte longueur d'onde sont absorbés juste devant le choc et les photons de plus grande longueur d'onde peuvent sortir complètement. Par conséquent, la distribution de pression peut devenir comme indiqué sur la figure 10 (figure 3.2) [...] .*

Dans la première partie de ce chapitre, nous reprenons les équations de R-H (2.22) en rajoutant les termes auparavant négligés liés au rayonnement, en montrant les effets induits sur les matériaux. Ensuite, nous établissons des lois

3.4.3 Applicability of the Rankine-Hugoniot Equations

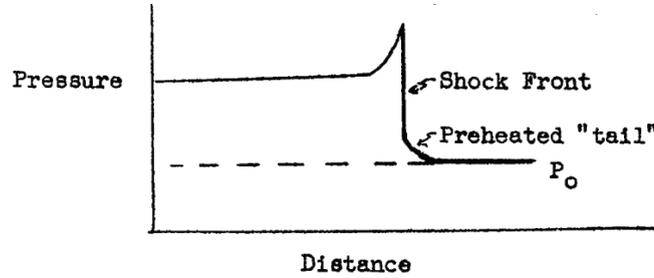


Fig. 10

Figure 3.2 Extrait de J R. Oppenheimer sur la croissance d'une « fire-ball »
<http://fas.org/sgp/othergov/doe/lanl/lib-www/la-pubs/00419574.pdf>.

d'échelles simples pour la vitesse du choc, la densité et le nombre atomique du milieu dans lequel il se propage.

Toutefois, ces cas simples restent qualitatifs, et nous amènent à développer une description détaillée du couplage entre matière et rayonnement dans la deuxième partie, en introduisant notamment l'équation du transfert radiatif.

3.1 Chocs radiatifs

On va décrire ici qualitativement les principaux paramètres qui interviennent dans la description des plasmas qui nous intéressent et des chocs dans ces plasmas, tout en donnant des ordres de grandeur correspondant aux chocs expérimentaux tels que nous les réalisons en laboratoire.

N'importe quel matériau soumis à un choc fort, devient radiatif si sa vitesse atteint une valeur suffisante. On utilisera ici le système de référence du choc, qui voit arriver le flux de matière à la vitesse $-u_s$, où u_s est la vitesse du choc dans le référentiel du laboratoire (voir figure 3.3).

Pour l'hydrodynamique, le flux thermique de matière qui rentre dans le choc est $F_t = \rho_0 u_s T_c$ (supposant que la vitesse de la matière dans la région du précurseur u_1 soit négligeable¹ *i.e.* $u_s \gg u_1$) et la température du choc T_c est proportionnelle à u_s^2 .

Le flux de rayonnement F_r , augmente comme $F_r \propto T_c^4$ et donc $F_r \propto u_s^8$. La vitesse u représente la vitesse juste derrière la discontinuité (voir figure 3.3) et est proportionnelle à u_s et donc $F_r \propto u_s^8$. Le rapport des flux est de l'ordre :

$$\frac{F_r}{F_t} \propto \frac{u_s^5}{\rho_0} \quad (3.1)$$

¹En première approximation on suppose donc que la pression du rayonnement P_r est négligeable par rapport à la pression hydrodynamique thermique du matériau P_t

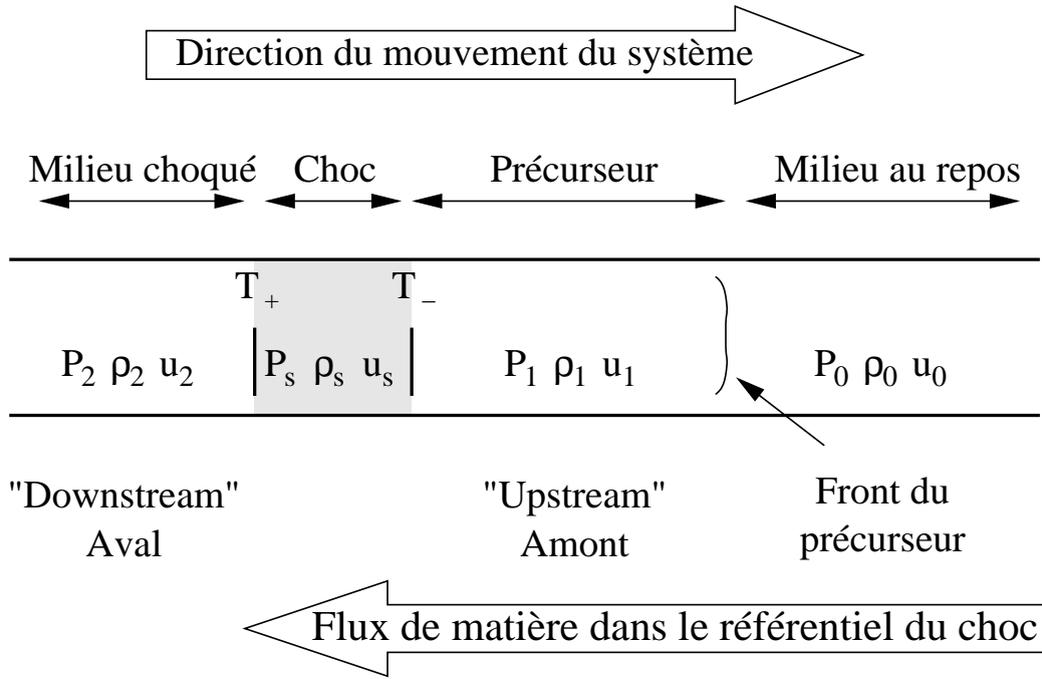


Figure 3.3 Schéma du choc radiatif. La vitesse u_s correspond à la vitesse du choc dans le repère du laboratoire.

qui nous montre comment en augmentant la vitesse du choc u_s on peut avoir $F_r \gg F_t$. On remarque également la dépendance inverse par rapport à la densité initiale du milieu : pour des matériaux moins denses il est plus facile d'atteindre ce régime.

Etant donné que la vitesse du rayonnement $\lesssim c$, est beaucoup plus grande que celle du choc, celui-ci se propage devant le choc presque instantanément. Le rayonnement peut alors être absorbé dans la région amont qui est en train de rentrer dans le choc à la vitesse $-u_s$, toujours dans le système de référence du choc (voir figure 3.3). L'énergie délivrée au milieu amont par cette absorption, conduit à une augmentation de la température dans le milieu amont formant donc le précurseur radiatif.

Il faut introduire plusieurs nouvelles variables qui étaient négligées du point de vue hydrodynamique tel que le flux radiatif F_r ou encore la densité d'énergie radiative E_r et la pression radiative P_r .

3.1.1 Les équations de l'hydrodynamique radiative

On va traiter ici l'approximation fluide pour décrire à la fois le gaz et le plasma. En effet, on supposera que les particules contenues dans un élément de volume élémentaire ont un comportement suffisamment collisionnel pour que leurs propriétés puissent être décrites par des grandeurs moyennes statistiques : densité, pression, température, vitesse, degré d'ionisation.

Cette hypothèse est particulièrement vérifiée dans les milieux purement col-

lisionnels, où les collisions entre les particules conduisent à un équilibre thermodynamique pour les différentes espèces (molécules, électrons, ions et photons) dans un temps négligeable devant la durée des phénomènes étudiés.

Les *collisions* peuvent donc être des vraies collisions, ou plutôt des interactions (électromagnétiques ou radiatives suivant les espèces en jeu).

3.1.1.1 Choc radiatif stationnaire

On va présenter ici la théorie du choc radiatif stationnaire, qui porte à la fois sur les conditions de saut au niveau du front de choc et sur la structure du précurseur radiatif qui peut lui être associée.

Ce modèle nous permettra donc de définir les paramètres clefs que l'on peut varier pour atteindre le plus facilement possible (c'est à dire, en utilisant les moyens dont on dispose) le régime radiatif en laboratoire.

Ce travail a été initialement motivé par le fait qu'il y a une forte dépendance de la structure des chocs radiatifs avec la physique atomique du gaz considéré [Michaut *et al.* 2004]. Le modèle présenté ici prolonge une étude analytique initialement publiée par [Bouquet *et al.* 2000], dont les principaux résultats sont résumés sur la figure 3.4. Elle donne pour les gaz parfaits avec rayonnement, le taux de compression r entre la densité du milieu choqué avec celle du milieu non choqué, en fonction du nombre de Mach $M = u_s/c_0$, où u_s est la vitesse du choc et c_0 la vitesse du son dans le milieu au repos. Ce travail ne tient pas compte de l'ionisation du milieu, et traite le gaz comme complètement ionisé.

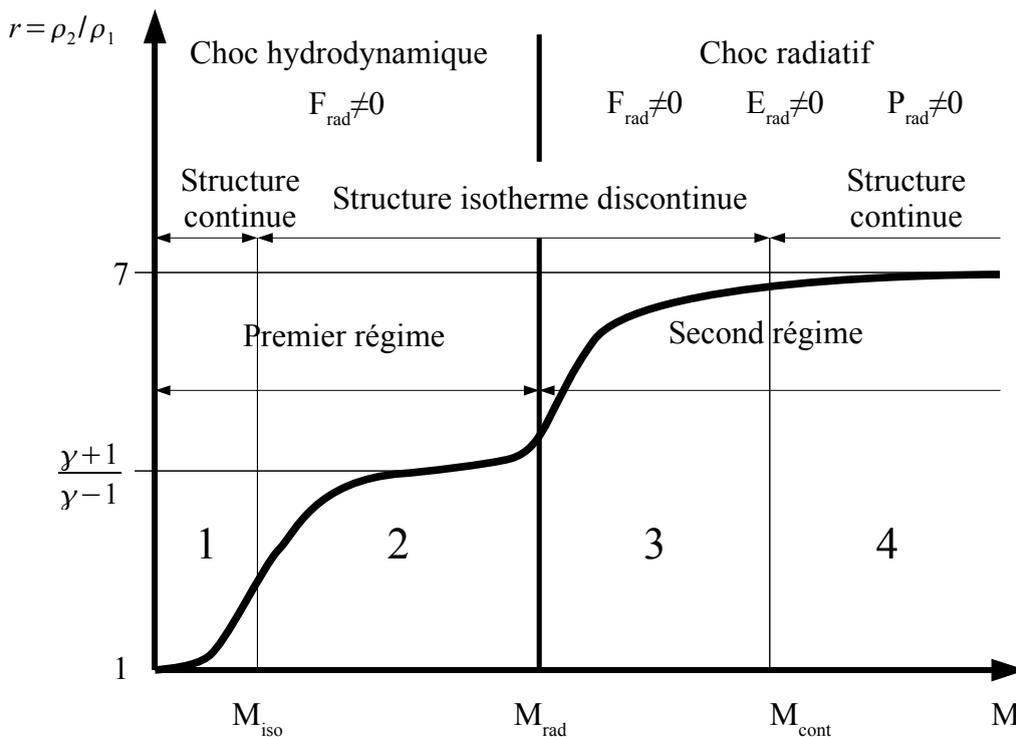


Figure 3.4 Compression r en fonction du nombre de Mach.

Selon la vitesse du choc, on observe l'existence de 4 régimes délimités par des nombres de Mach seuil (M_{iso} , M_{rad} et M_{cont}). Le seuil qui identifie les deux principaux régimes (hydrodynamique et radiatif) est M_{rad} .

Pour le cas $M < M_{rad}$, l'énergie radiative E_r peut être négligée devant l'énergie interne du milieu considéré, et la pression radiative P_r est très faible devant la pression thermique. Le flux radiatif F_r , quant à lui, n'est pas négligeable. Pour $M > M_{rad}$, les trois quantités F_r , E_r et P_r , qui dans le cas du chapitre précédent étaient négligés, doivent être pris en compte.

Les deux autres seuils (M_{iso} et M_{cont}) définissent trois types de chocs différents, suivant la structure du profil de densité. A faible nombre de Mach (zone « 1 »), on a un choc hydrodynamique faible pour lequel, les profils de densité et de température, sont continus. En augmentant la vitesse du choc (pour $M_{iso} < M < M_{cont}$, zones « 2 » et « 3 »), on a une structure qui n'est pas continue en densité mais elle l'est en température. Enfin, on a un choc purement radiatif au delà de la valeur M_{cont} (zone « 4 »).

Le taux de compression r , dans le régime hydrodynamique à une valeur limite classique $(\gamma + 1)/(\gamma - 1)$ avec γ la constante adiabatique (5/3 pour un gaz monoatomique), ce qui nous donne un taux de compression de 4. En tenant compte des effets radiatifs, pour une vitesse du choc importante, on peut atteindre la valeur de 7, ce qui correspond à un coefficient $\gamma = 4/3$ typique du gaz de photons.

En partant des équations de R-H (2.21), on va introduire les termes F_r et P_r de flux et pression radiatives. Les indices 1 et 2 représentent ici les deux zones traitées dans le calcul (figure 3.3) :

$$\begin{aligned} \rho_1 u_1 &= \rho_2 u_2 \\ \rho_1 u_1^2 + P_{t_1} + P_{r_1} &= \rho_2 u_2^2 + P_{t_2} + P_{r_2} \end{aligned} \quad (3.2)$$

$$u_1 \left(\frac{\rho_1 u_1^2}{2} + E_{r_1} + \frac{P_{t_1} \gamma}{\gamma - 1} + P_{r_1} + \rho_1 E_{e_1} \right) + F_{r_1} = u_2 \left(\frac{\rho_2 u_2^2}{2} + E_{r_2} + \frac{P_{t_2} \gamma}{\gamma - 1} + P_{r_2} + \rho_2 E_{e_2} \right) + F_{r_2}$$

où

$$P_t = \frac{\rho k T(1 + Z^*)}{A} \quad (3.3)$$

est la *pression thermique*,

$$F_t = -\kappa \frac{\partial T}{\partial x} \quad (3.4)$$

le *flux thermique* (κ représente la conductivité thermique)

$$P_r = \frac{4 \sigma T^4}{3 c} \quad (3.5)$$

la *pression radiative* (c est la vitesse de la lumière, σ la constante de Stefan-Boltzmann),

$$F_r = -\frac{c}{3\kappa_\nu} \nabla(aT^4) \quad (3.6)$$

le *flux radiatif*. κ_ν designe l'opacité du milieu (ce paramètre sera traité dans la suite du chapitre) et enfin, E_e est l'énergie *d'excitation* des atomes² (dans le cas du Xénon, gaz monoatomique, l'énergie d'excitation est l'énergie d'ionisation).

La pression radiative est liée à l'énergie radiative par la relation :

$$E_r = 3 P_r = \frac{4\sigma}{c} T^4 \quad (3.7)$$

Par définition, on traite ici les zones numérotées en « 1 » et « 2 » sur la figure 3.3 dans les régions où elle se trouvent loin du front de choc. On peut supposer que dans les deux régions, l'énergie radiative est constante tout comme la pression (conditions au bord d'équilibre radiative). Par conséquent, la température est constante et le gradient nul : on peut donc éliminer à droite comme à gauche dans la troisième des équations 3.2, les deux flux F_{r_1} et F_{r_2} .

Pour pouvoir mieux traiter les équations de conservations 3.2 nous allons les écrire sous une forme sans dimensions :

$$\begin{aligned} r &= 1/\eta \\ \gamma M^2 + 1 + \alpha &= \frac{\gamma M^2}{r} + s + \frac{\alpha s^4 \hat{Z}^4}{r^4} \\ 1 + 4\alpha \frac{\gamma - 1}{\gamma} + M^2 \frac{\gamma - 1}{2} &= 4 \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{\alpha \hat{Z}^4 s^4}{r^5} + \Delta\epsilon + \frac{s}{r} + \frac{(\gamma - 1)M^2}{2 r^2} \end{aligned} \quad (3.8)$$

où l'on a adopté les définitions suivantes pour les rapports entre les quantités « aval » et « amont » du choc :

$$\begin{aligned} r &= \rho_2/\rho_1 && \text{densités} \\ \eta &= u_2/u_1 && \text{vitesses} \\ s &= P_{t_2}/P_{t_1} && \text{pressions thermiques} \\ \theta &= T_2/T_1 = \hat{Z} s/r && \text{températures} \\ \hat{Z} &= \frac{1 + Z_1^*}{1 + Z_2^*} && \text{ionisations} \\ \mu &= \frac{A}{1 + Z^*} && \text{masse atomique réduite} \end{aligned} \quad (3.9)$$

et les relations qui ont une signification physique très importante :

$$\begin{aligned} \alpha &= P_{r_1}/P_{t_1} && \text{rapport des pressions} \\ \Delta\epsilon &= \epsilon_2 - \epsilon_1 && \text{variation de l'énergie normalisée} \\ \epsilon &= \frac{(\gamma - 1)E_e}{c_s^2} && \text{énergie d'excitation normalisée} \end{aligned} \quad (3.10)$$

²Plus précisément cette énergie est la somme des degrés de liberté internes des atomes ou molécules, rotation, vibration (pour les molécules), et surtout excitation d'électrons montés de un ou plusieurs niveaux.

$$\begin{aligned}
c_s^2 &= \frac{\gamma P_t}{\rho} && \text{vitesse du son} \\
M &= -u_1/c_{s1} && \text{nombre de Mach} \\
E_r &= a_r T^4 && \text{énergie radiative} \\
P_r &= 1/3 E_r = a_r/3 T^4 && \text{pression radiative}
\end{aligned}$$

Cas hydrodynamique

Dans le cas hydrodynamique pur, on a $\alpha = 0$ et $\Delta\epsilon = 0$. En imposant ces deux conditions dans 3.8 (on peut retrouver le calcul dans [Mihalas *et al.* 1986] page 235 eq. 56.34), on obtient :

$$r = \frac{(\gamma + 1)M^2}{2 + (\gamma - 1)M^2}$$

La limite pour $M \rightarrow \infty$ de r est une valeur fixe correspondant à la compression maximale d'un choc fort :

$$\lim_{M \rightarrow \infty} r = r_\infty = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}.$$

3.1.2 Frontières du rayonnement

On peut donc se demander dans quelles conditions la pression radiative P_r est égale ou supérieure à la pression thermique P_t [Drake 2005a], ou encore le seuil pour lequel le flux radiatif F_r est plus grand que le flux d'énergie apportée par la matière en mouvement.

Partons de la deuxième équation 3.8 et supposons d'être assez éloigné de la discontinuité due au choc ; on obtient :

$$\gamma M^2 \eta^2 + (\alpha \theta^4 - 1 - \alpha - \gamma M^2) \eta + \theta / \hat{Z} = 0 \quad (3.11)$$

cette équation relie η (le rapport des vitesses en amont et aval du choc) et θ (le rapport des températures) que l'on retrouve souvent dans la littérature [Zel'dovich & Raizer 1967, Mihalas *et al.* 1986, Bouquet *et al.* 2000]. Cette fonction $\theta(\eta)$ possède une valeur maximum θ_{max} (correspondant à η_{max}) et la position de la compression finale du système par rapport à ce maximum détermine le régime et donc leurs frontières (M_{iso} , M_{rad} et M_{cont}).

On définit les trois valeurs de M comme :

M_{iso} est valable pour $\eta_2 = \eta_{max}$

M_{rad} est déduite à l'équilibre entre pression thermique et radiative $P_{t2} = P_{r2}$

M_{cont} est atteint imposant la relation $\eta_{max} = 1/7$

On obtient donc les valeurs suivantes :

$$\begin{aligned} M_{iso} &= \sqrt{\frac{3\gamma-1}{\gamma(3-\gamma)}} \\ M_{rad} &= 6^{-1/2} 7^{7/6} \gamma^{-1/2} Z^{*-2/3} \alpha^{-1/6} \\ M_{cont} &= 5^{1/6} \gamma^{-1/2} Z^{*-2/3} \alpha^{-1/6} \end{aligned} \quad (3.12)$$

Ces trois valeurs restent dans l'ordre ($M_{iso} < M_{rad} < M_{cont}$) et correspondent à une morphologie différente des choc qu'on peut atteindre.

On représente la relation entre η et θ en figure 3.5. Suivant où se trouvent les états initiaux « 1 » et « 2 » et η_{max} (compression correspondante à la valeur de θ_{max}), on peut retrouver les trois cas (figure 3.5) correspondants aux différents zones présentes en figure 3.4. On comprend donc bien le passage d'une structure *continue* (A) à une structure *discontinue* (B) pour atteindre à nouveau une structure *continue* lors des choc très radiatifs (C).

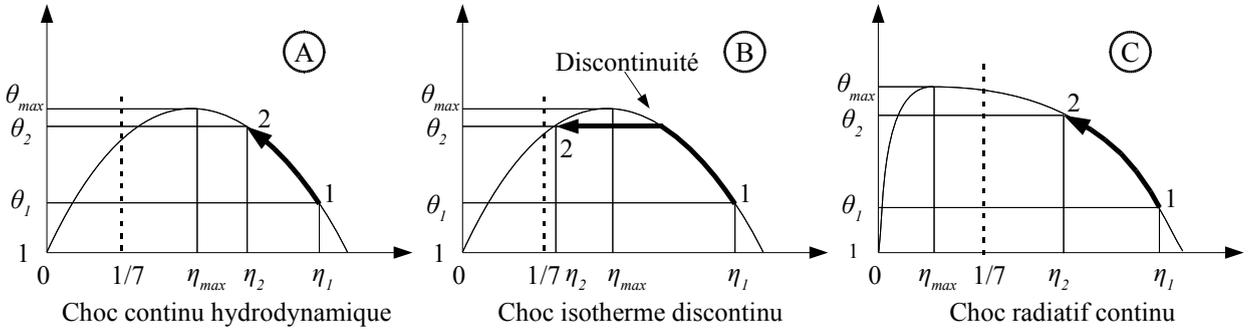


Figure 3.5 Tracée de θ en fonction de η (eq. 3.11)

3.1.2.1 Valeur critique de la vitesse

L'état d'ionisation du milieu, Z , dépend de la température si celui-ci n'est pas entièrement ionisé. On peut par exemple utiliser une formule simple qui relie l'ionisation à la température (voir [Drake 2005a]). Partant de l'équation de Saha [Zel'dovich & Raizer 1967] pour l'équilibre des ions sur les différents niveaux atomiques, on arrive à :

$$Z^* \simeq 0.63 \sqrt{T_2(\text{eV})} \quad (3.13)$$

Qui est en particulier valable pour le Xénon sous choc. Sous certaines conditions (équivalence entre la température du rayonnement et la température de la matière, qui est valable pour les milieux qui absorbent beaucoup le rayonnement, dits *optiquement épais*), on peut avoir donc équivalence entre les flux (thermique ↔ radiatif), les pressions et les énergies.

En reprenant le modèle de [Bouquet *et al.* 2000], où l'on traite le rayonnement dans l'approximation de la diffusion (voire le paragraphe 3.4.1), on peut

trouver le seuil de vitesse du choc D_{cr} , pour laquelle il y a égalité entre la pression thermique ($P_t = p$) et la pression radiative ($P_r = 4/3 \sigma/c T^4$).

Lorsqu'on compare les pressions radiative P_r et hydrodynamique P_t , on définit une valeur *critique* de la vitesse de choc $D_{cr} = M_{rad} c_s$ telle que pour $D > D_{cr}$, alors $P_r > P_t$. A partir de l'éq. 3.12 on trouve que cette valeur vaut :

$$D_{cr}[\text{km/s}] = M_{rad} \cdot c_s = \frac{7^{7/6} k^{2/3} (1 + Z_2^*)^{2/3}}{3^{1/3} \sqrt{2} \alpha^{1/6} (Am_p)^{2/3}} \sim 2053 \frac{(1 + Z_2^*)^{2/3} (\rho_1[\text{g/cm}^3])^{1/6}}{A^{2/3}} \quad (3.14)$$

où k est la constante de Boltzmann, ρ_1 la densité initiale, m_p la masse du proton, α est le rapport des pressions $\alpha = P_r/P_t \sim T_1^3/\rho$ dans le précurseur, A est le numéro atomique.

Ceci est un résultat très important, car il nous montre comment les différents matériaux atteignent le régime radiatif. Il suffit alors de dépasser la vitesse de choc critique D_{cr} pour atteindre le régime où le rayonnement intervient de façon importante.

On voit bien que le nombre atomique du matériau sous choc et sa densité initiale influencent beaucoup la valeur de D_{cr} . Atteindre le seuil du régime radiatif est d'autant plus facile que l'on utilise un matériau de faible densité (comme une mousse ou un gaz) et de nombre atomique élevé (Argon, Xénon entre autres). Ceci nous explique donc pourquoi les expériences menées auparavant utilisaient de la mousse [Bozier *et al.* 2000, Drake *et al.* 2002, Keiter *et al.* 2002] ou un gaz de Xénon [Bozier *et al.* 1986, Bouquet *et al.* 2004, Reighard *et al.* 2004].

3.1.3 Modèles de chocs radiatifs

Lorsque la vitesse d'une onde de choc augmente, les degrés de liberté internes des atomes sont de plus en plus excités, ce qui génère un flux radiatif qui se propage dans la région devant l'onde du choc (amont) *cf.* figure 3.6. Supposant que le milieu entre cette région et l'avant de choc est optiquement mince³ (libre parcours moyen des photons élevé), une grande partie du flux entrant est absorbé par le milieu non perturbé plus froid et localisé devant le front du choc. Si le flux radiatif des photons X ou UV émis est assez grand, beaucoup de photo-excitation et photo-ionisation se produit dans la région du précurseur et par conséquent, la densité électronique N_e augmente sensiblement.

Puisque le calcul de la structure d'une onde de choc radiative, y compris le précurseur, est un problème complexe, nous allons présenter un modèle très simple dans le cas monodimensionnel qui permet de comprendre les processus

³L'opacité (voir 3.2) dépend de la densité et de la température ainsi que de l'énergie du photon, et il est souvent difficile de donner une valeur moyenne (voir 3.4.3) mais la condition de milieu optiquement mince peut être vérifiée dans le laboratoire et dans l'univers.

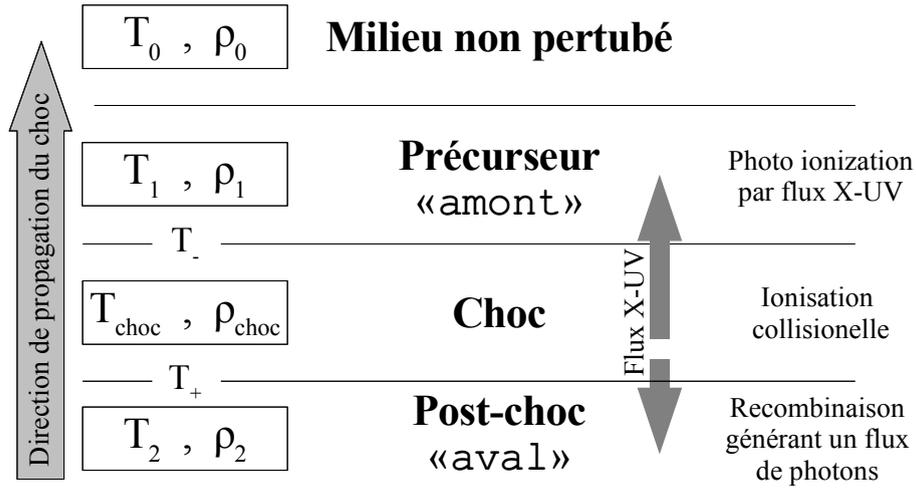


Figure 3.6 Principe de la génération du choc radiatif.

physiques mis en jeu. On suppose que l'énergie du choc est assez grande pour limiter le problème au cas stationnaire⁴.

On va reprendre ici la description qualitative faite par [Zel'dovich & Raizer 1967], qui élargit un peu le modèle traité auparavant en n'imposant pas $\nabla T = 0$. On notera ici, avec T_+ et T_- la température à côté du choc respectivement en amont et en aval (voir figure 3.6), qui peuvent être identifiées avec la température maximale de la région « aval » T_1 et la température maximale de la région « amont » T_2 .

3.1.3.1 Cas du choc sub-critique

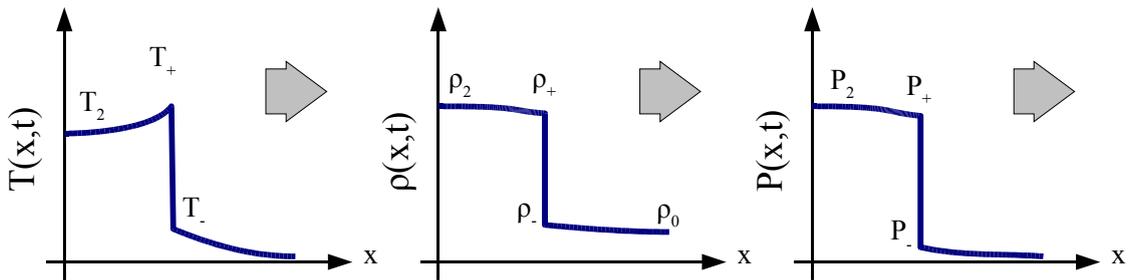


Figure 3.7 Profils de température, densité et pression pour un choc radiatif sub-critique.

Au fur et à mesure que la vitesse du choc augmente, notre système évolue de l'état « hydrodynamique classique » (T_2, ρ_2, P_2) figure 3.1 au cas « subcritique » (T_+, ρ_+, P_+) figure 3.7). En effet, le rayonnement est absorbé devant la discontinuité à une distance de l'ordre du libre parcours moyen et chauffe le gaz à une température T_- qui tend vers zéro après quelques libres parcours moyen. En revanche, la température derrière le front de choc diminuera de T_+ à T_2 loin du front de choc.

⁴La convection, la turbulence ou les champs magnétiques ne sont pas considérés

Donc une particule qui se trouve sur le chemin du choc, va être légèrement chauffée à T_- par le précurseur, puis est accélérée lorsqu'elle est atteinte par le choc et donc chauffée à T_+ et puis elle se refroidit à T_2 à cause du flux radiatif émis. D'autre part, la densité et la pression ne se différencient pas beaucoup par rapport au cas classique.

La température T_- de préchauffage devant la discontinuité est proportionnelle au flux radiatif ($\propto T^4$) qui émerge de cette discontinuité et donc croit rapidement avec la vitesse du choc.

3.1.3.2 Cas du choc critique

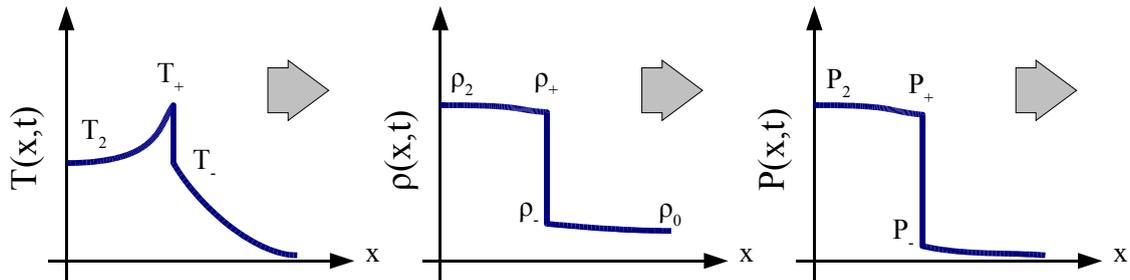


Figure 3.8 Profils de température, densité et pression pour un choc radiatif critique.

Si l'on fournit plus d'énergie au choc, la température T_- continuera à augmenter. On atteint le régime dit « critique » lorsque la température amont (T_-) est égale à celle aval (T_2) (voir figure 3.8). Ce cas est appelé critique la température T_- ne peut pas être supérieure à la valeur arrière du choc pour cohérence thermodynamique. Dans ce cas, la région du précurseur commencerait à rayonner de façon plus importante perdant son énergie et se refroidissant à nouveau pour atteindre la valeur critique ($T_- = T_2$) .

3.1.3.3 Cas du choc sur-critique

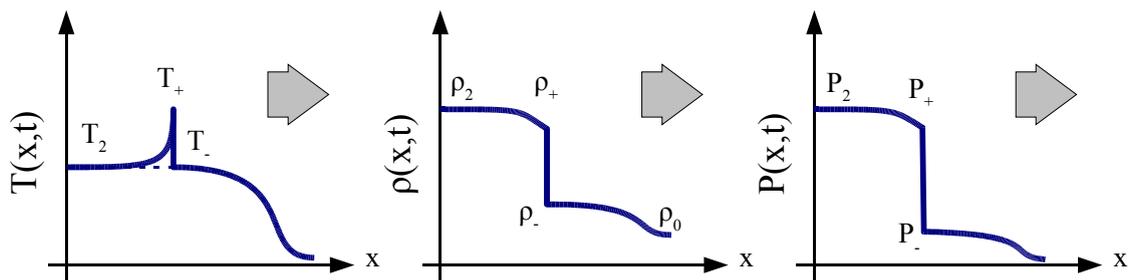


Figure 3.9 Profils de température, densité et pression pour un choc radiatif surcritique.

Si l'on augmente davantage l'énergie du choc, on passe au cas « supercritique » (voir figure 3.9). Comme dans le cas précédent, on voit un pic de

température où se situe la compression due au choc. Ici aussi on voit que la partie aval s'est refroidie en émettant une partie de son énergie, et développe une onde thermique au-delà de la discontinuité.

Un autre phénomène qui se produit lorsqu'on augmente l'intensité du choc est que l'épaisseur de la discontinuité, devient de plus en plus petite, tant que le libre parcours moyen des photons le dépasse [Zel'dovich & Raizer 1967] p.542].

Dans ce cas, on peut traiter le cas supercritique dans le cadre de l'approximation de conduction de la chaleur, où l'on ne considère pas les processus qui arrivent à des distances inférieures au libre parcours moyen des photons. Donc on peut négliger le pic du choc et le choc peut être considéré de plus en plus comme un choc isotherme.

3.1.3.4 Critiques

Récemment [Drake 2005b] a mis en discussion cette phénoménologie du choc : hydrodynamique → sub-critique → critique → sur-critique.

Partant des considérations sur l'équivalence des flux, on démontre que le cas surcritique ne peut pas exister mais qu'il reste comme cas limite de la théorie.

Il faut mentionner aussi le travail de [Bozier *et al.* 2000] (on montre une figure de la partie expérimentale dans l'introduction, figure 3) ou on propose un régime transitoire nommé *hyper-critique* qui se trouverait au delà du régime sur-critique.

3.2 Transport du rayonnement

Après avoir décrit de façon simple les différents processus qui interviennent dans le choc radiatif, nous allons dans ce paragraphe exposer plus en détail le transport du rayonnement dans la matière [Chandrasekhar 1960, Rybicki & Lightman 1986, Mihalas *et al.* 1986].

Cette physique s'apparente au transport des particules dans son aspect de dépendance spatiale et temporelle (sur des échelles de temps très différentes), mais présente la particularité de se propager dans toutes les directions.

Toute matière se trouvant à une température strictement positive (par rapport au zéro absolu) possède des atomes dans des états excités, c'est-à-dire que des électrons sont situés dans des niveaux d'énergie élevés. Dans ce cas, certains de ces électrons reviennent naturellement à des niveaux d'énergie plus faibles. La perte d'énergie qui en résulte se traduit par l'émission d'un photon de fréquence ν , l'énergie émise étant égale à $h\nu$. Ce phénomène est appelé émission et est d'autant plus important que la température est élevée. Il est caractérisé par une grandeur appelée *émissivité*. Cette grandeur est l'inverse du libre parcours moyen d'émission et représente la distance moyenne entre deux émissions d'un photon d'une fréquence ν donnée. Si la matière est à l'équilibre thermodynamique local, l'émission sera décrite par la fonction de Planck.

À l'inverse, la matière irradiée par des photons, en capture certains et les électrons gagnent alors un ou plusieurs niveaux d'énergie. Ce phénomène est appelé absorption et est caractérisé par une opacité dite opacité d'absorption. L'opacité d'absorption est l'inverse du libre parcours moyen d'absorption, distance moyenne parcourue par un photon d'une fréquence donnée avant d'être absorbé. À l'équilibre thermique local, les opacités d'émission et d'absorption sont identiques. Cette propriété n'est vraie qu'au niveau microscopique comme on le verra par la suite.

À chaque instant t , nous avons donc besoin de six variables pour définir la position d'un photon dans l'espace des phases : trois spatiales et trois moments. Par convention, on préfère utiliser trois variables équivalentes aux moments : la fréquence ν et la direction de propagation du photon Ω (il faut deux variables angulaires pour décrire Ω). À l'aide de ces variables, on peut définir le nombre de photons se trouvant à l'instant t dans le volume dx autour du point x ayant une fréquence ν dans un intervalle $d\nu$, se propageant dans une direction d'angle solide $d\Omega$ par :

$$dn = f_\nu dx d\Omega d\nu \quad (3.15)$$

où $f_\nu = f_\nu(t, x, \Omega) = f(t, x, \Omega, \nu)$ est la fonction de distribution.

Pour le transfert radiatif, on préfère utiliser l'intensité radiative spécifique, liée à la fonction de distribution des photons par la relation :

$$I(t, x, \Omega, \nu) = c h \nu f_\nu(t, x, \Omega) \quad (3.16)$$

où c est la vitesse de la lumière et h est la constante de Planck.

3.2.1 Corps noir

Si l'intensité radiative spécifique ne dépend pas de Ω , on dit qu'elle est isotrope. De même, si elle ne dépend pas de x , on dit qu'elle est homogène. L'exemple le plus important de champ radiatif homogène et isotrope est celui qui coexiste avec la matière lorsqu'il y a un équilibre thermodynamique à la température T . L'intensité spécifique est alors décrite par la fonction de Planck, ou fonction de corps noir $B = B_\nu(T)$ avec :

$$B_\nu(T) = \frac{2 h \nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (3.17)$$

où k est la constante de Boltzmann.

Pour ce corps, la quantité d'énergie par unité de volume irradiée à l'équilibre avec une fréquence ν est la *densité spectrale d'énergie* :

$$U_\nu \text{ Planck}(T) = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (3.18)$$

L'énergie totale irradiée est obtenue en intégrant la densité spectrale d'énergie sur toutes les fréquences de 0 à ∞

$$U_{Planck} = \int_0^{\infty} U_{\nu} Planck d\nu = \frac{4\sigma T^4}{c} \quad (3.19)$$

où $\sigma = 2\pi^5 k^4 / 15h^3 c^2 = 5.67 \times 10^{-5} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{deg}^{-4} = 5.67 \times 10^{-8} \text{W m}^{-2} \text{K}^{-4}$ est la constante de *Stefan-Boltzmann*.

3.2.2 Quantités radiatives

Certaines grandeurs macroscopiques, particulièrement représentatives des processus radiatifs, sont obtenues en intégrant les grandeurs microscopiques par rapport à la fréquence et à la direction :

- L'énergie radiative : $E_r = \frac{1}{c} \int_{S^2} \int_0^{\infty} I_{\nu}(\Omega) d\nu d\Omega$
- Le flux radiatif : $F_r = \int_{S^2} \int_0^{\infty} \Omega I_{\nu}(\Omega) d\nu d\Omega$
- La pression radiative : $P_r = \frac{1}{c} \int_{S^2} \int_0^{\infty} \Omega \times \Omega I_{\nu}(\Omega) d\nu d\Omega$

Une des propriétés fondamentales du transfert radiatif est la limitation du flux. Comme tous les photons se déplacent à la vitesse de la lumière, il en résulte que :

$$\check{f} = \frac{F_r}{c E_r} < 1$$

Lorsque cette loi est violée par un modèle, des états non physiques sont prédits. On verra que les modèles de diffusion par exemple ne la vérifient pas dès lors que l'on est éloigné de l'équilibre radiatif.

Quand un photon se propage dans un milieu, il est atténué, en raison de l'absorption et de la diffusion par les atomes. L'atténuation d'un photon le long d'un élément de chemin dx suit la loi :

$$dI_{\nu} = -\mu_{\nu} I_{\nu} dx$$

S'il traverse un milieu à partir du point 0 jusqu'au point x , l'intensité du faisceau décroît donc exponentiellement suivant la relation

$$I_\nu = I_{\nu 0} e^{-\int_0^x \mu_\nu(x') dx'}$$

Le coefficient $\mu_\nu \equiv \kappa_{\nu a} + \kappa_{\nu s}$ tient compte de l'absorption avec le coefficient $\kappa_{\nu a}$ et de la diffusion avec le système $\kappa_{\nu s}$. L'inverse de cette quantité est le libre parcours moyen $l_\nu = 1/\mu_\nu = 1/(\kappa_{\nu a} + \kappa_{\nu s})$

3.2.3 Corps gris

Lorsqu'un milieu émet du rayonnement, le flux radiatif net à l'équilibre thermodynamique est nul. Cela signifie que, si l'on se place dans un plan, les flux *vers la gauche* et *vers la droite* sont égaux en amplitude, mais ont un signe opposé. Calculons ce flux radiatif :

$$F_R = \int_0^\infty \pi B_\nu(T) d\nu = \frac{c U_{Planck}}{4} = \sigma T^4 \tag{3.20}$$

Si l'on imagine un corps creux qui est à la température T et dont le rayonnement interne est à l'équilibre thermodynamique, $T = T_r$ (voir figure 3.10), alors le flux des photons est en partie réfléchi par la paroi et en partie absorbé par elle même et transmise au corps pour donc atteindre la même température. De façon symétrique, le corps à la température T émet du rayonnement à l'intérieur de la partie creuse.

En notant R_ν la *réflectivité* et A_ν l'*absorption*, avec $A_\nu = 1 - R_\nu$, ce rayonnement absorbé par le corps est donc $J'_\nu = \pi B_\nu(T) \cdot A_\nu$. À cause de l'hypothèse d'équilibre, la même quantité est émise par le corps. On a donc la relation :

$$\frac{J'_\nu}{A_\nu} = \pi B_\nu(T) = \frac{2\pi h \nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

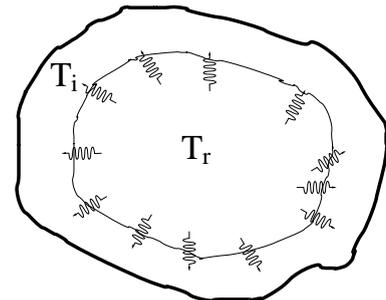


Figure 3.10 Corps creux à l'équilibre.

appelée *Relation de Kirchhoff* qui peut être aussi écrite sous la forme :

$$\frac{j_\nu}{\kappa_\nu} = \frac{I_{\nu p}}{1 + (c^2/2h\nu^3)I_{\nu p}} = \frac{2h\nu^3}{c^2} e^{-h\nu/kT} \tag{3.21}$$

ou l'équivalente

$$j_\nu = I_{\nu p} \kappa_\nu \left(1 - e^{-h\nu/kT}\right) \tag{3.22}$$

où $j_\nu d\nu d\Omega$ et $\kappa_\nu I_\nu d\nu d\Omega$ représentent respectivement l'émission spontanée et l'absorption par unité de volume et par unité de temps.

Par définition pour le corps noir, on a $R_\nu = 0$ et $A_\nu = 1$. Si la fonction $R_\nu = R$ ne dépend pas de ν , alors, le corps est appelée « corps gris » et R est appelé simplement « coefficient de réflectivité ».

3.2.4 Transfert radiatif

L'équation du transfert radiatif indique simplement qu'au cours de sa propagation dans un milieu, le rayonnement perd et gagne de l'énergie (absorption et émission respectivement), mais aussi en redistribue (diffusion).

On s'intéresse donc à déterminer les équations cinétiques qui décrivent le rayonnement dans une bande spectrale de fréquence donnée. On est donc amené à faire le bilan d'énergie d'un cylindre élémentaire (voir figure 3.11) de surface $d\sigma$ et hauteur ds qui se trouve en un point \vec{x} de l'espace, pour lequel la direction de l'axe coïncide avec la direction de propagation Ω .

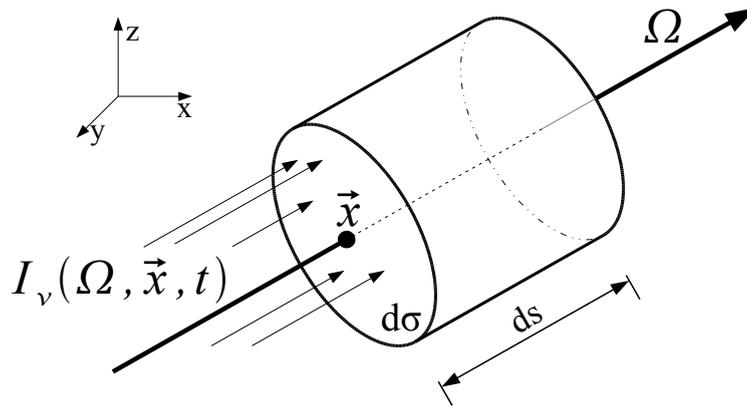


Figure 3.11 Schéma de la propagation du rayonnement dans un cylindre élémentaire. La base du cylindre (qui pointe en direction Ω) de surface $d\sigma$ est traversée par une quantité de rayonnement $I_\nu(\Omega, \mathbf{r}, t)$.

Une quantité de rayonnement $I_\nu(\Omega, \mathbf{r}, t) d\sigma dt$ entre par la base du cylindre $d\sigma$ pendant un temps dt . Par contre, une quantité $I_\nu + dI_\nu$ sort par la face opposée. Si la fonction I_ν change de valeur entre l'entrée et la sortie du cylindre, on a donc un différentiel d'intensité radiative spécifique (dI_ν) donné par :

$$dI_\nu = \frac{\partial I_\nu}{\partial t} \frac{ds}{c} + \frac{\partial I_\nu}{\partial s} ds \quad (3.23)$$

Celui-ci est dû aux processus d'émission et d'absorption. La quantité de rayonnement émise dans le cylindre pendant le temps dt est :

$$j_\nu \left(1 + \frac{c^2}{2h\nu^3} I_\nu \right) d\sigma ds dt$$

Par ailleurs, le rayonnement absorbé pendant le même temps est

$$\kappa_\nu I_\nu d\sigma ds dt$$

Par conséquent, la différence entre émission et absorption est donnée par l'équation 3.23. En divisant par $d\sigma ds dt$, on obtient donc :

$$\frac{1}{c} \left(\frac{\partial I_\nu}{\partial t} + c \boldsymbol{\Omega} \cdot \nabla I_\nu \right) = j_\nu \left(1 + \frac{c^2}{2h\nu^3} I_\nu \right) - \kappa_\nu I_\nu$$

où l'on utilise l'équivalence $\partial I_\nu / \partial s = \boldsymbol{\Omega} \cdot \nabla I_\nu$.

Maintenant, on regroupe ensemble les différents termes d'absorption et d'émission, en utilisant l'équation de Kirchhoff (3.22) :

$$j_\nu \left(1 + \frac{c^2}{2h\nu^3} I_\nu \right) - \kappa_\nu I_\nu = j_\nu - \kappa_\nu (1 - e^{-h\nu/kT}) I_\nu$$

En faisant la substitution⁵ suivante :

$$\kappa'_\nu \equiv \kappa_\nu (1 - e^{-h\nu/kT})$$

on obtient alors :

$$\frac{1}{c} \frac{\partial I_\nu}{\partial t} + \boldsymbol{\Omega} \cdot \nabla I_\nu = \kappa'_\nu (I_{\nu p} - I_\nu) \quad (3.24)$$

qui est l'équation du transfert radiatif (ETR).

En intégrant sur toutes les directions $\boldsymbol{\Omega}$, on déduit l'équation de continuité pour le rayonnement à une fréquence déterminée :

$$\frac{\partial U_\nu}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{S}_\nu = c \kappa'_\nu (U_{\nu p} - U_\nu) \quad (3.25)$$

Cette équation, nous montre aussi l'histoire pour atteindre l'équilibre entre matière et rayonnement. Supposons que à l'instant t le milieu est chauffé instantanément à une température T (et donc il n'y a pas encore de rayonnement autour). La solution de l'équation 3.25 est donc :

$$I_\nu(t) = I_{\nu p} (1 - e^{-c\kappa'_\nu t})$$

qui montre comment l'intensité de rayonnement approche asymptotiquement l'intensité à l'équilibre $I_{\nu p}$. Pour une opacité $\kappa'_\nu = \kappa' = 1 \text{ mm}^{-1}$ (pour simplifier, on suppose qu'elle ne dépend pas de la fréquence), le temps nécessaire pour atteindre l'équilibre est de $3 \times 10^{-12} \text{ s}$, inférieur au temps hydrodynamique.

⁵Cette nouvelle définition du coefficient d'absorption tient compte des photons qui sont absorbés et immédiatement réémis dans le milieu, ce qui donne une valeur faible.

3.3 Classification des chocs radiatifs par propriétés radiatives

On présente ici d'une autre façon la dynamique d'un choc radiatif, telle qu'elle a été très clairement présentée par [Drake 2005a]. On peut classer les chocs radiatifs sur la base de la profondeur optique en « amont » du choc *upstream* ou en « aval » *downstream* (voir figure 3.12). En effet, le système (on l'a vu dans la section précédente) se comporte de manière différente si l'une des deux zones est opaque, ou si les deux le sont.

Ces différences se reflètent par exemple sur la compressibilité du gaz. De plus, cette notation permet de mieux se rapprocher de la classification astrophysique [Shu 1992].

3.3.1 Amont épais - Aval épais : régime A

Dans ce régime, les deux régions sont optiquement épaisses. C'est le régime dans lequel il semble raisonnable de traiter l'augmentation de densité et tous les effets radiatifs comme une seule, prolongée, structure de choc, dans laquelle on peut appliquer l'hypothèse d'un milieu à l'équilibre thermodynamique local.

C'est également le régime qui est traité de façon détaillée dans des livres qui discutent de l'hydrodynamique radiative [Zel'dovich & Raiser 1967, Mihalas *et al.* 1986], ainsi que récemment par [Bouquet *et al.* 2000]. Il y a une limite définie pour le rapport de densité dans de tels

des chocs. Pour les gaz parfaits, on a $\gamma \sim 5/3$ et le rapport de densité n'excède jamais la valeur limite de 7 (quelques atomes complexes et lourds à faible température, le rapport peut être légèrement plus grand). En outre, dans quelques régimes la transition de densité est continue, sans le saut localisé dû au choc.

Les environnements astrophysiques dans lesquels de tels chocs existent sont nécessairement chauds et denses. Les chocs dans les intérieurs stellaires sont de ce type, de même que les « ondes de détonation » générées dans les explosions des supernovæ. De tels chocs peuvent également exister dans certains objets compacts, mais leur traitement doit alors être relativiste. Il est difficile, cependant, d'imaginer des expériences de laboratoire dans ce régime autre que

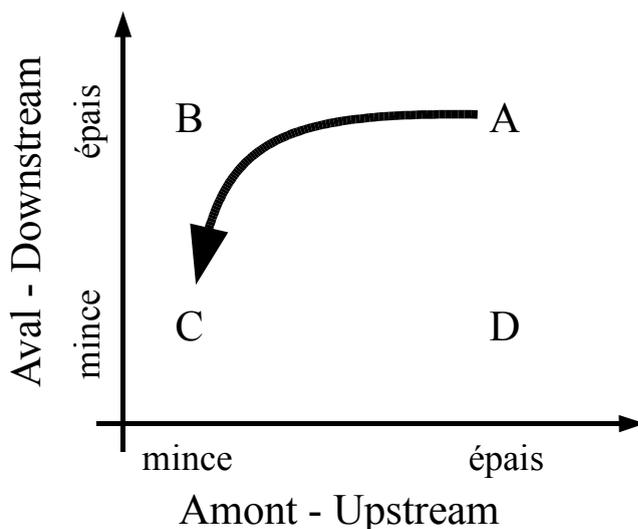


Figure 3.12 Profondeurs optiques sur le plan Amont - Aval. La flèche indique l'évolution du choc d'une supernova.

transitoires et dans des cas bien spécifiques.

Une difficulté est que la longueur du précurseur augmente si fortement avec la vitesse de choc, qu'on ne pourrait pas produire un précurseur mesurable dans des conditions expérimentales. On devrait pouvoir obtenir une variation plus lente de la longueur du précurseur avec la vitesse en géométrie sphérique, mais eût égard aux faibles densités obtenues dans les expériences réalisées, la région derrière le choc est loin d'être optiquement épaisse⁶.

3.3.2 Amont mince - Aval épais : régime B

Dans le régime B, la région en aval est optiquement épaisse, mais la région amont est mince. Il y a une couche de refroidissement en aval de la transition visqueuse de choc, suivie d'un état final décroissant régulièrement. Ce régime est commun à différentes expériences réalisées récemment sur des installations laser de puissance [Bozier *et al.* 1986, Fleury *et al.* 2002, Keiter *et al.* 2002, Bouquet *et al.* 2004, Reighard *et al.* 2004, Koenig *et al.* 2004, Vinci *et al.* 2005, Leibbrandt *et al.* 2005, Vinci *et al.* 2006]. Ici un piston optiquement épais (et dans certains cas le matériau choqué est lui aussi optiquement épais), génère un choc radiatif dans un milieu dont la profondeur optique est petite comparée à la longueur du précurseur. Les photons provenant du choc sont alors absorbés par le milieu en amont qui par conséquent est rapidement chauffé.

Les situations astrophysiques qui correspondent à de tels chocs incluent l'explosion du type « blast-wave » (ou onde de détonation) dans une supernova émergeant de l'étoile [Ensmann & Burrows 1992] et les chocs d'accrétion produits pendant la formation des étoiles [Calvet & Gullbring 1998, Hujerirat & Papaloizou 1998].

Ceci est le cas qui nous intéresse le plus, c'est ici que se situent les expériences de laboratoire effectuées au cours de cette thèse.

3.3.3 Amont mince - Aval mince : régime C

Les régions amont et aval du régime C sont optiquement minces. De tels chocs sont les plus communs que l'on peut observer en astrophysique, en partie parce qu'il est facile d'obtenir des données puisque le rayonnement tend à s'échapper. Les chocs dans les restes de supernova (« SuperNova Remnant », SNR) dans des environnements assez denses font partie de ce type. On pense que les supernovæ de type II, générées par des géantes rouges produisent de telles conditions [Chevalier 1997]. Beaucoup des interactions entre les chocs et les nuages tout comme ceux conduits par des chocs de SNR sont de ce type.

⁶notons qu'un précurseur de longueur définie n'est pas nécessairement optiquement épais dans le sens qui nous intéresse ici : un précurseur optiquement épais aurait beaucoup de profondeurs optiques entre le saut de densité et le front de l'onde de chaleur.

Les chocs qui entraînent des jets peuvent être de ce type [Hartigan 2003]. Dans de tels chocs, la région aval entière est une couche de refroidissement radiative, et elle finit (dans les systèmes assez grands) lorsque la température, qui diminue, atteint une valeur déterminée par les sources et des pertes locales d'énergie plutôt que par le choc.

L'augmentation de densité liée à de tels chocs est formellement illimitée dans le sens qu'elle est limitée seulement par des facteurs externes, comme la compression d'un champ magnétique initialement négligeable ou la présence d'une température limite due à d'autres sources d'énergie.

Ces chocs ont beaucoup en commun avec la phase radiative de vieux restes de supernova [Blondin *et al.* 1998], qui se produit quand un choc de SNR se refroidit en rayonnant rapidement sa propre énergie à cause d'un très important gradient de température (c'est à dire la fonction de refroidissement, étant le flux proportionnel au gradient de la température) et la densité pourrait augmenter ainsi de quelques ordres de grandeur.

Quelques expériences, dans des gaz ayant une densité suffisamment faible, peuvent produire ces conditions [Grun *et al.* 1991, Shu 1992].

3.3.4 Amont épais - Aval mince : régime D

Il est difficile d'accéder au régime D si ce n'est qu'en phase transitoire. En effet, si la région aval est optiquement épaisse, alors le matériau, sous choc, amont est susceptible de devenir optiquement épais car il s'accumule et se refroidit par perte de rayonnement.

Ignorant l'augmentation de la profondeur optique, un tel système pourrait produire une couche choquée très dense alors qu'il continue à perdre de l'énergie.

Un exemple astrophysique (qui reste toutefois transitoire) est donné par certaines collisions choc-nuage : une collision choc-nuage dans laquelle le nuage est assez dense et assez grand pour être optiquement épais pendant un certain temps serait de ce type. La collision de SNR 1987A avec son « anneau » intérieur peut être mise dans cette catégorie [Borkowski & Szymkowiak 1997], particulièrement si l'anneau s'avère être un disque.

Une expérience peut se situer dans ce régime si une couche chaude et mince du gaz génère un choc à travers un volume de gaz beaucoup plus grand, comme cela semble pour être le cas dans quelques expériences faites avec le Xénon à de faibles densités.

Tous ces cas sont probablement transitoires, de passage vers le régime mince-mince. Si on génère un choc plus fort ou plus longtemps, on ne peut pas développer une région aval épaisse comme discuté ci-dessus.

3.4 Approximations pour l'équation du transfert radiatif

Lorsque l'on s'intéresse aux échanges d'énergie entre le rayonnement et la matière, il est nécessaire de considérer le couplage entre l'hydrodynamique et le transfert radiatif. Ce couplage peut être assez complexe si l'on souhaite mener des simulations multidimensionnelles et prendre en compte des phénomènes non triviaux comme les changements de phase, l'écoulement d'un choc dans plusieurs matériaux ou l'interaction laser matière par exemple. Il devient alors nécessaire de disposer de modèles peu coûteux pour que le calcul du rayonnement ne se fasse pas au détriment des autres processus. Ces modèles doivent également être assez précis pour prédire correctement les effets du transfert radiatif. Cette contrainte est par exemple importante pour les questions de conception et de dimensionnement des cibles.

On rappelle ici brièvement les différents niveaux de modélisation utilisés. On peut les diviser en trois catégories : les modèles cinétiques, *i.e.* les modèles qui prennent en compte les variables angulaires et spectrales, les modèles de diffusion et les modèles aux moments. Ces deux dernières catégories considèrent une échelle macroscopique, prenant en considération uniquement les variables d'espace et de temps.

Il existe principalement quatre possibilités de résolution spectrale de l'équation du transfert radiatif (ETR) selon le niveau de précision que l'on souhaite obtenir et les données que l'on possède.

1. On peut tout d'abord effectuer un calcul raie par raie (c'est-à-dire l'ensemble de toutes les raies reliant deux configurations électroniques d'un atome ou molécule est pris en compte, soit par des formules, soit par des bases de données). De tels calculs ont parfois pu être menés récemment grâce aux progrès de l'informatique. Ils donnent des résultats extrêmement précis, cependant, ils présentent deux inconvénients majeurs. Le premier est le coût de calcul puisqu'il faut résoudre l'ETR pour des millions de raies. Cet énorme coût de calcul est et restera un obstacle à ce type de résolution car le rayonnement n'est en général qu'une partie d'une physique couplée complexe (d'autant plus pour l'hydrodynamique radiative). De plus, ce genre de calcul ne peut être mené à bien qu'avec le soutien de bases de données très précises. Par conséquent, les calculs raie par raie sont pour l'instant avant tout utilisées pour valider les autres méthodes.
2. Les modèles à bandes étroites [Cherkaoui *et al.* 1996] et assimilés travaillent sur un découpage du spectre en un certain nombre de bandes étroites. On appellera bande étroite un intervalle de fréquence dans lequel la densité de rayonnement, peut être considérée comme constante. Le principe d'un modèle à bandes étroites est de représenter la dépendance spectrale du coefficient d'absorption κ_ν comme une fonction simplifiée du

nombre d'onde, afin de décrire l'essentiel de ce qui se passe sur un petit intervalle spectral recouvrant un grand nombre de raies. À l'intérieur de chaque bande, donc, soit on utilise une opacité moyenne, soit on réorganise les coefficients d'absorption pour obtenir des fonctions régulières faciles à intégrer. Ces méthodes s'appliquent difficilement à des milieux non homogènes et possèdent encore un coût de calcul relativement élevé pour un couplage 3D.

3. Les méthodes multigroupes calculent les grandeurs d'intérêt sur des bandes spectrales beaucoup plus larges (les groupes) que les modèles à bandes étroites. Les erreurs dues aux moyennes peuvent atteindre quelques dizaines de pour-cent, cependant les données disponibles ne permettent parfois pas de travailler avec des méthodes plus précises.
4. Enfin les modèles globaux, dits « gris » (*i.e.* intégrés sur tout le spectre de fréquence) sont parfois largement suffisants puisque dans certains calculs on ne s'intéresse au rayonnement qu'à travers le bilan d'énergie liée au flux radiatif. Bien entendu, ils ne permettent pas de calculer avec beaucoup de précision certaines grandeurs radiatives, comme la densité spectrale de rayonnement I_ν .

La façon la plus précise de décrire le rayonnement est de travailler au niveau microscopique et de résoudre l'équation du transfert radiatif dans son ensemble. Cependant, une solution numérique précise de l'équation du transfert radiatif possède un coût. Elle peut être basée soit sur une méthode du type Monte-Carlo [Howell 1998], soit une méthode aux ordonnées discrètes. Dans ce dernier cas, on utilise un nombre fini de directions de propagation pour la source de photons. Pour les problèmes à 2 dimensions, on a typiquement besoin de quelques dizaines d'inconnues par bande de fréquence et par maille spatiale. Cette approche microscopique est généralement trop coûteuse pour des simulations multidimensionnelles dépendant de la fréquence couplant le rayonnement et l'hydrodynamique.

On est donc amené à effectuer des approximations dans les équations générales (3.24) du transfert radiatif. Nous décrivons dans les paragraphes suivants les principales d'entre elles.

3.4.1 Approximation de diffusion

L'approximation la plus utilisée pour résoudre l'équation du transfert radiatif, est celle de la diffusion à l'équilibre.

Nous pouvons obtenir l'équation de diffusion faisant les approximations suivantes :

1. La dépendance temporelle des équations ETR n'est pas importante.
2. Le champ de rayonnement est presque isotrope.

3. Le champ de rayonnement est à l'équilibre avec la température du matériau (σT^4).
4. La dépendance en fréquence du transfert n'est pas importante (approximation de corps gris)

On commence par estimer q , l'énergie perdue par rayonnement, par unité de volume et par unité de temps, en partant de l'équation du transfert radiatif 3.24 :

$$q = \int_0^{\infty} d\nu \int \kappa'_\nu (I_{\nu p} - I_\nu) d\Omega = c \int_0^{\infty} d\nu \int \kappa'_\nu (U_{\nu p} - U_\nu) d\nu$$

où $U_{\nu p}$ représente l'émission spontanée, et $-U_\nu$ l'absorption avec la correction pour la ré-émission. En utilisant l'équation de continuité 3.25, en oubliant les dérivées sur le temps (point 1 de l'approximation), on obtient que l'énergie perdue est égale à la divergence de l'intégrale du rayonnement :

$$q = \int_0^{\infty} \nabla \cdot S_\nu d\nu = \nabla \cdot S$$

En même temps, à partir de l'équation 3.25, on trouve que dans le cas quasi-stationnaire, on a :

$$\nabla \cdot S_\nu = c \kappa'_\nu (U_{\nu p} - U_\nu)$$

Maintenant, si on multiplie l'équation du transfert 3.24 par une unité de direction Ω et on intègre sur les angles ;

$$\int \Omega (\Omega \cdot \nabla I_\nu) d\Omega = -\kappa'_\nu S_\nu \quad (3.26)$$

Le flux S_ν est nul pour un champ de rayonnement isotrope. Si I_ν est indépendant de l'angle l'équation 3.26 devient :

$$\int \Omega (\Omega \cdot \nabla I_\nu) d\Omega = 3 \int \nabla I_\nu d\Omega = c/3 \nabla U_\nu$$

et donc

$$\mathbf{S}_\nu = -\frac{l'_\nu c}{c} \nabla U_\nu \quad (3.27)$$

où $l'_\nu = 1/\kappa'_\nu$ est le libre parcours moyen d'absorption. Pour obtenir la relation entre le flux de photons J_ν et la densité de photons N_ν , il faut diviser la relation précédente par l'énergie d'un photon $h\nu$:

$$J_\nu = -D_\nu \nabla N_\nu, \quad D_\nu = \frac{l'_\nu c}{3}$$

D_ν est ici le coefficient de diffusion. La différence entre la diffusion des particules et la diffusion des photons est que dans le premier cas, l'atome ou la molécule change de direction après collision, tandis qu'un photon est absorbé. Le photon après avoir traversé une longueur l'_ν est absorbé et puis ré-émis encore, mais il a la même probabilité de direction, ce qui correspond à une diffusion isotrope après collision.

3.4.1.1 Equilibre thermodynamique et approximation de diffusion

Dans un milieu au repos et à température constante il y a l'équilibre thermodynamique (le temps nécessaire pour atteindre l'équilibre est de l'ordre de la picoseconde). L'intensité du rayonnement est indépendante de la direction et est exactement déterminée par la loi de Planck. Les photons apparaissent et disparaissent sur quelques libres parcours moyen l'_ν , et donc l'équilibre est maintenu sur des distances proches, les effets sont à considérer localement.

Par conséquent, si la température change sur des longueurs plus grandes que le libre parcours moyen, l'intensité radiative I_ν se trouve alors à l'équilibre et donc l'approximation de diffusion est valable.

3.4.2 Approximation *avant-arrière*

Une amélioration de l'approximation de diffusion peut être faite pour le cas où l'anisotropie de la densité de rayonnement est petite. Cette approximation est convenable et utilisée surtout dans des codes de simulation numérique en géométrie plane.

On introduit un coefficient d'anisotropie, qui consiste à diviser les photons en deux groupes : ceux qui vont vers l'*avant* (avec une intensité I_1) et ceux qui vont vers l'*arrière* (avec une intensité I_2) par rapport à un plan idéal.

L'énergie irradiée et le flux sont donc :

$$U = \frac{1}{c} \int I d\Omega = \frac{2\pi}{c} (I_1 + I_2)$$

et

$$S = \int I \cos \theta d\Omega = \pi (I_1 - I_2)$$

Le degré d'anisotropie est défini par

$$\frac{S}{cU} = \frac{(I_1 - I_2)}{2(I_1 + I_2)}$$

et il vaut 0 si $I_1 = I_2$, *i.e.* dans le cas isotrope. On moyenne ensuite l'équation du transfert radiatif sur les deux hémisphères en obtenant :

$$\frac{1}{2} \frac{dI_1}{dx} = -\kappa'(I_p - I_1) \quad \text{et} \quad -\frac{1}{2} \frac{dI_2}{dx} = -\kappa'(I_p - I_2)$$

où I_p est l'intensité d'un corps noir idéal à l'équilibre. En additionnant et en soustrayant les deux équations, on obtient la densité et le flux :

$$\frac{dS}{dx} = \kappa' c (U_p - U) \quad \text{et} \quad S = -\frac{l' c}{4} \frac{dU}{dx} \quad (3.28)$$

Dans le cas présenté ici, le coefficient de diffusion est $l'c/4$ au lieu de $l'c/3$ obtenu dans le cas global (paragraphe 3.4.1)

3.4.3 Approximations pour le traitement de l'opacité

Pour traiter correctement les effets du rayonnement dans les conditions d'HDE, il faudrait tenir compte de toutes les effets qui interviennent lors de l'interaction photons-atomes. Ce problème est en effet impossible à traiter de manière analytique et il faut donc faire des approximations. L'opacité est donc calculée et est *moyennée* sur un groupe de fréquences avec deux méthodes pour obtenir l'opacité de Rosseland (utilisant le flux radiatif comme fonction pour la moyenne) et celle de Planck (qui utilise l'énergie radiative).

3.4.3.1 Opacité de Rosseland

Dans l'approximation de diffusion, le flux radiatif est proportionnel au gradient de la densité d'énergie radiative (3.27). On peut noter toutefois que si la densité de rayonnement est proche de l'équilibre, alors il est possible de l'approcher dans l'équation du flux avec celle à l'équilibre. Donc, pour les conditions à équilibre local, le flux spectral (on souligne la dépendance en fréquence) est donné par :

$$\mathbf{S}_\nu = -\frac{l'_\nu c}{3} \nabla U_{\nu p} \quad (3.29)$$

ou l'_ν est le libre parcours moyen défini dans le paragraphe 3.2.2.

Le flux total est :

$$\mathbf{S} = \int_0^\infty \mathbf{S}_\nu = -c/3 \int_0^\infty l'_\nu \nabla U_{\nu p} d\nu \quad (3.30)$$

On remarque que si $\int_0^\infty U_{\nu p} = U_p = 4\sigma/cT^4$, alors 3.30 devient :

$$\mathbf{S} = -\frac{l_R c}{3} \nabla U_p = -\frac{16 \sigma l_R T^3}{3} \nabla T \quad (3.31)$$

c'est à dire que le flux radiatif à l'équilibre local est proportionnel au gradient de la température (c'est un comportement identique à la conduction de la chaleur). Le coefficient de la conductivité thermique serait dans ce parallélisme, $16/3\sigma l T^3$

On va donc essayer d'évaluer une opacité moyenne à partir de l'équation 3.30, pour continuer l'analogie avec la conduction thermique. On définit donc un nouveau libre parcours moyen l_R , à la place du libre parcours moyen défini auparavant l'_ν

$$l_R = \frac{\int_0^\infty l'_\nu \frac{\partial U_{\nu p}}{\partial T} d\nu}{\int_0^\infty \frac{\partial U_{\nu p}}{\partial T} d\nu} \quad (3.32)$$

En changeant de variable $u = h\nu/kT$ (unité d'énergie en eV) et en introduisant la fonction G_R définie par :

$$G_R = \frac{15}{4\pi^4} \frac{u^4 e^{-u}}{(1 - e^{-u})^2}$$

on obtient

$$l_R = \int_0^\infty l'_\nu G_R(u) du$$

l_R est obtenu donc en moyennant l'_ν avec la fonction $G_R(u)$ et est par définition le *libre parcours moyen de Rosseland*. Si l'on corrige le libre parcours moyen l'_ν par l'émission induite et on l'exprime en fonction du coefficient d'absorption : $l'_\nu = 1/\kappa'_\nu = (\kappa_\nu(1 - e^{h\nu/kT}))^{-1}$, alors :

$$l_R = \int_0^\infty \frac{1}{\kappa_\nu} G'_R(u) du \quad \text{et} \quad G'_R(u) = \frac{15}{4\pi^4} \frac{u^4 e^{-u}}{(1 - e^{-u})^3}. \quad (3.33)$$

La moyenne de Rosseland a un maximum pour $h\nu = 4kT$, ce qui signifie que les photons de haute énergie sont dominants dans le processus de transfert radiatif. On remarquera cela dans le paragraphe consacré aux codes de simulations numériques.

3.4.3.2 Opacité de Planck

On considère ici en revanche un milieu optiquement mince, dont les dimensions du système (de façon générique appelées x) sont donc petites par rapport au libre parcours moyen des photons noté l_P (pour le différencier du libre parcours moyen de Rosseland l_R). Nous sommes dans une situation telle que presque tous les photons peuvent sortir du milieu. Seulement une petite partie de ceux-ci (de l'ordre de $x/l_P \ll 1$), sont absorbés dans leur propagation. L'énergie perdue

par le milieu est donc de l'ordre de l'énergie émise :

$$J = \int_0^{\infty} J_{\nu} d\nu = c \int_0^{\infty} \kappa'_{\nu} U_{\nu p} d\nu \quad (3.34)$$

En appelant κ_P la moyenne coefficient d'absorption κ'_{ν} (et donc le libre parcours moyen est $l_P = 1/\kappa_P$), on obtient :

$$J = \kappa_P U_p c = \frac{4\sigma T^4}{l_P}$$

et donc la moyenne du libre parcours moyen pour un milieu optiquement mince est :

$$\kappa_P = \frac{1}{l_P} = \frac{\int_0^{\infty} \kappa'_{\nu} U_{\nu p} d\nu}{\int_0^{\infty} U_{\nu p} d\nu} = \int_0^{\infty} \kappa'_{\nu} G_P(u) du.$$

Cette fois, la fonction G_P est

$$G_P(u) = \frac{15}{\pi^4} \frac{u^3}{e^u - 1}$$

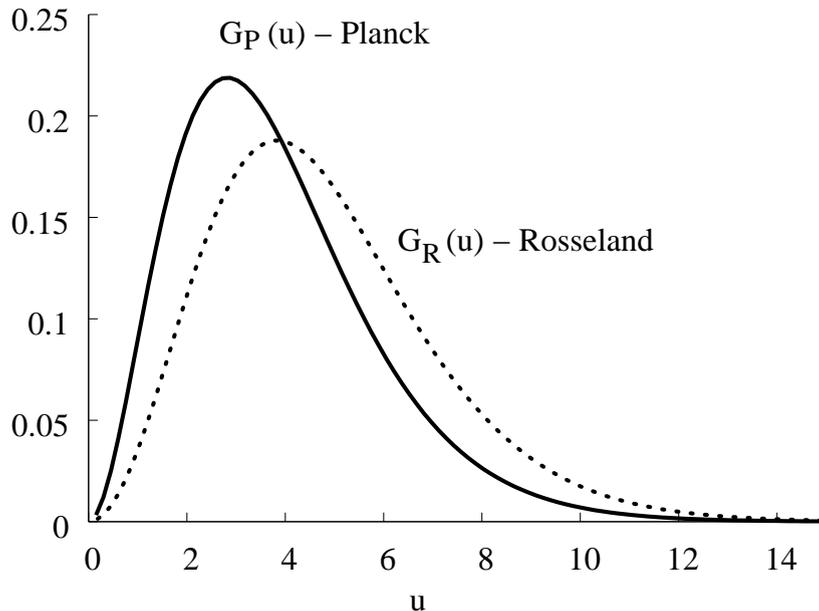


Figure 3.13 Différences entre les fonctions $G_R(u)$ et $G_P(u)$ utilisées pour moyennner l'opacité spectrale,

Cette nouvelle moyenne (dite de Planck) diffère de la moyenne de Rosseland. Ici l'opacité de Planck est obtenue en moyennant l'opacité spectrale κ_{ν} avec une fonction qui est proportionnelle à la fonction de Planck (équation 3.34). On

montre (figure 3.13) les deux fonctions $G_R(u)$ et $G_P(u)$, les deux privilégiant les photons de haute énergie : le maximum de $G_R(u)$ étant à $h\nu = 4kT$ et $G_P(u)$ à $h\nu = 2.85 kT$

Ces deux moyennes sont très importantes pour évaluer l'énergie irradié par des corps optiquement épais et optiquement minces.

Si l'on évalue l'énergie émise par unité de **surface** par un corps optiquement épais ($l_R \ll x$) et pour un corps optiquement mince ($x \ll l_P$), on trouve qu'elles sont de l'ordre de

$$S_e \approx \frac{l_R}{x} \sigma T^4 \quad (\text{épais}) \quad \text{et} \quad S_m \approx \frac{x}{l_P} \sigma T^4 \quad (\text{mince})$$

respectivement. Les deux énergies sont donc bien éloignées d'un corps noir (σT^4). Seul un corps dont les dimensions sont de l'ordre du libre parcours moyen ($x \sim l_R \sim l_P$), émet à sa surface un rayonnement de corps noir à la température moyenne du milieu.

Si l'on compare maintenant les pertes par unité de **volume** on trouve respectivement :

$$\left(\frac{l_R}{x}\right)^2 \frac{\sigma T^4}{l_R} \quad (\text{épais}) \quad \text{et} \quad \frac{\sigma T^4}{l_P} \quad (\text{mince})$$

On voit tout de suite que pour un corps épais, le rayonnement a tendance à rester « emprisonné » dans le milieu et les pertes sont faibles, ce sont seulement les photons de la surface qui peuvent s'échapper.

Cela nous montre que si on mesure l'énergie émise par un corps optiquement épais et on estime sa température comme la température équivalent à elle d'un corps noir qui émet la même quantité d'énergie (température de brillance), elle sera près de la température de la surface car les seuls photons qui s'échappent, proviennent d'une couche mince autour du corps. Par contre dans le cas d'un corps optiquement mince, la quantité d'énergie absorbée est une fraction de l'ordre de $x/l_P \ll 1$ de l'énergie émise et donc une température de brillance sera proche de la température régnant à l'intérieur du corps (tout en restant plus faible).

Deuxième partie

Expériences:

Dispositifs et Diagnostics

Résultats Expérimentaux

Conclusions et Perspectives

Dispositifs expérimentaux

Dans ce chapitre, j'expose dans un premier temps, les méthodes utilisées pour optimiser la cible afin d'obtenir en laboratoire un choc rayonnant.

Puis je présente en détail les moyens mis en oeuvre pour effectuer les mesures nécessaires. Celles-ci ont nécessité la mise en place d'un grand nombre de diagnostics dont je décris le fonctionnement et les domaines d'applicabilité.

4.1 Principe des expériences

Au cours de ce travail de thèse, j'ai été amené dans un premier temps à définir les caractéristiques des cibles nécessaires à la génération d'un choc radiatif en laboratoire.

Afin de fixer de façon simple certains paramètres clefs dans la génération du choc radiatif, reprenons le modèle stationnaire [Bouquet *et al.* 2000, Bouquet *et al.* 2004] d'un choc dans un milieu donné (équation 3.14 dans le chapitre précédent) :

$$D_{cr}[\text{km/s}] \sim 2053 \frac{(1 + Z_2^*)^{2/3} (\rho[\text{g/cm}^3])^{1/6}}{A^{2/3}} \quad (4.1)$$

Pour se situer dans le domaine du choc radiatif, on voit qu'il est nécessaire d'atteindre une vitesse de choc critique D_{cr} . On remarque que l'on peut choisir la densité et le type de matériau le mieux adapté pour franchir le seuil de D_{cr} . Le candidat idéal est un matériau dont la densité est faible et le numéro de masse atomique élevé.

Pendant les deux campagnes expérimentales qu'on va décrire dans la suite, nous avons étudié les propriétés des chocs radiatifs dans un gaz de Xénon. Sur la figure 4.1 j'ai tracé la vitesse critique du choc D_{cr} en fonction de la densité initiale du gaz. Les trois courbes correspondent à des états d'ionisation légèrement différents proches des conditions de température espérées. Sur la figure on indique aussi les pressions initiales du Xénon qu'on a utilisées lors des expériences (0.1 et 0.2) et le Xénon à pression ambiante (1 bar).

Le problème qui reste alors à résoudre est de pouvoir générer une vitesse de choc la plus élevée possible dans la cible solide à l'aide des lasers intenses du LULI, qui se propage ensuite dans le Xénon, agissant comme un piston.

Pour cela il faut choisir la combinaison de couches successives les mieux appropriées ($\rho - Z$) afin d'atteindre la vitesse du choc critique. La définition de

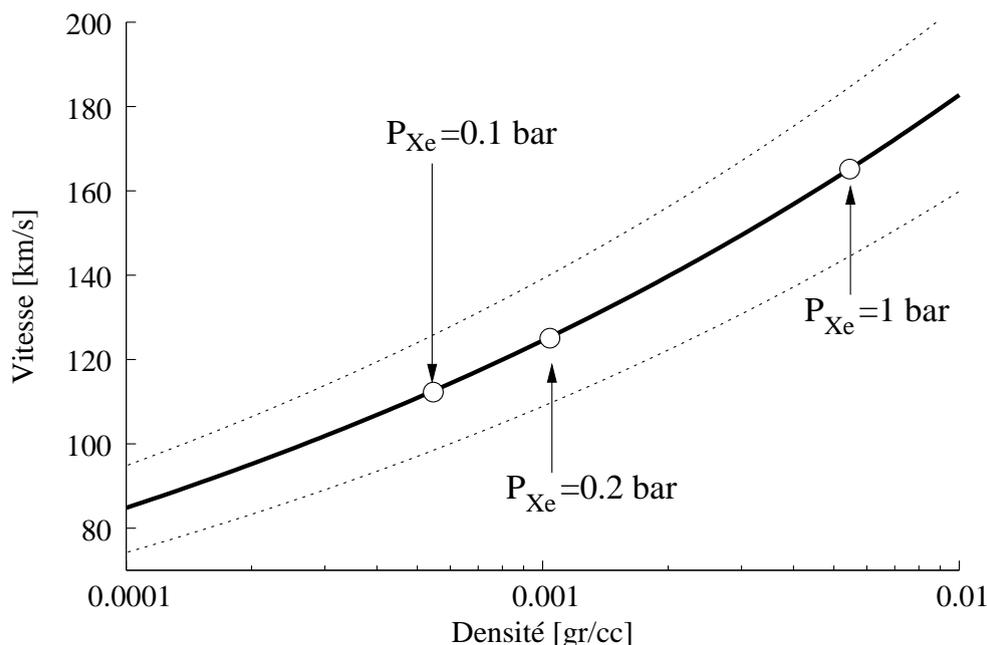


Figure 4.1 Vitesse de choc critique pour le Xénon. La courbe centrale correspond à une ionisation de $Z = 10$, tandis que les autres sont pour $Z = 8$ et $Z = 12$.

cette partie solide de notre cible implique les différents processus d'interaction laser-matière (absorption, ablation et propagation du choc) tels qu'ils ont été décrits dans le chapitre 2. En particulier nous avons montré que la pression maximale d'ablation dans nos régimes est donnée par la relation 2.35.

Le matériau qu'on utilise le plus souvent comme ablateur est le plastique [Benuzzi *et al.* 1998b] qui nous permet d'atteindre sur les lasers du LULI une pression maximale (pleine puissance) de ~ 13 Mégabar. Le plastique est principalement employé comme ablateur afin de réduire, autant que faire ce peut, le rayonnement X dans la couronne susceptible de préchauffer [Benuzzi *et al.* 1998a] le matériau devant le choc, notamment le Xénon. Dans le but d'explorer différents régions du domaine HDE, on pourra toutefois réduire l'intensité laser.

Sur la figure 4.2 nous avons tracé les différents seuils dans le diagramme de phase qui limitent les régimes hydrodynamiques tels qu'ils sont décrits dans le chapitre 3. On montre les frontières pour lesquelles le flux radiatif domine le flux thermique ($F_r/F_t = 1$) et la pression radiative est supérieure à la pression thermique ($P_r/P_t = 1$), dans le plan densité-température.

On observe clairement que pour un gaz plus lourd (Xénon) il est plus facile de se trouver dans un régime où le flux radiatif ou bien la pression radiative sont dominants par rapport à un gaz léger (Hydrogène).

En effet, on voit que les frontières se trouvent à plus d'un ordre de grandeur en température (*i.e.* il faut « chauffer » le milieu 10 fois plus en gardant la même densité).

En gris, on délimite la région qui peut être atteinte en laboratoire lors de nos expériences.

On a maintenant une idée générale de nos expériences (voir figure 4.3). À

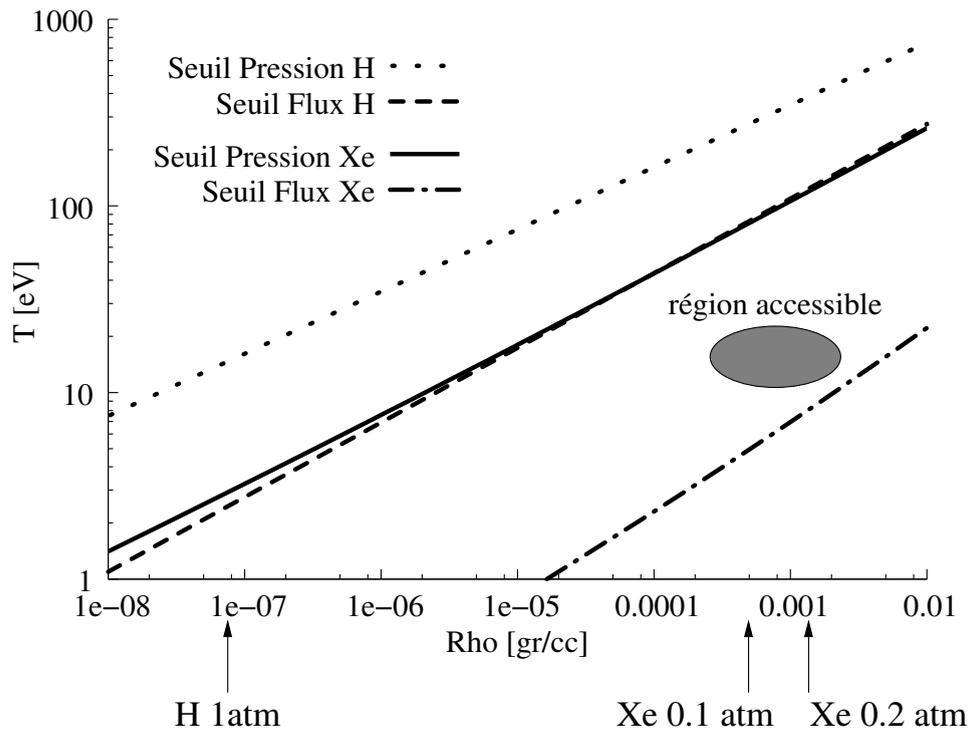


Figure 4.2 Frontières dans le diagramme de phase (ρ, T) entre les différentes régions déterminées à partir des rapports flux thermique sur flux radiatif et pression thermique sur pression radiative pour un gaz de Xénon et d'Hydrogène. L'ellipse représente la région atteinte dans nos conditions expérimentales.

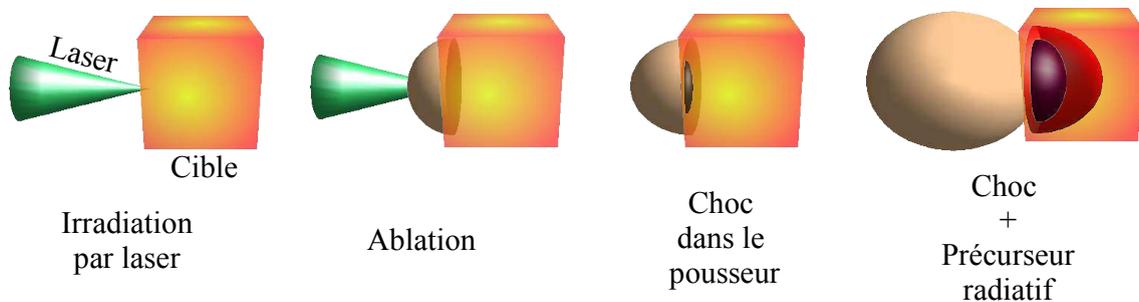


Figure 4.3 Principe de l'expérience : Attaque laser, ablation de la première couche de plastique, génération de l'onde de choc, passage à travers les couches successives et débouché dans le Xénon.

la suite de l'irradiation du laser sur le plastique, un plasma chaud est créé (une « bulle »¹ commence alors à se détendre dans le vide dans une direction opposée à celle du laser), et par réaction une onde de choc commence à se propager dans le pousseur. Cette onde de choc débouche dans le gaz de Xénon, qui suivant sa vitesse permet d'atteindre le régime radiatif avec le précurseur caractéristique.

¹souvent appelée *plume*

4.1.1 Schéma de la cible

Le dimensionnement de la cible a été effectué pour l'ensemble des expériences de façon différente en fonction des paramètres laser. Même si, comme on l'a vu dans le paragraphe précédent, on peut estimer la vitesse de choc que l'on peut engendrer dans le gaz de Xénon à l'aide d'outils simples, pour mieux dimensionner à la fois le pousseur et les paramètres du Xénon, on utilise des simulations numériques.

Celles-ci comprennent, d'une part la partie de cible solide où l'on dépose l'énergie laser et où on génère l'onde de choc, d'autre part le gaz de Xénon où le choc radiatif se met en place.

4.1.1.1 Cible solide

Afin de définir et dimensionner la cible multicouche servant d'ablateur et de pousseur, nous avons utilisé le code hydrodynamique monodimensionnel MULTI [Ramis *et al.* 1988], voir l'appendice A). Ce code, bien adapté aux expériences d'interaction laser matière, nous a permis de décrire le dépôt d'énergie, la génération de l'onde de choc dans le front d'ablation et sa propagation dans les couches successives (voir figure 4.4).

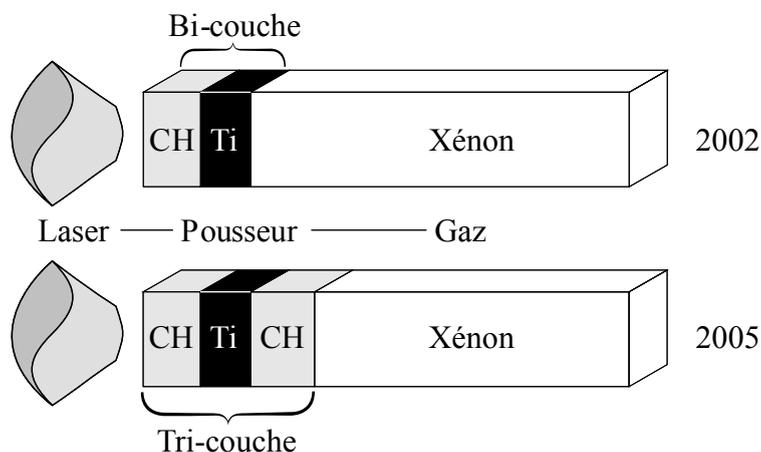


Figure 4.4 Schéma des cibles bi-couches (2002) et tri-couches (2005).

De manière générale, comme cela a été montré auparavant [Benuzzi *et al.* 1998a], nous avons choisi comme ablateur du plastique afin de réduire les rayons X-durs créés dans la couronne et minimiser donc le préchauffage. Afin d'absorber les rayons X résiduels se propageant à l'intérieur de la cible, nous avons introduit après la première couche de plastique un bouclier de Titane.

Ce simple bicouche a été utilisé pour la campagne effectuée en 2002 sur la chaîne 6F du LULI. Plus récemment (campagne 2005 sur le LULI2000), nous avons ajouté une troisième couche (encore de plastique) en face arrière après le Titane pour deux raisons principales :

1. accélérer le choc par désadaptation d'impédance (voir chapitre 2)

2. pouvoir avoir une jauge de référence pour la mesure de la température (voir paragraphe 4.3.2 suivant)

La technique de désadaptation d'impédance nous aide à étudier de façon simple le passage du choc généré dans la couche de plastique (ablateur) à la couche de Titane (bouclier radiatif). En suivant le chemin des courbes d'Hugoniot, montré sur la figure 4.5, on voit que pour passer d'un matériau à l'autre, il suffit de « sauter » d'une courbe à l'autre.

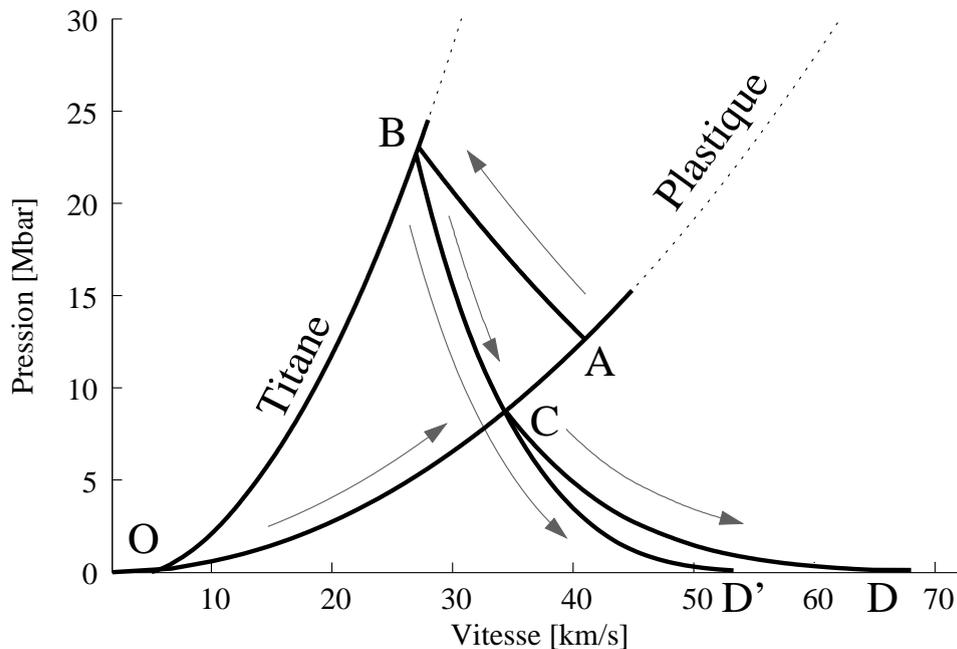


Figure 4.5 Construction du passage du choc dans le pousseur à couches multiples. Courbes issues des tables SESAME

Ainsi on atteint le point A avec la génération du choc dans le plastique-ablateur suivant la courbe d'hugoniot \overrightarrow{OA} . Au passage entre le plastique et le Titane, le choc est réfléchi dans le plastique (voir section 2.2.5.3) et suit la courbe \overrightarrow{AB} appelé *polaire chaude*² pour atteindre l'hugoniot du Titane au point B. Comme on peut le constater, comme le Titane est un matériau à impédance plus élevée, le choc se propage plus lentement, mais atteint des pressions plus élevées.

À partir de ce point, si on laisse le Titane se détendre dans le vide (ou dans un gaz peu dense comme le Xénon³), suivant la courbe *adiabatique de détente* $\overrightarrow{BD'}$ (qui a comme point de départ le point B dans le plan $P - U_s$) on pourrait atteindre la vitesse de $\approx 55\text{km/s}$ (point D').

Comme on peut le remarquer sur le schéma, si on ajoute aux deux couches Plastique-Titane, une troisième de plastique, on accède à une vitesse plus élevée

²Calculée comme la symétrique de l'Hugoniot qui a comme point de départ les valeurs du point A dans le plan $P - U_s$.

³En effet sur ce diagramme, la courbe d'Hugoniot du Xénon ne serait pas visible, mais confondue avec l'axe des abscisses.

($\sim 65\text{km/s}$) dénotée par le point D. En effet, une fois le point B atteint, comme dans le cas précédent, le choc passe à nouveau dans la troisième couche de plastique suivant la courbe adiabatique menant au point C sur la courbe d'hugoniot du plastique. Ensuite, le choc subit une détente adiabatique supplémentaire suivant la courbe \overrightarrow{CD} (suivant l'adiabatique de relaxation du plastique) qui mène au point D sur le diagramme à plus de 65km/s . Par conséquent cette dernière couche de plastique nous permet d'accélérer le choc.

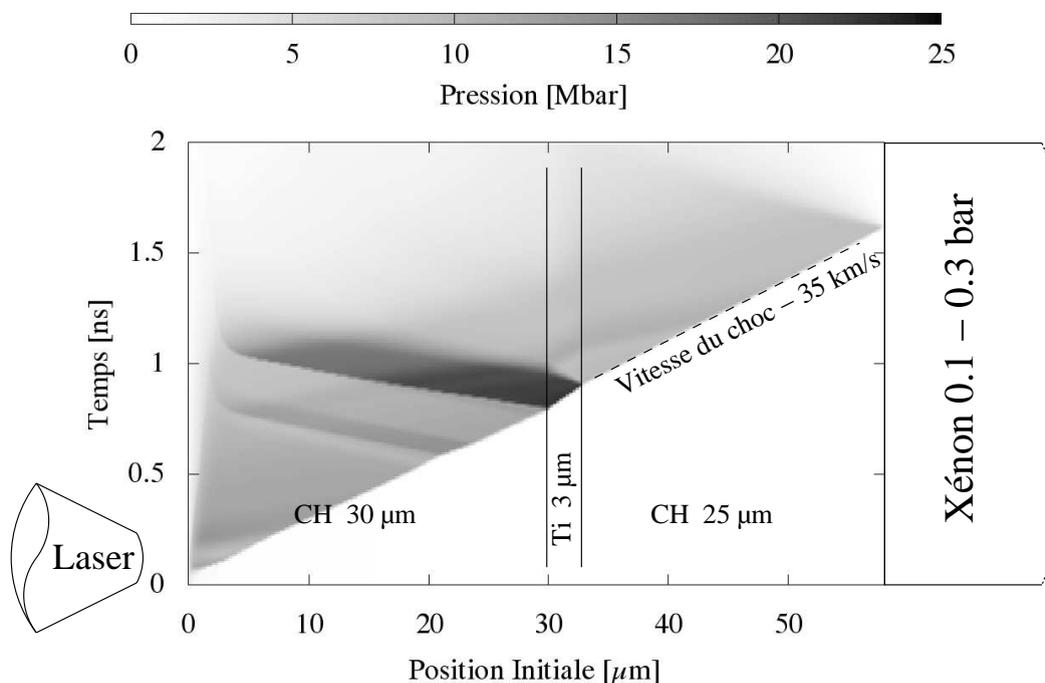


Figure 4.6 Cible Solide : dimensionnement à l'aide de MULTI.

Pour optimiser les paramètres des cibles, notamment les épaisseurs des couches, nous avons effectué toute une série de simulations numériques à l'aide du code MULTI. Afin d'illustrer les discussions précédentes, nous présentons dans la figure 4.6 les résultats d'une simulation pour le cas d'une cible tricouche de la campagne 2005. On représente en abscisse la position initiale de la cellule (géométrie langrangienne *cfr* section 2.2), en ordonnée le temps et en échelle de gris, la pression.

Pour cette simulation, l'intensité laser est de $7 \times 10^{13}\text{W/cm}^2$, qui est atteinte en 150 ps et maintenue pendant 1.2ns pour ensuite s'éteindre en 150ps. Comme on peut le voir, la pression à laquelle on arrive dans le processus d'ablation correspond à celle donnée par la formule 2.35, c'est-à-dire 13 Mbar (correspondant au point A de la figure 4.5). Ensuite lors du passage dans le Titane, la pression monte jusqu'à 25 Mbar (point B de la figure 4.5) pour ensuite diminuer tout en accélérant jusqu'à une vitesse de 35 km/s (qui correspond au point C de la figure 4.5).

Type	Materiel	2002	2005
Ablateur	CH	3 μm	20 μm
Bouclier	Ti	2 μm	3 μm
Accélérateur	CH		25 μm

Tableau 4.1 Composition des pousseurs dans les deux campagnes

Dans le tableau 4.1, on rappelle les épaisseurs les mieux adaptées des matériaux composant le pousseur suivant les différentes conditions laser des deux campagnes (2002 et 2005). Comme on peut le voir, pour la première campagne aucun accélérateur n'était utilisé. En raison de la plus grande intensité disponible sur le laser LULI2000 (le double de celle disponible sur l'ancienne 6F), les épaisseurs ont augmenté de façon significative.

À partir d'une simulation hydrodynamique, différentes données liées à la propagation du choc sont accessibles. Par exemple, nous prévoyons les conditions du choc dans le pousseur (LULI2000) telles que celles présentées dans le tableau 4.2. Le paramètre que nous avons fait varier dans les deux cas est l'intensité laser.

	faible intensité	grande intensité
Vitesse	30 km/s	40 km/s
Pression	9 Mbar	10 Mbar
Température	5.5 eV	6.5 eV

Tableau 4.2 Valeurs des grandeurs hydrodynamiques dans la dernière couche du pousseur pour des conditions typiques du laser LULI2000

4.1.1.2 Cellule à gaz

Les expériences laser se déroulant dans une enceinte sous vide, pour contenir le gaz, il faut le placer dans une cellule ou une « boîte », pour éviter toute fuite ; la cellule contenant le gaz représente une des parties mécaniques les plus délicates, puisqu'elle doit maintenir le gaz à pression constante alors que la cellule elle-même est mise sous vide dans la chambre d'interaction. De plus, il faut pouvoir rendre visible l'intérieur de la cellule, pour pouvoir diagnostiquer l'évolution du choc dans le gaz. Les fenêtres de la cellule doivent être adaptées au domaine de longueur d'onde d'observation : lames de verre pour le visible ou feuilles de béryllium pour le rayonnement X [Reighard *et al.* 2004].

Les cellules utilisées dans la première campagne de tirs laser (2002) ont été fabriquées par le CEA de Valduc (on montre une photo sur la 4.7), tandis que

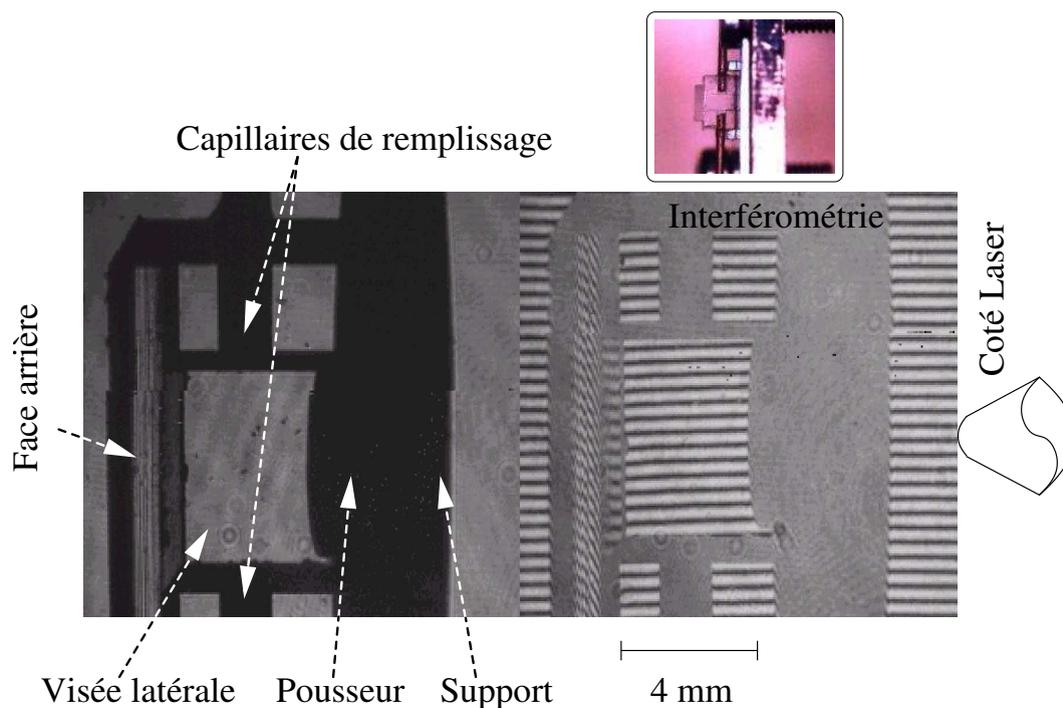


Figure 4.7 Cellule CEA-Valduc, campagne 2002.

les deuxièmes cellules (2005) provenaient du groupe GEPI de l'Observatoire de Paris-Meudon.

Les premières étaient constituées de 5 parois de quartz (une étant couverte par le piston bicouche). Ces parois étaient de qualité optique, comme on peut le remarquer par l'image d'interférence obtenue (figure 4.7) lors d'un contrôle de qualité. Un collage par adhérence moléculaire garantissait l'étanchéité pour une mise sous vide.

Pour la deuxième campagne, la cible (figure 4.8) était en aluminium, noirci pour éviter toute réflexion parasite de la lumière du laser. Comme pour la cible précédente, afin d'éviter des fuites du gaz avant le tir, des parois en quartz étaient placées autour de la cible selon les différentes visées pour les diagnostics.

De plus, deux capillaires reliaient la cellule, pour qu'elle soit ensuite remplie de gaz. Un des capillaires, était relié à un réservoir de gaz pour augmenter le volume de gaz total et donc homogénéiser la pression à l'intérieur de la cellule et limiter une baisse de la pression initiale due à des fuites.

Remplissage des cellules

La technique de remplissage des cellules était assez compliquée et de nombreux essais ont été effectués pour ne pas avoir de doutes sur l'étanchéité des cellules.

Un banc de pompage (figure 4.9) permet d'effectuer le remplissage en gaz de la cellule, à partir d'une bouteille de Xénon comprimé. Deux manomètres de part et d'autre de la cellule sont utilisés pour s'assurer de la pression dans la cellule; trois vannes (gaz, pompe à vide et balayage) permettent de remplir la

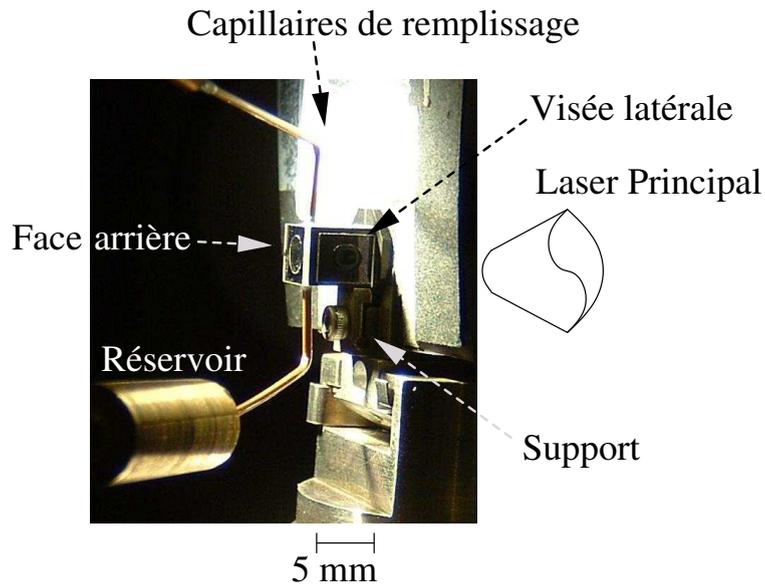


Figure 4.8 Cellule GEPI-LULI, campagne 2005.

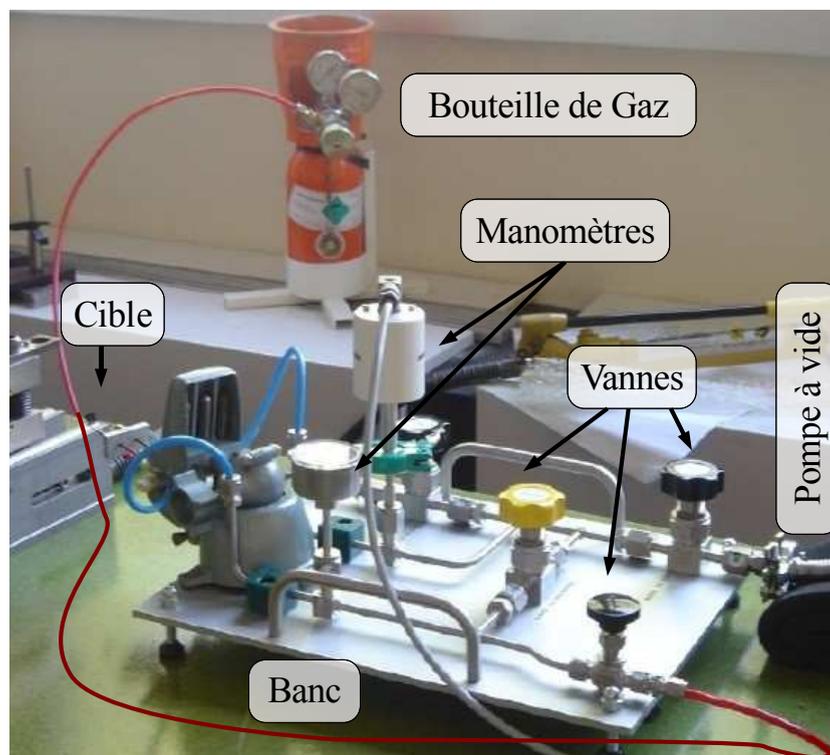


Figure 4.9 Banc de remplissage pour la campagne 2005.

cellule de gaz et stabiliser la pression à l'intérieur. Nous vérifions également sur ce dispositif la tenue en pression de la cellule, sous vide, et avec du gaz.

Une fois les tests d'étanchéité terminés et la pression souhaitée établie dans la cellule, on sépare les cellules du banc de pompage par « queusotage » (pincement par presse hydraulique) des tuyauteries de cuivre. Cette technique permet de conserver l'étanchéité du système.

4.1.2 Schémas expérimentaux

Suivant les campagnes expérimentales effectuées, les diagnostics mis en place différaient quelque peu. Toutefois ceux-ci reposaient tous sur des diagnostics dans le domaine visible ou proche infrarouge. Nous avons deux groupes de diagnostics :

- ceux situés à l'arrière de la cible
- ceux observant perpendiculairement par rapport au mouvement du choc dans la cible.

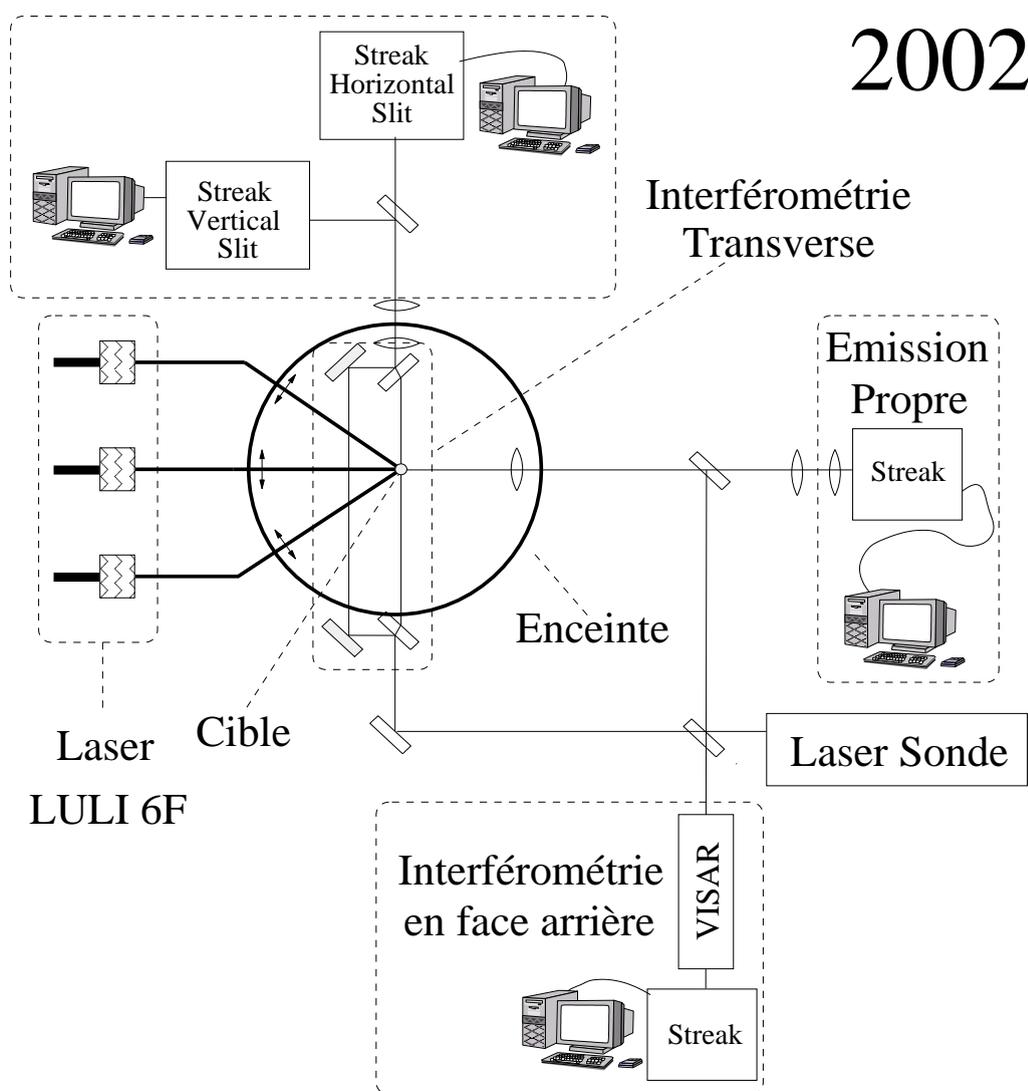


Figure 4.10 Configurations générale des diagnostics pour la chaîne 6F.

Sur les figures 4.10 et 4.11, j'ai représenté schématiquement les différentes configurations des faisceaux et diagnostics au cours des campagnes expérimentales 6F et LULI2000. On remarque une grande similitude des diagnostics mis en place lors de ces deux campagnes effectuées sur deux installations laser différentes.

Je présente ensuite de façon plus détaillée les deux configurations sur les figures 4.12 et 4.13 en ajoutant les différents composants optiques.

L'ensemble des diagnostics mis en place nous ont permis d'obtenir un grand nombre de mesures, à la fois sur le poussoir, sur le choc dans le gaz et sur le précurseur radiatif.

Nous avons utilisé un laser (Nd :YAG) de faible puissance ($E \approx \text{mJ}$ avec impulsion gaussienne de 8 ns, aux longueurs d'onde typiques de 532 nm et 1064 nm) pour sonder la cible à la fois en face arrière et transversalement.

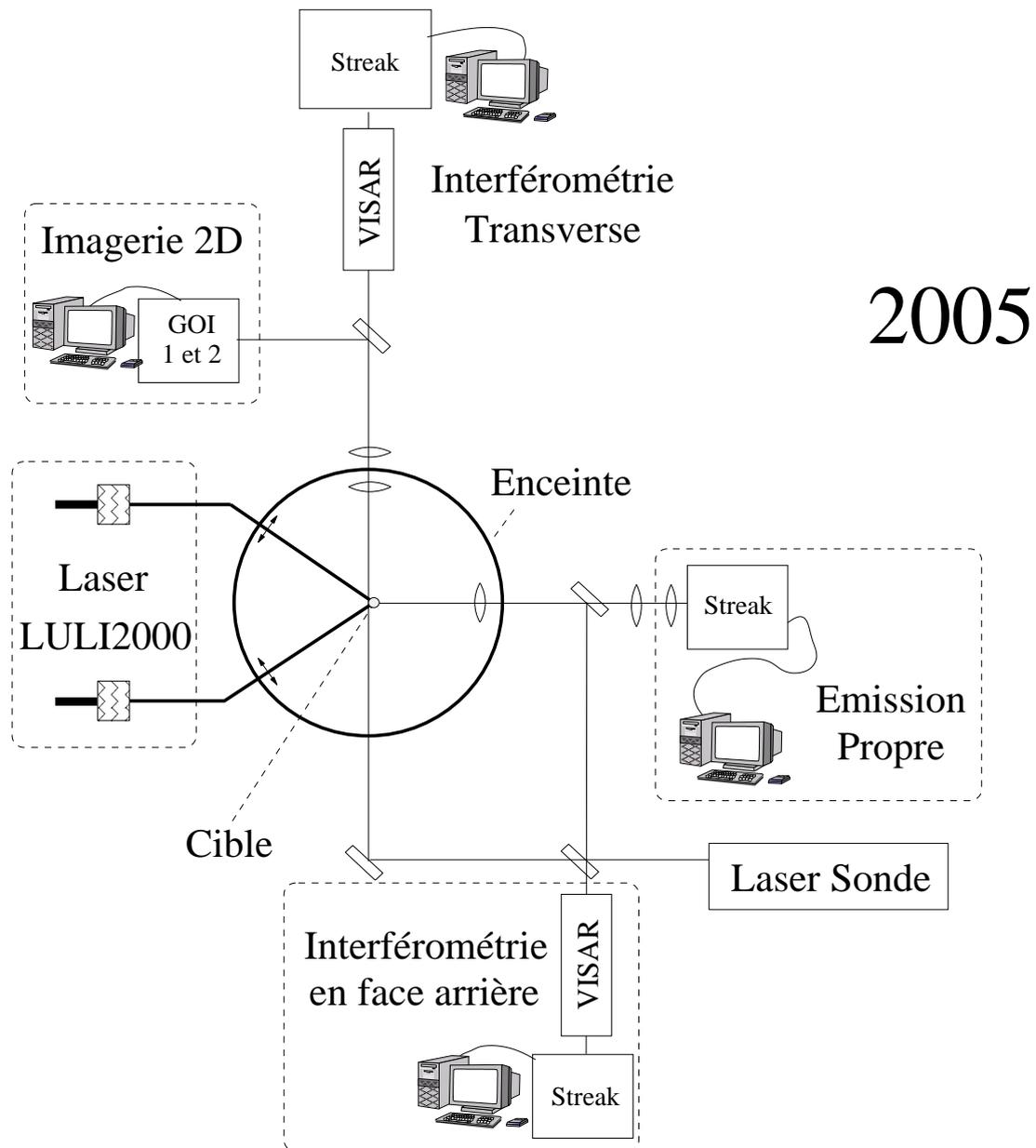


Figure 4.11 Configurations générale des diagnostics pour le LULI2000.

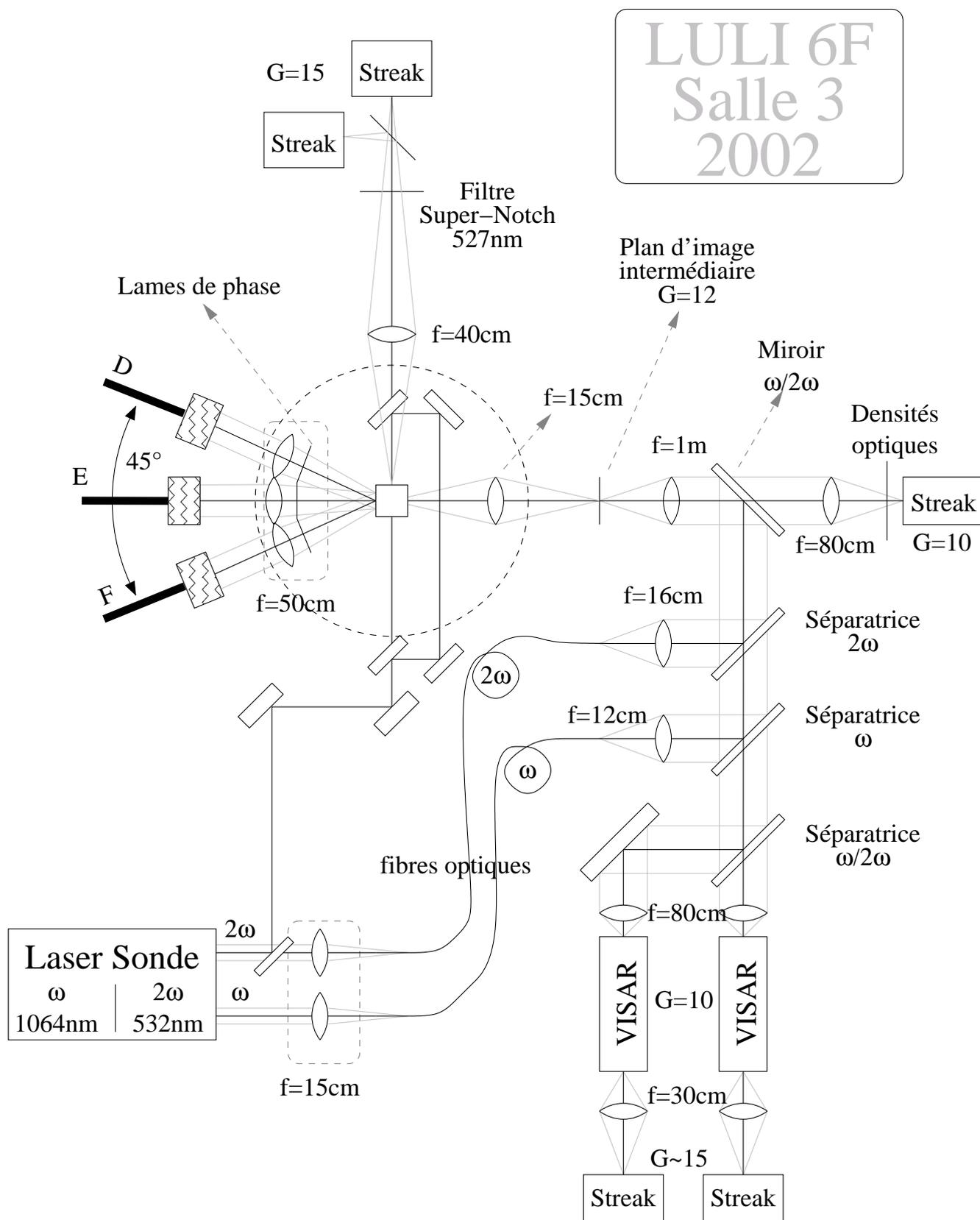


Figure 4.12 Configurations précise des diagnostics pour l'expérience de 2002.

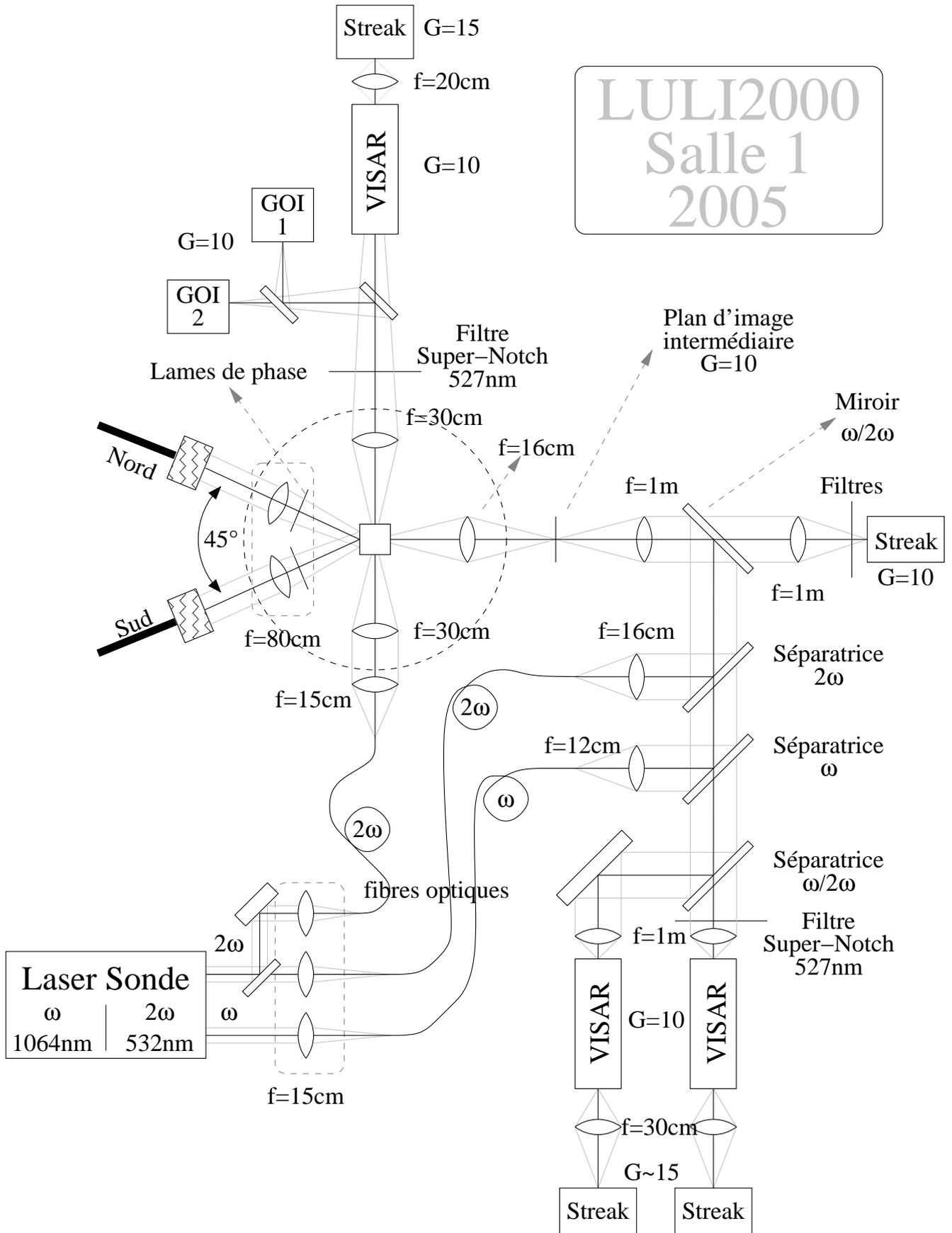


Figure 4.13 Configurations précise des diagnostics pour l'expérience de 2005.

4.2 Lasers intenses utilisés

Au cours de cette thèse, deux campagnes d'expériences ont été menées au LULI : une première utilisant la chaîne laser 6F (qui a été arrêtée en 2003) et une seconde, récente, utilisant la nouvelle chaîne laser de puissance le LULI2000.

4.2.1 Chaîne 6-faisceaux (LULI)

4.2.1.1 Banc d'oscillateur

L'oscillateur est un verre dopé Nd :YLF pompé par une *lampe flash* héli-coïdale. La longueur d'onde d'émission laser est de $1.053 \mu\text{m}$ avec une largeur spectrale de $\approx 0.5 \text{ \AA}$. Les impulsions en sortie de l'oscillateur peuvent être longues (de 2 à 30 ns) ou « courtes » (600 ps). Dans nos expériences, nous avons utilisé des impulsions gaussiennes de largeur à mi-hauteur de 1 ns. La divergence du faisceau en sortie de l'oscillateur et après passage dans un filtre spatial de diamètre $700 \mu\text{m}$ est de 2×10^{-4} rad. Ses caractéristiques spatiales et temporelles sont fixées par la cavité oscillante où sont placés un diaphragme permettant la sélection transverse et longitudinale des modes et un modulateur acousto-optique.

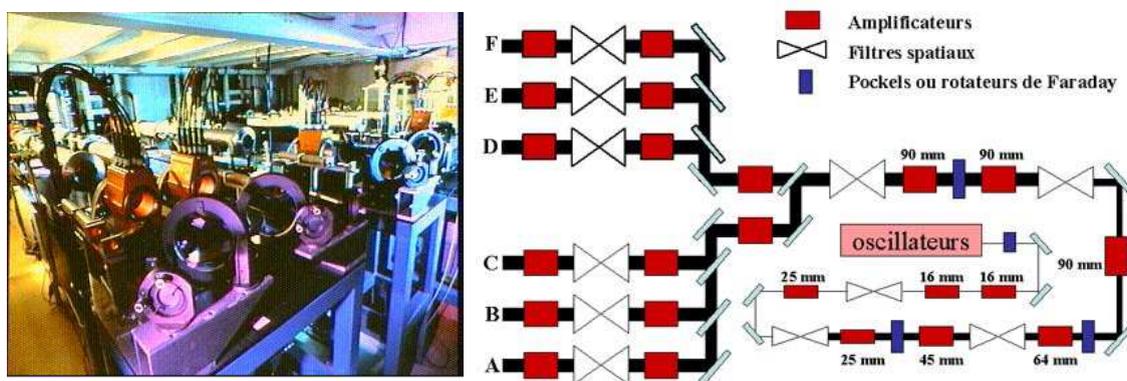


Figure 4.14 Vue partielle de la chaîne laser 6F du LULI : chaîne d'amplification.

4.2.1.2 Chaîne d'amplification

À la sortie de l'oscillateur, l'impulsion est amplifiée en passant successivement dans des amplificateurs à verre phosphate dopés au néodyme de diamètre croissant. Un tronc commun donne ainsi deux faisceaux de 60 J pour une durée d'impulsion de 600 ps. Les étages d'amplification suivants (figure 4.14) permettent d'obtenir une énergie maximale de 85 J.

La qualité optique des faisceaux est maintenue par un apodiseur à liquide en début de chaîne, ainsi que par des filtres spatiaux placés entre les amplificateurs. Des rotateurs de Faraday (dispositifs dont la biréfringence est commandée par

un champ magnétique) assurent la protection anti-retour. En fin de chaîne, le faisceau présente un diamètre de 82-85 mm et conserve une divergence de 2×10^{-4} rad.

Des six faisceaux laser disponibles, trois étaient utilisés lors de l'expérience en 2002 (voir figure 4.15).

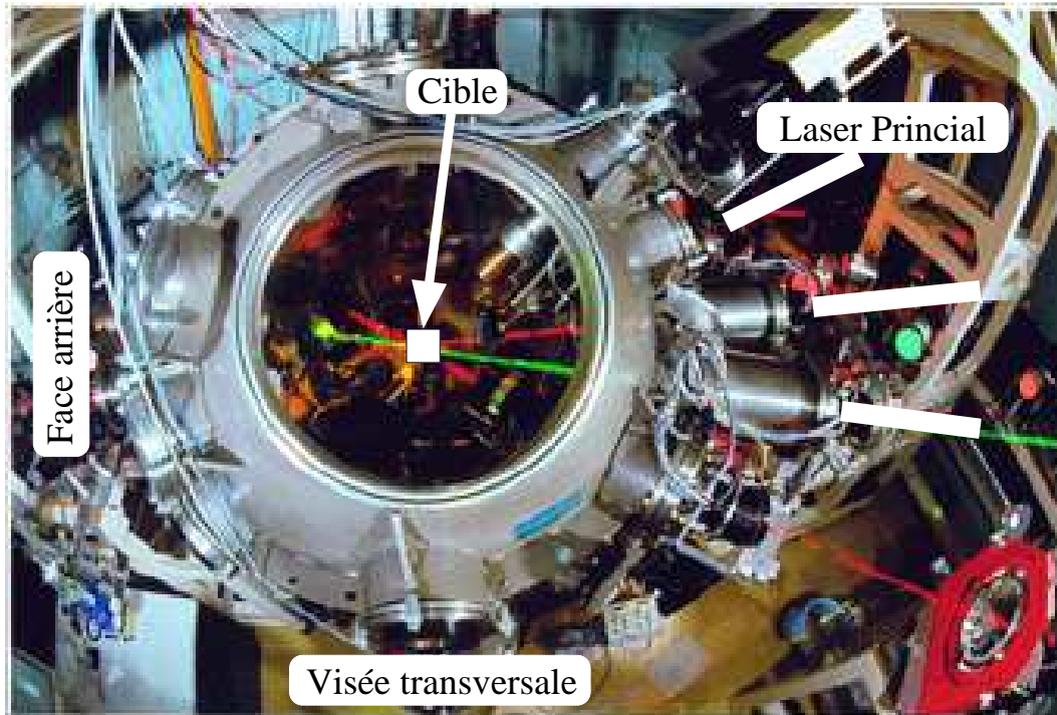


Figure 4.15 Photo de la Salle3 sur la chaîne 6F du LULI.

4.2.2 Chaîne LULI2000

L'installation (figure 4.16) comporte deux chaînes principales commençant avec des amplificateurs à barreaux et se terminant par des amplificateurs à disques (verre phosphate). Les spécifications techniques sont :

- énergie par chaîne 1 kJ à $1.053 \mu\text{m}$ pour une durée de 1.4 ns
- gamme de durée : impulsions « type créneau » avec mise en forme temporelle de 1ns à quelques nanosecondes. En 2007, un des deux faisceaux, sera converti en impulsion ultra brève de classe Petawatt
- transport du faisceau laser par relais d'images jusqu'à la cible
- étage convertisseur de fréquence pour doubler la fréquence
- système de focalisation par lentille.

Pour conserver le maximum de souplesse à l'installation, les deux chaînes ne disposent pas d'un tronc commun d'amplification. Elles fonctionnent donc de façon indépendante et peuvent accepter des faisceaux lasers de nature différente (ayant des oscillateurs différents).

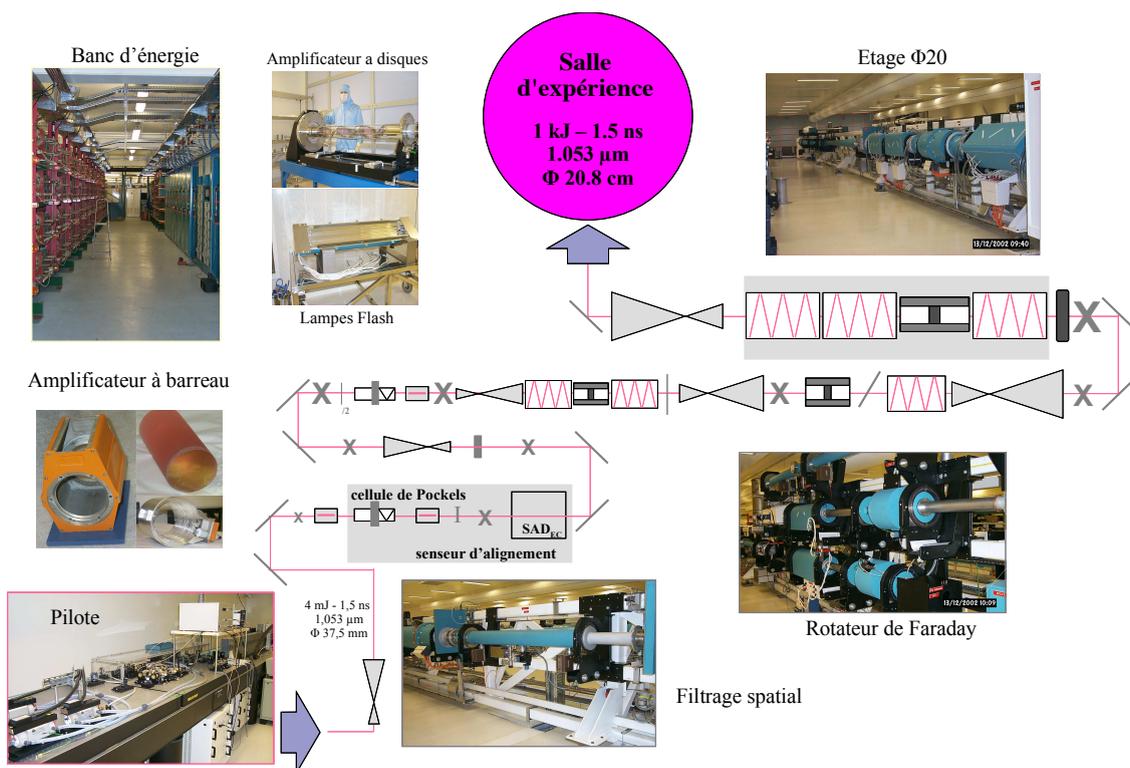


Figure 4.16 Ligne d'amplification d'énergie du laser LULI2000.

4.2.2.1 Oscillateurs et préamplification

Les chaînes principales acceptent plusieurs types de sources délivrant respectivement des impulsions cohérentes nanosecondes et dans le futur aussi des impulsions à dérive de fréquence (application laser ultra-intense).

La priorité est donnée à la réalisation d'une source « nanoseconde cohérente » synchronisable et disposant d'une mise en forme temporelle.

4.2.2.2 Description de l'installation

L'installation est implantée sur deux niveaux. Le premier comprend les locaux « banc d'énergie » et la salle des « oscillateurs ». Le second niveau comprend le hall laser avec ses deux chaînes d'interaction, une salle d'expérience et les locaux de montage. Pour faciliter la synchronisation des faisceaux lasers, les deux salles d'expérience sont localisées au premier niveau à la verticale de la salle des « oscillateurs ».

L'installation LULI 2000 est très voisine de celle de Phébus (installation du CEA localisée à Limeil-Valenton jusqu'en 1999), mais de moindre dimension. En effet sa construction repose sur la récupération d'une grande partie des composants des chaînes lasers de Phébus.

L'installation comprend essentiellement :

- un hall laser, composé de deux chaînes de puissance à verre dopé au néodyme, de diamètre final 200 mm

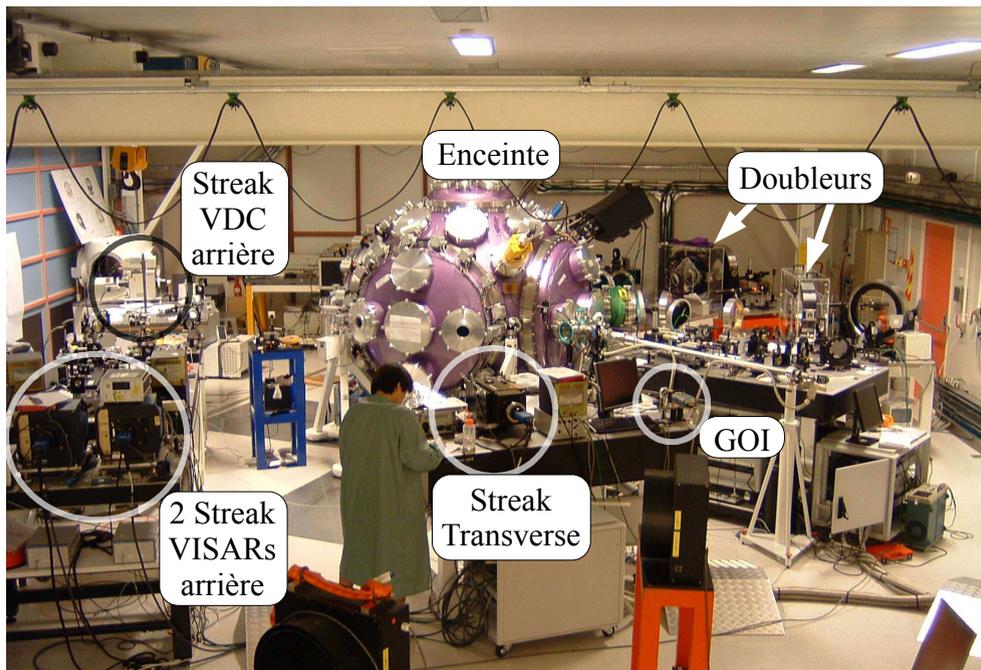


Figure 4.17 Salle d'expérimentation 1 du laser LULI2000.

- une salle d'expérience contenant une enceinte expérimentale où sont focalisés les faisceaux lasers (voir figure 4.17)
- une salle des oscillateurs où sont installées les sources lasers, les étages de préamplification, ainsi que divers dispositifs de mise en forme des faisceaux impulsions
- une salle de montage dont les critères de propreté sont assez sévères (classe 100)
- une salle de contrôle optique
- deux salles d'acquisition où sont traités les résultats expérimentaux
- un hall « banc d'énergie » contenant tous les condensateurs stockant l'énergie destinés au pompage des amplificateurs lasers
- une salle de développement lasers

4.2.3 Autour de l'enceinte d'interaction

Un grand nombre de techniques permettent d'améliorer la qualité générale des expériences, notamment :

- la conversion en fréquence du laser
- l'homogénéisation spatiale de la tâche focale du laser

4.2.3.1 Cristal doubleur

La chaîne laser émet dans l'infrarouge à $1.053 \mu\text{m}$ (YLF). Or, depuis la fin des années 70, il a été mis en évidence de nombreux avantages justifiant l'utilisation de courtes longueur d'ondes, c'est-à-dire :

- l'absorption quasi-totale de l'énergie laser à des densités élevées [Garban-Labaune *et al.* 1982],
- l'absence d'électrons supra-thermiques impliquant une diminution du préchauffage [Fabre *et al.* 1980],
- une meilleure efficacité hydrodynamique [Amiranoff *et al.* 1982].

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

4.2.3.2 Lames de phase

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

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

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

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

et on note sa distance focale f_{PZP} .

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

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

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

Tous les sous-faisceaux se superposent dans le plan de la lentille de focalisation, très proche de celui du système lentille+PZP. On défocalise alors de

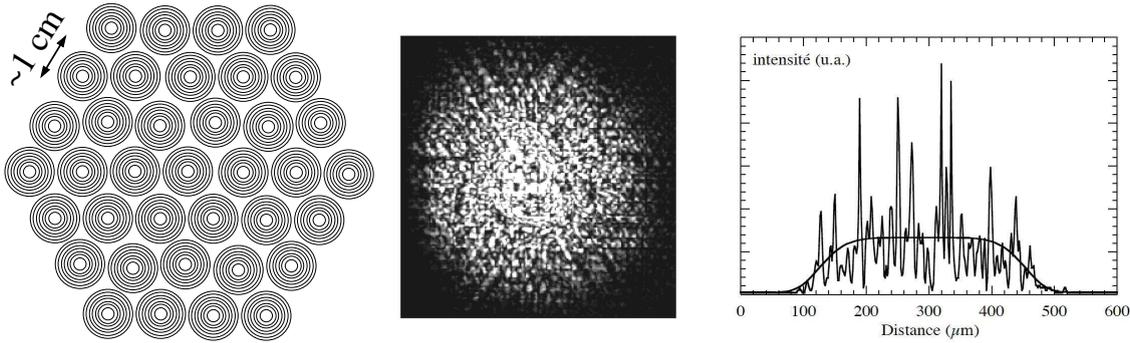


Figure 4.18 lame de phase PZP, Image de la tâche focale obtenue et profil spatial d'intensité correspondant.

quelques centaines de microns afin d'obtenir une tâche optimale. En supposant petite la distance entre la lentille de focalisation et la PZP, on peut écrire que le diamètre Φ de la tâche focale est lié aux caractéristiques de la PZP par

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

Campagne 2002 Sachant que le diamètre de la tâche focale souhaité était de $500 \mu\text{m}$, que la focale des lentilles était de 50 cm , et fixant $n_{max} = 5$, alors on trouve que le diamètre des lentilles de Fresnel est $W_z \sim 1 \text{ cm}$. On trouve également $f_{PZP} = 10.64 \text{ m}$ et on a bien $f_{PZP} \gg f$.

Campagne 2005 Sur l'installation LULI2000, par contre, la focale des lentilles est de 80 cm , le double qu'en salle3, donc le diamètre des lentilles de Fresnel est : $W_z \sim 1.6 \text{ cm}$

	$I \text{ [W/cm}^2\text{]}$	Δt	forme temporelle
2002	5×10^{13}	0.6ns	gaussienne
2005	1×10^{14}	1.2ns	carrée

Tableau 4.3 Intensités laser et durée de l'impulsion

Cette technique de lissage optique permet d'empêcher l'apparition d'une figure de tavelures de grandes dimensions ($> 10\mu\text{m}$) qui conduit à des inhomogénéités d'éclairement, accroissant les instabilités paramétriques et donnant un front de choc spatialement inhomogène. La tâche focale obtenue est alors de type supergaussienne d'ordre élevé d'une largeur à mi-hauteur de $500 \mu\text{m}$ avec une zone plate au centre de diamètres $250 \mu\text{m}$ (figure 4.18) [Benuzzi 1997]. En conclusion on présente dans le tableau 4.3 les intensités laser I maximum obtenues lors des deux campagnes et la durée des impulsions Δt associés.

4.3 Diagnostics optiques

Les diagnostics utilisés se situent dans le domaine visible et infrarouge proche. Le débouché de l'onde de choc provoque un chauffage important de la cible (la température du choc est dans nos expériences de l'ordre de plusieurs milliers de degrés) et une mise en vitesse (la vitesse particulière de la matière entraînée derrière un choc est de l'ordre de quelques dizaines de km/s). Le but de nos expériences est alors d'obtenir des mesures simultanées des différents paramètres (vitesses et températures principalement), résolues dans l'espace et dans le temps, avec des résolutions respectives de $\sim 10\mu\text{m}$ et $\sim 10\text{ps}$.

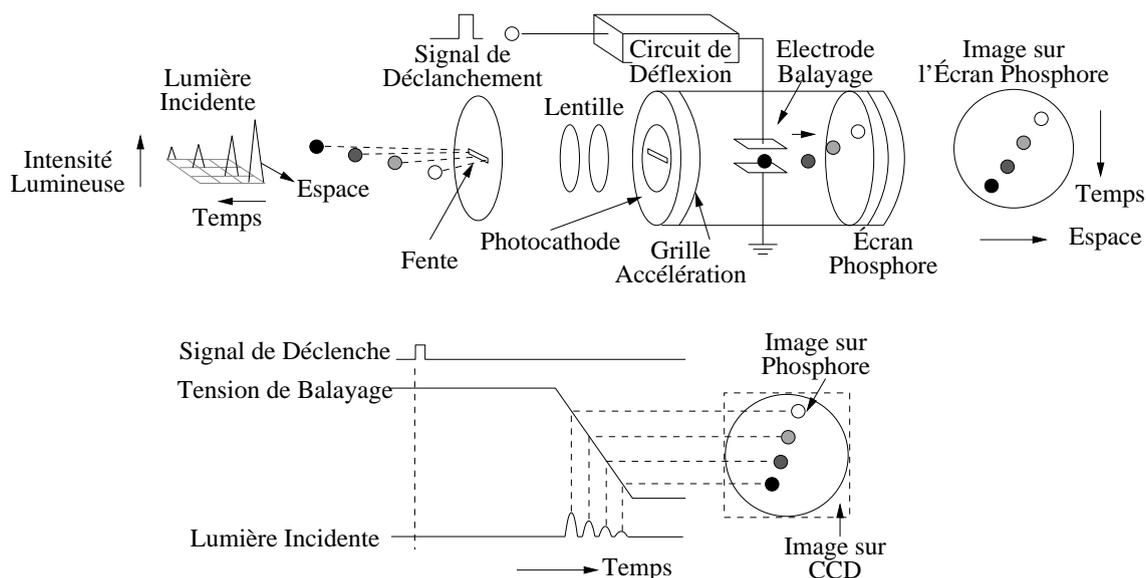


Figure 4.19 Fonctionnement d'une caméra à balayage de fente.

Pour cela la caméra à balayage de fente (*streak* en anglais) est un outil essentiel, dont on montre le principe de fonctionnement sur la figure 4.19. Le principe de fonctionnement d'une caméra à balayage de fente, 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 électrons 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. Les caméras utilisées dans notre cas étaient une caméra 12 bits d'une résolution de 512×512 points, 1024×1024 ou encore 1280×1024 suivant le modèle.

4.3.1 Interféromètre VISAR en face arrière

La mesure de la vitesse se fait par un diagnostic *actif*, car basé sur l'utilisation d'un faisceau sonde (figures 4.12 et 4.13). Après réflexion sur la cible en mouvement, le faisceau sonde voit sa fréquence changer par effet Doppler avant d'être injecté dans deux interféromètres VISAR⁴. Le décalage spectral est linéaire avec la phase donnée par l'interférogramme, qui est imagé sur la caméra à balayage de fente. On mesure alors une vitesse à partir du décalage des franges en sortie des VISAR.

4.3.1.1 Fonctionnement du VISAR

On rappelle ici le principe du fonctionnement du VISAR, pour une description plus exhaustive, voir [Barker & Hollenbach 1970, Barker 1971, Barker & Schuler 1974, Goosman 1975, Hemsing 1979, Celliers *et al.* 1998, Huser 2004, Henry 2004] et [Celliers *et al.* 2004a].

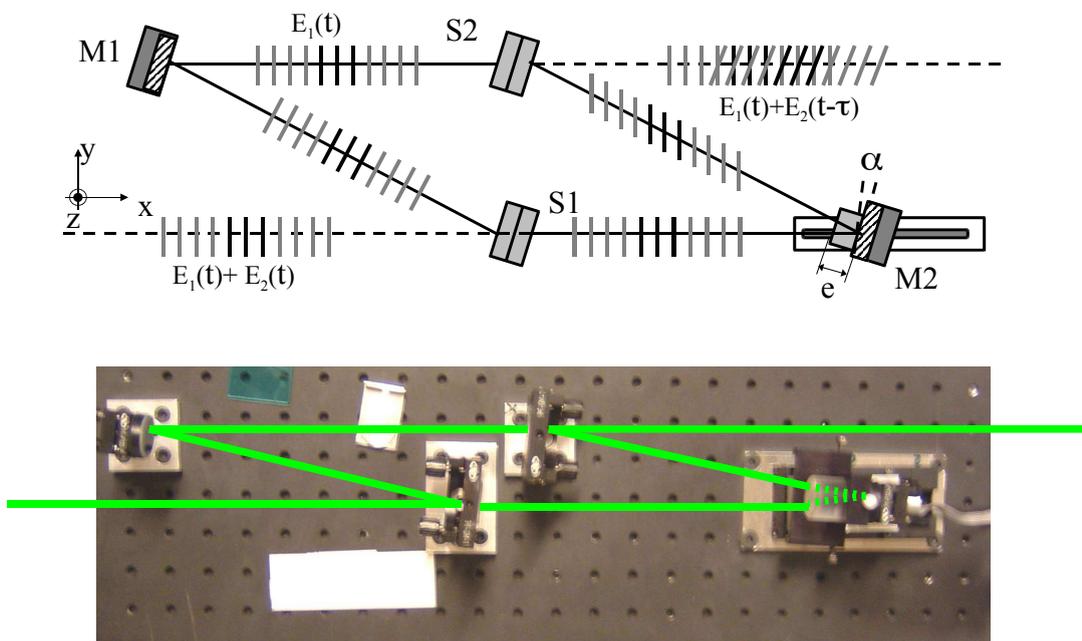


Figure 4.20 Schéma de l'interféromètre VISAR et photo du dispositif.

Le VISAR est une variation de l'interféromètre de Mach-Zehnder à petit angle (figure 4.20). Le faisceau sonde, réfléchi sur la cible, est séparé en deux au niveau de la séparatrice S1. Une moitié va être envoyée sur le miroir M1 et l'autre sur le miroir M2. Celui-ci est monté sur une translation piézo-électrique afin d'ajuster la différence de chemin optique entre les deux bras de l'interféromètre au dixième de micron près. Le faisceau se recombine enfin sur la séparatrice S2. Lorsque les surfaces des quatre composants optiques se trouvent dans des plans

⁴Acronyme anglais signifiant *Velocity Interferometer for Any Reflector*, et demeurant identique en français avec « Vélocimètre Interférométrique pour une Surface Ayant une Réflectivité ».

tous parallèles les uns aux autres et que les distances les séparant sont toutes égales, alors on obtient en sortie l'ordre 0 de la figure d'interférences (teinte plate).

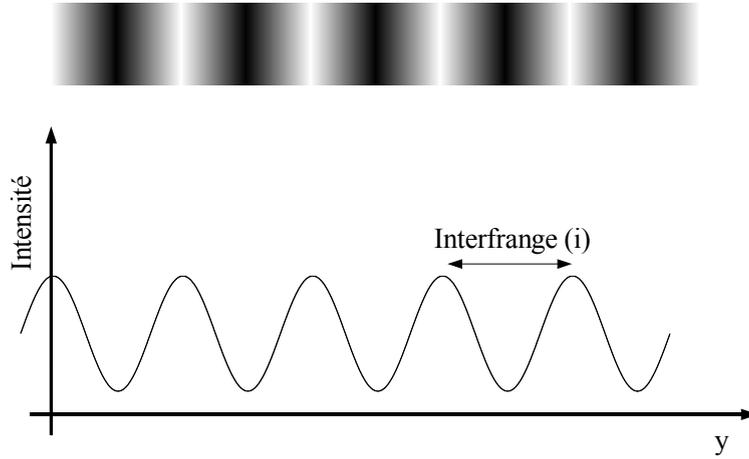


Figure 4.21 Profil spatial d'intensité.

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

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

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

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

L'intensité est :

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

avec $k_x = k \cos \alpha$ et $k_y = k \sin \alpha$. Sur le plan de sortie de la séparatrice (y, z) , le profil spatial d'intensité (figure 4.21) est :

$$I_{\text{séparatrice}}(y) = 2E_0^2 [1 + \cos(ky \sin \alpha)].$$

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

4.3.1.2 Effet de l'étalon

L'ajout d'un étalon va induire une réfraction et un retard du faisceau sonde. Comme nous pouvons le voir sur la figure 4.22, l'ajout d'un étalon sur le miroir M2 provoque une réflexion hors axe, l'image apparente de celui-ci étant alors plus proche de l'observateur. La cohérence spatiale au niveau de la séparatrice de sortie ne pourra donc plus être assurée.

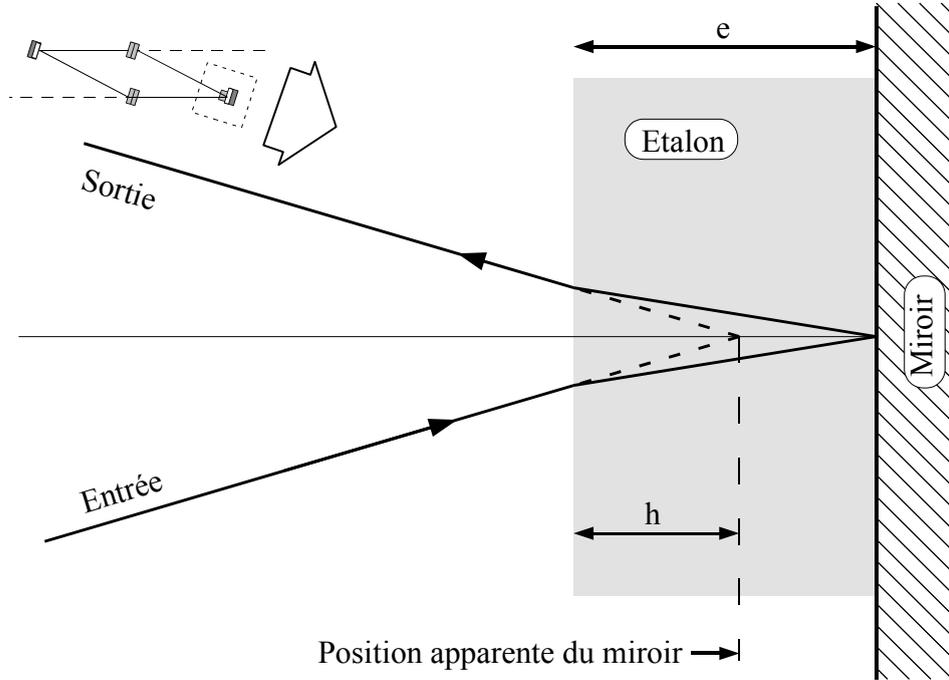


Figure 4.22 Réfraction du faisceau sonde au passage dans l'étalon du VISAR. En traits continus figure le trajet du faisceau dans l'étalon, en pointillé le trajet *apparent* du faisceau.

Notons e l'épaisseur de l'étalon et h la distance entre l'interface étalon-vide et le plan de réflexion en l'absence d'étalon. On recule le miroir M2 d'une distance $d = e - h$ pour se réfléchir dans l'axe et maintenir la cohérence spatiale. Ceci revient à égaliser les longueurs apparentes des deux bras de l'interféromètre. En considérant que l'incidence est quasi-normale, et en notant n l'indice de réfraction de l'étalon, on obtient :

$$d = e \left(1 - \frac{1}{n} \right).$$

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

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

Dans le cas d'un étalon en silice fondue : $n = 1.4609$, ce qui conduit à un retard de 5.176 ps par millimètre d'épaisseur d'étalon.

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

$$\begin{aligned}\tilde{E}_1 &= E_0 \exp [i(\omega_0 t - kx)], \\ \tilde{E}_2 &= E_0 \exp [i(\omega_0 \times (t - \tau) + k_x x - k_y y)].\end{aligned}\tag{4.2}$$

Le profil d'intensité devient :

$$I_{\text{séparatrice}}(y) = 2E_0^2(1 + \cos(\omega_0 \tau + ky \sin \alpha)).\tag{4.3}$$

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

4.3.1.3 Figure d'interférences avec surface en mouvement

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

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

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

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

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

$$\begin{aligned}\lambda_d(t) &= \frac{\lambda_c(t)}{1 + \frac{v(t)}{c}} \\ &= \lambda_0 \frac{1 - \frac{v(t)}{c}}{1 + \frac{v(t)}{c}} \sim \lambda_0 \left(1 - \frac{2v(t)}{c}\right).\end{aligned}\tag{4.4}$$

Cas où la vitesse est constante

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

par :

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

Lorsque $t < 0$, les champs électriques s'écrivent comme dans (4.2) et on retrouve le profil d'intensité déphasé uniquement par la présence de l'étalon (4.3).

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

$$\begin{aligned} \tilde{E}_1 &= E_0 e^{i(\omega(t)t - kx)}, \\ \tilde{E}_2 &= E_0 e^{i(\omega(t) \times (t - \tau) + k_x x - k_y y)}. \end{aligned} \quad (4.5)$$

Ce qui donne pour l'intensité en sortie :

$$I_{\text{séparatrice}}(y) = 2E_0^2 \left(1 + \cos \left(\frac{2V_0}{c - 2V_0} \omega_0 t + \omega_0 \tau + ky \sin \alpha \right) \right). \quad (4.6)$$

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

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

$$\begin{aligned} \tilde{E}_1 &= E_0 \exp \left[i \left(\frac{\omega_0}{1 - 2\frac{V_0}{c}} t - kx \right) \right], \\ \tilde{E}_2 &= E_0 \exp \left[i \left(\frac{\omega_0}{1 - 2\frac{V_0}{c}} \times (t - \tau) + k_x x - k_y y \right) \right], \end{aligned} \quad (4.7)$$

et l'intensité en sortie est :

$$\begin{aligned} I_{\text{séparatrice}}(y) &= 2E_0^2 \left(1 + \cos \left(\frac{\omega_0 \tau}{1 - 2V_0/c} + ky \sin \alpha \right) \right) \\ &= 2E_0^2 (1 + \cos(\phi + ky \sin \alpha)). \end{aligned} \quad (4.8)$$

Effectuons un développement limité en V_0/c au premier ordre⁵ du terme ϕ dans le cosinus :

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

⁵ce qui paraît raisonnable, étant donné que $V_0/c \sim 10^{-4}$

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

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

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

$$F = \frac{\phi_v}{2\pi} = \frac{2\tau V_0}{\lambda_0}. \quad (4.9)$$

C'est la relation la plus usitée permettant de relier le décalage de frange à la vitesse de la surface réfléchissante.

Dispersion dans l'étalon

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

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

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

$$\tau(t) = \frac{2e}{c} \left(n(t) - \frac{1}{n_0} \right), \quad (4.10)$$

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

$$\tau(t) = \tau_0 \left(1 + 2\delta \frac{v(t)}{c} \right)$$

avec : $\delta = -\frac{n_0}{n_0^2} \lambda_0 \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)_{\lambda_0},$

correction due à la dispersion spectrale dans l'étalon, introduite la première fois par [Barker & Schuler 1974]. Dans le cas de la silice fondue, $dn/d\lambda = -4.6 \times 10^{-5} \text{ nm}^{-1}$ à $\lambda = 532 \text{ nm}$ et à 20°C , ce qui conduit à $\delta = 0.0315$.

L'équation du VISAR devient alors :

$$F(t) = \frac{2\tau(1 + \delta)v(t)}{\lambda_0}. \quad (4.11)$$

4.3.1.4 Utilisation pratique du VISAR

Comme nous venons de le voir lors du paragraphe précédent, nous pourrions utiliser la relation (4.9) corrigée d'un facteur de l'ordre de 3% dû à la dispersion spectrale dans l'étalon (équation 4.11) dans tous les cas de figure nous concernant pour mesurer la vitesse.

La constante de proportionnalité permettant d'accéder à la vitesse, exprimée en $\text{km s}^{-1} \text{frange}^{-1}$, est appelée à tort sensibilité⁶ du VISAR. Le décalage d'une frange entière correspond à une variation de phase de 2π .

Les vitesses attendues allant de 20 à 40 km/s, nous utilisons alors un VISAR de sensibilité forte (par exemple, $50 \text{ km s}^{-1} \text{frange}^{-1}$) : celui-ci donne une mesure de la vitesse avec une précision limitée, mais sans ambiguïté sur le décalage de frange, puisque l'angle correspondant reste inférieur ou égal à 2π . Un second VISAR de sensibilité faible (par exemple $10 \text{ km s}^{-1} \text{frange}^{-1}$) mesurera un angle pouvant être supérieur à 2π , mais dont la précision ne dépend plus que de l'erreur systématique sur le multiple de 2π .

4.3.1.5 Indice de réfraction du milieu

Si le choc se propage dans un milieu, tel que le plastique (figure 4.23), d'indice de réfraction $n_m \neq 1$ alors les deux chemins optiques S_1 et S_2 deviennent

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

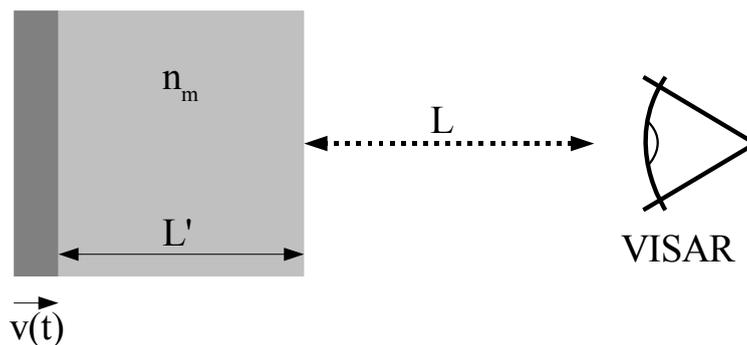


Figure 4.23 Influence de l'indice de réfraction du milieu sur la mesure de la vitesse.

Par conséquent on arrive à la correction de l'équation 4.11 :

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

Dans l'expérience de 2005, le choc se propageait dans une couche de plastique ($n_m = 1.54$ pour le polystyrène), ce qui montre l'importance de cette correction. pour obtenir la valeur correcte de la vitesse de choc.

⁶Celle-ci devrait alors s'exprimer en $\text{frange km}^{-1} \text{s}$.

VISAR	2002	2005
λ [nm]	[km s ⁻¹ frange ⁻¹]	[km s ⁻¹ frange ⁻¹]
532	16.68	4.9
1024	3.39	12.9

Tableau 4.4 Sensibilité des VISARs lors des deux campagnes expérimentales

4.3.2 Diagnostic VDC : mesure de la température par émission propre

Le débouché du choc en face arrière s'accompagne par une émission de lumière [Zel'dovich & Raizer 1967]. Le but du diagnostic d'émission propre est alors de mesurer la luminosité issue de la face arrière de la cible au cours du temps et d'y associer une température équivalente de corps noir.

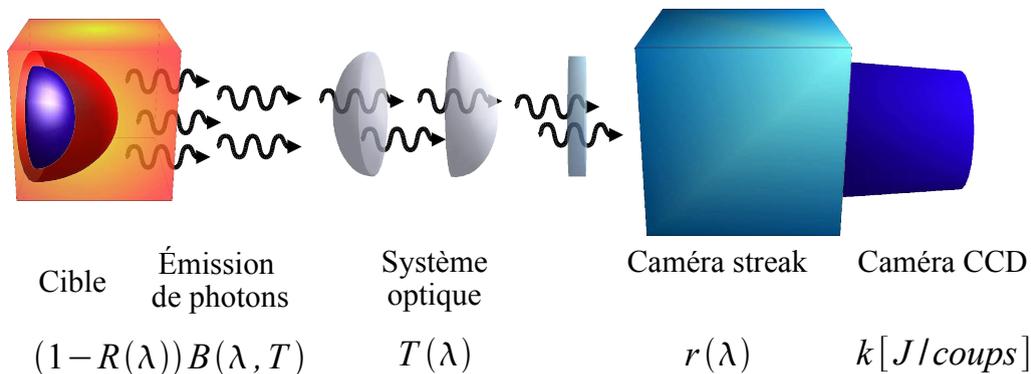


Figure 4.24 Principe de la mesure de température par comptage de photons.

4.3.2.1 Méthodes expérimentales de mesures de la température

Mesurer expérimentalement une température de corps noir revient toujours à choisir le paramètre T qui réalise le meilleur accord entre la mesure et une courbe de Planck. Pour cela, il y a plusieurs stratégies, et la température déterminée expérimentalement porte un nom selon la stratégie adoptée :

température de brillance : on mesure de manière absolue la radiance à une longueur d'onde donnée, qui est une grandeur croissante avec la température. Ce type de mesure nécessite une calibration absolue du diagnostic.

température spectrale : on mesure la forme du spectre d'émission (dans un domaine donné de longueurs d'ondes), et on en déduit la courbe de Planck qui fitte le mieux le spectre expérimental.

température de couleur : on mesure le rapport entre l'émission à deux longueurs d'ondes différentes. Par exemple le rapport entre l'émission de corps

noir à $\lambda = 600$ nm et l'émission à $\lambda = 400$ nm en fonction de la température [Hall *et al.* 1997].

4.3.2.2 Mesure de la température dans nos expériences

La mesure de la température se fait donc de manière passive en enregistrant le rayonnement émis par une surface chauffée par le choc.

Cela concerne plusieurs températures suivant le type de cible utilisées : la température du choc dans le poussoir en plastique (cas LULI2000), dans le Xénon (cas 6F et LULI2000). La gamme de température attendue étant de quelques centaines de milliers de Kelvin (dizaines d'électron-Volts), on peut prétendre de mesurer un rayonnement de corps noir équivalent avec une précision suffisante.

Afin d'enregistrer de façon efficace l'émission propre émise par la cible, nous avons optimisé le système optique par relais d'image jusqu'à la caméra streak utilisée comme détecteur⁷ (voir figure 4.24.). Devant la caméra streak, nous avons introduit différents filtres suivant la campagne expérimentale (2002 ou 2005).

La question qui se pose alors, est comment passer d'une image d'émissivité sur le détecteur à une température équivalente de corps noir ?

En toute généralité, on peut écrire qu'un corps noir porté à une température T , émet du rayonnement $I(\lambda, T)$ selon la loi de Planck :

$$I(\lambda, T) = (1 - R(\lambda, T))B(\lambda, T) \quad (4.12)$$

où R représente la réflectivité du milieu et B est la fonction de Planck :

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

qui définit une densité spectrale de luminance en $\text{W} \times \text{cm}^{-2} \times \text{sr}^{-1} \times \text{nm}^{-1}$. A cette loi d'émission de corps noir on peut associer le nombre de coups sur la caméra CCD se trouvant en bout de la chaîne de mesure (voir figure (4.24)).

Après calibrage en énergie de cet ensemble, le nombre de coups mesurés peut être lié à l'énergie émise par la cible et donc à la température de la surface émissive.

En convoluant la fonction de Planck $B(\lambda, T)$ avec la réponse spectrale $T(\lambda)$ du système optique assurant le relais d'image prise dans la bande spectrale visible $\Delta\lambda$ s'étendant de 400 à 800 nm (voir figure 4.28) en 2002 ou seulement dans le bleu en 2005, et connaissant la réponse spectrale de la photocathode $r(\lambda)$ (voir la figure 4.26), on obtient le flux par unité d'angle solide émis par la surface et perçu par la CCD. Il reste alors à multiplier le tout par l'angle solide de collection des photons Ω (défini par l'ouverture de la première lentille

⁷Notons comment la première partie de ce système optique commune avec celui des VISARs en face arrière

en partant de la cible) et par la surface S illuminant un pixel sur la CCD. Cette surface est donnée par le grandissement en surface G de la chaîne de mesure (système optique de relais d'image et streak).

Enfin, étant donné la réponse en énergie k , exprimée en J/coups, du système streak+CCD, nous devons connaître le temps d'exposition Δt d'un pixel. Le nombre de coups N d'un pixel de la CCD est donc :

$$N = \frac{S\Omega\Delta t}{k} \int_{\Delta\lambda} (1 - R(\lambda, T)) T(\lambda)r(\lambda)d\lambda. \tag{4.13}$$

Afin d'identifier chacun des paramètres intervenant dans la formule ci-avant, nous avons calibré en énergie la caméra rapide à balayage de fente (voir figure 4.25) et nous avons mesuré la transmission spectrale du système optique.

4.3.2.3 Calibrage en énergie du système streak + CCD

La caméra streak (figure 4.19) est munie d'une photocathode convertissant les photons incidents en photoélectrons. Ceux-ci sont déviés au cours du temps par une rampe de tension et vont bombarder un écran fluorescent où se forme l'image. La luminosité de l'image peut être réglée par un intensificateur. Derrière cet écran est placée une caméra CCD qui enregistre un nombre de coups lié à sa luminosité.

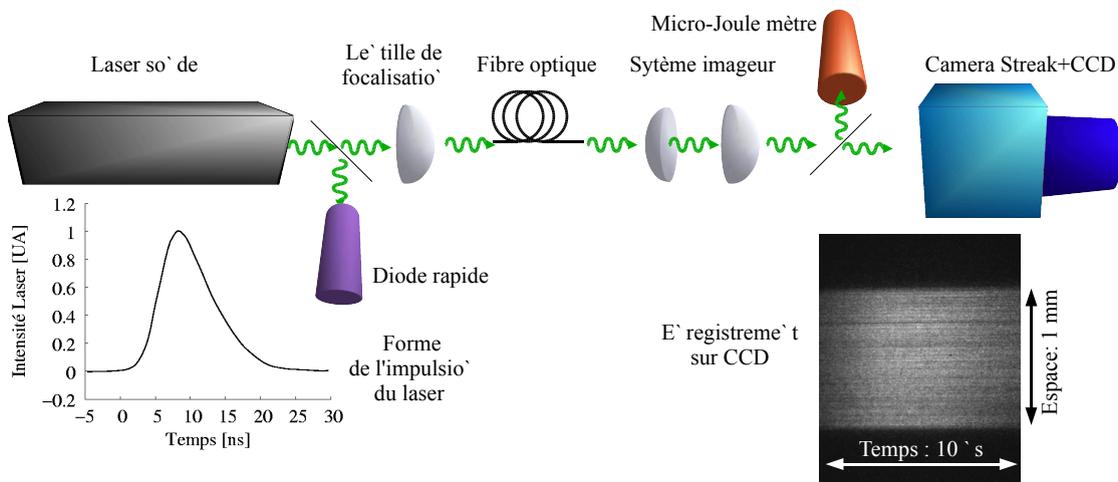


Figure 4.25 Principe pour la calibration en énergie du diagnostic d'émissivité .

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

Pour ce faire, une impulsion laser Nd :YaG doublée en fréquence (532 nm) a été utilisée. Le principe de ce calibrage est de séparer en deux l'impulsion : la moitié des photons est envoyée sur la streak, l'autre va dans un microjoulemètre.

Afin d'homogénéiser la tâche spatialement, on fait d'abord un relais d'image dans une fibre optique de diamètre de coeur 1 mm (figure 4.25).

Connaissant la surface de la fente de la streak et le diamètre du faisceau, on sait alors combien de photons ont illuminé la fente de la streak. On accède ainsi à la constante de calibrage de la streak notée k et exprimée en J/coup (on présente dans le tableau 4.5 les valeurs de la constante k).

	k [J/Coups]	Camera
2002	8.2×10^{-18}	ARP S20
2005	6.6×10^{-18}	Hamamatsu S20 (1)

Tableau 4.5 Valeurs de la réponse en énergie pour les deux expériences

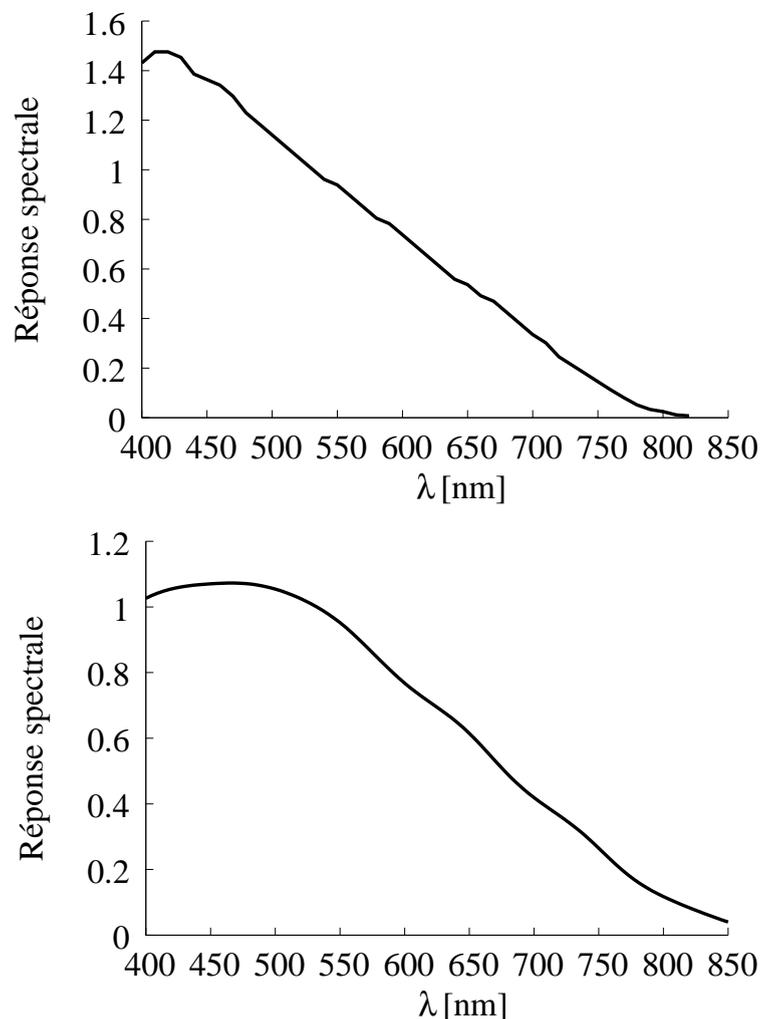


Figure 4.26 Réponse spectrale de la photocathode normalisée dans le vert, à 532 nm. *En haut* : Caméra a balayage de fente ARP s20. *En Bas* : Caméra a balayage de fente Hamamatsu C7700.

Cette méthode est cependant limitée car elle ne permet de connaître la réponse en énergie de la caméra streak qu'à la longueur d'onde du laser, en

l'occurrence à 532 nm. Il faut aussi tenir compte de la réponse spectrale de la photocathode sur tout le spectre visible. Celle-ci a été mesurée par [Benuzzi *et al.* 1995] et est en bon accord avec les données du constructeur.

Suivant les caméras à balayage de fente utilisées, la réponse spectrale est légèrement différente comme on peut le voir sur la figure 4.26.

4.3.2.4 Temps d'exposition

Le temps d'exposition Δt d'un pixel est défini par la vitesse de balayage de la streak exprimée en ps/pixel. Il faut également tenir compte de la largeur de la fente. En effet, celle-ci n'illumine pas une seule rangée de pixels pour chaque pas temporel, comme ce serait le cas idéalement. Lorsque l'on fait l'image statique de celle-ci sur la CCD, on s'aperçoit qu'elle illumine entre 4 et 5 rangées de pixels (qui correspondent à un intervalle de temps pendant lequel chaque pixel peut être éclairé). Cela signifie que lorsqu'on enregistre le signal, celui-ci résulte de la convolution avec la forme de la fente. On multiplie alors le temps « idéal » d'exposition des pixels obtenu à partir de la vitesse de balayage par le nombre de rangées de pixels éclairées en mode statique, voir la figure 4.27.

4.3.2.5 Réponse spectrale du système optique

Pendant les deux campagnes, la méthode pour la mesure de la température différait quelque peu. Pour cela on présente ci dessous le type de mesure effectuée, suivi des différentes procédures pour la caractérisation de la réponse spectrale des deux systèmes optiques,

Pendant les expériences de la campagne de tirs effectuées en 2002, nous avons utilisé toute la bande spectrale visible disponible⁸. Cette méthode s'apparente à la « température spectrale » à cause de l'utilisation d'une grande partie de la bande spectrale visible (en effet la véritable température spectrale nécessiterait tout le domaine visible).

Pour la campagne 2005, nous avons décidé de limiter la bande spectrale de l'émission enregistrée sur la streak à l'aide d'un filtre à bande étroite. Cette méthode s'appelle « température de brillance » en raison de l'utilisation d'une seule longueur d'onde (ou une très petite partie du spectre).

Procédure 2002

Elle est divisée en trois étapes distinctes :

1. pour mesurer la réponse spectrale $T(\lambda)$ du système optique, on place une lampe (Optics Lab OL 5500) au centre de l'enceinte et on remplace la streak par un spectromètre calibré auparavant. Ce type de lampe possède

⁸En effet, à cause de l'utilisation simultanée en face arrière des VISARs, une série de filtres était en place pour prévenir l'endommagement de la streak et interdisait donc l'arrivée de certains photons du spectre visible sur le diagnostic.

non seulement un filament de Tungstène dont le spectre d'émission est parfaitement calibré, mais également une sphère intégrante associée, possédant une jauge étalonnée qui permet d'avoir la luminance de la source en *footLamberts* ($1fL = 3183cd/m^2$) (figure 4.29)

2. on calibre la réponse (Volts-Energie) d'un photomultiplicateur (PMT) Hamamatsu sur des bandes étroites données par des filtres colorés.
3. on place encore la lampe dans l'enceinte et on mesure la transmission du système dans les trois bandes étroites des filtres utilisés lors du cali-

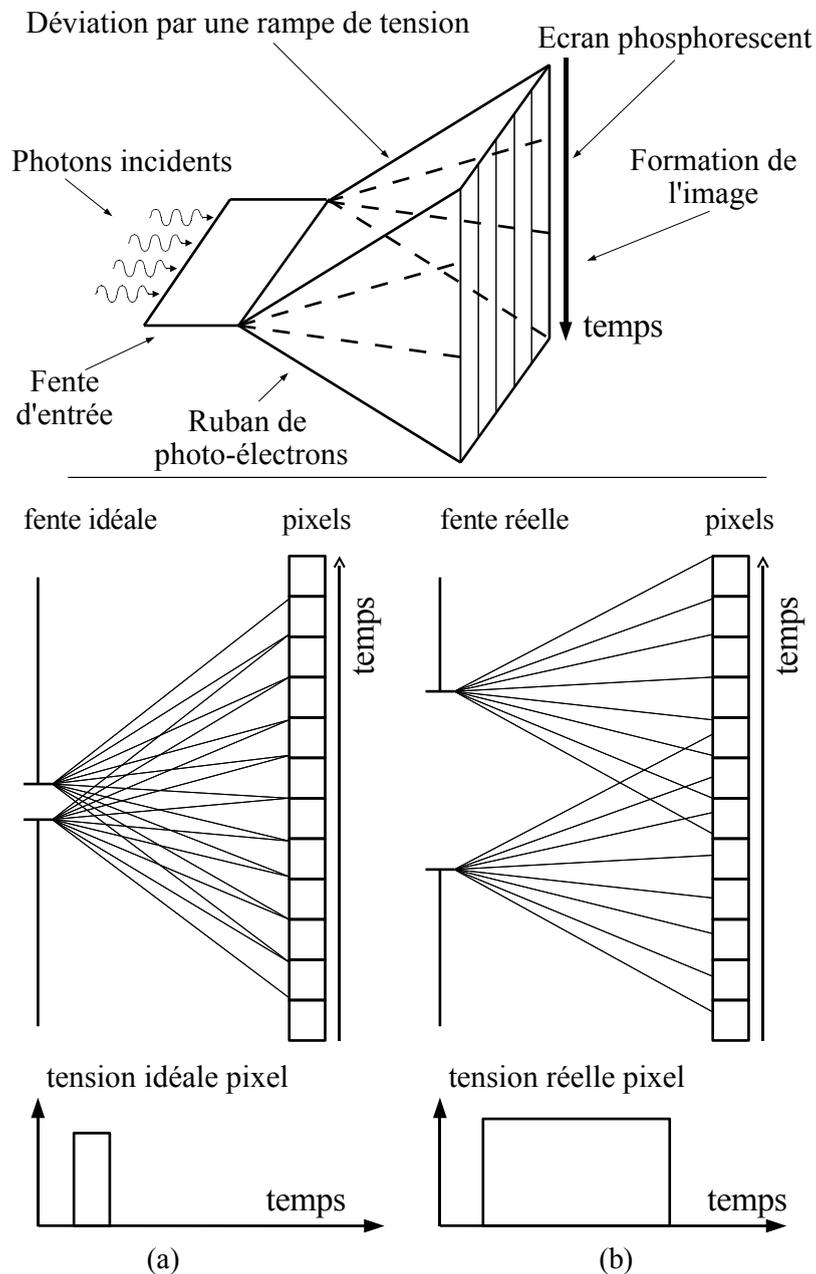


Figure 4.27 *En haut* : Schéma de principe du fonctionnement de la caméra streak. *En bas* : Exposition des pixels de la CCD au cours du balayage. (a) Cas idéal (b) Cas réel. Apparaissent également les tensions enregistrées dans les deux cas. Le cas réel doit tenir compte de la convolution du signal due à la largeur de la fente.

brage du photomultiplicateur. On contrôle les valeurs obtenues avec celles obtenues lors de l'étape 1.

A partir du spectre d'émission de la lampe, on peut alors remonter à la transmission spectrale du système. La figure (4.28) montre le spectre de transmission pour la campagne 2002.

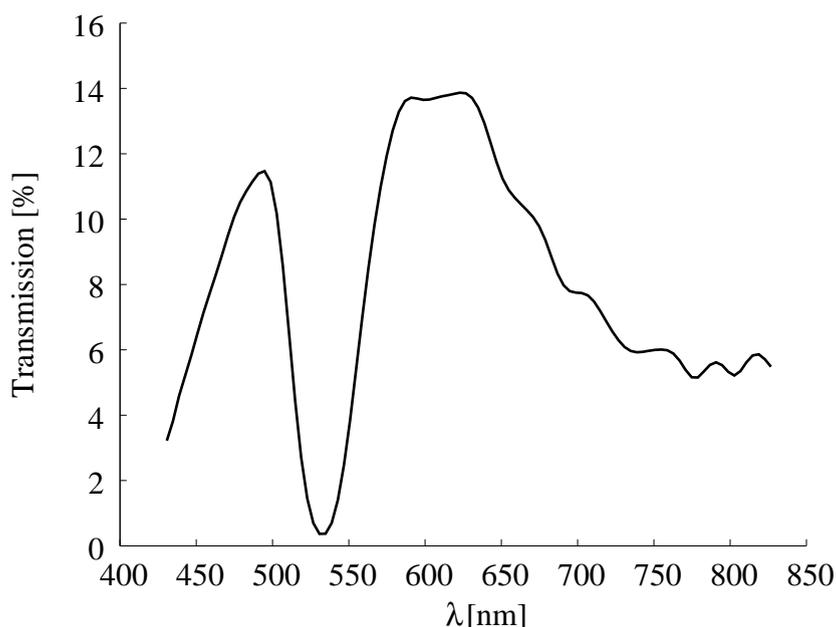


Figure 4.28 Transmission spectrale du système optique mesurée pour la campagne 2002, reliant la cible à la caméra CCD d'émission propre (la réponse de la photocathode est prise en compte).

Pour contrôler et fixer le spectre de transmission de notre système optique pour les deux expériences, nous avons donc effectué des mesures de transmission intégrées sur différentes bandes étroites (données par les filtres) d'observation de notre lampe spectrale (émettant un rayonnement de corps noir) et du PMT de réponse $r_{PMT}(\lambda)$ (figure 4.29).

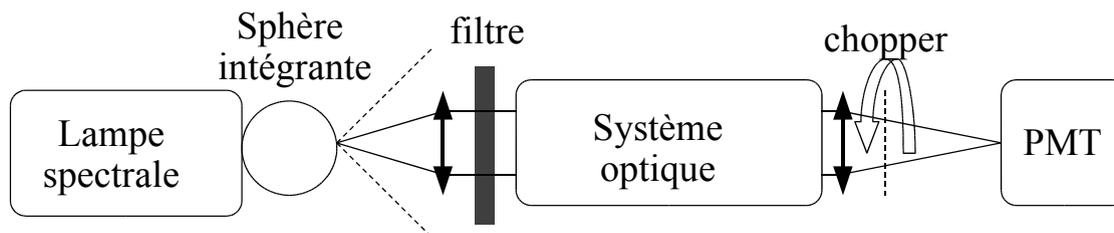


Figure 4.29 Schéma du principe du banc de mesure de la transmission intégrée du système optique avant la streak pour l'émission propre de la cible.

Le principe consiste à imager le trou de sortie de la lampe spectrale calibrée OL 5500 sur la photocathode du PMT, relié à un oscilloscope. La lampe spectrale émet un rayonnement de corps noir. La surface du trou a été mesurée au microscope et son ouverture est supérieure à celle de la lentille de reprise

d'image, fixant ainsi l'angle solide de collection des photons. Après avoir traversé le système optique, le faisceau passe par un « chopper » qui permet un fonctionnement en mode pulsé du PMT. Les mesures ont été effectuées avec différents filtres (rouge, rose, bleu) et différentes tensions de polarisation du PMT (entre -1.5 et -2 kV) afin de s'assurer de la linéarité de la réponse. Pour chaque mesure, la luminance de la lampe, proportionnelle à la puissance spectrale en sortie du trou, a été variée entre 0 et 35000 fL.

La réponse en tension du PMT a été calibrée préalablement (comme cela est écrit en détail par [Henry 2004]) en envoyant directement la lumière de la lampe avec une ouverture fixée et à l'aide d'un miroir sphérique. Sa réponse spectrale $r_{PMT}(\lambda)$ (photocathode S20) est donnée par le constructeur. La tension mesurée en présence du système optique permet alors d'accéder à la transmission intégrée \bar{T} du système optique

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

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

Procédure 2005

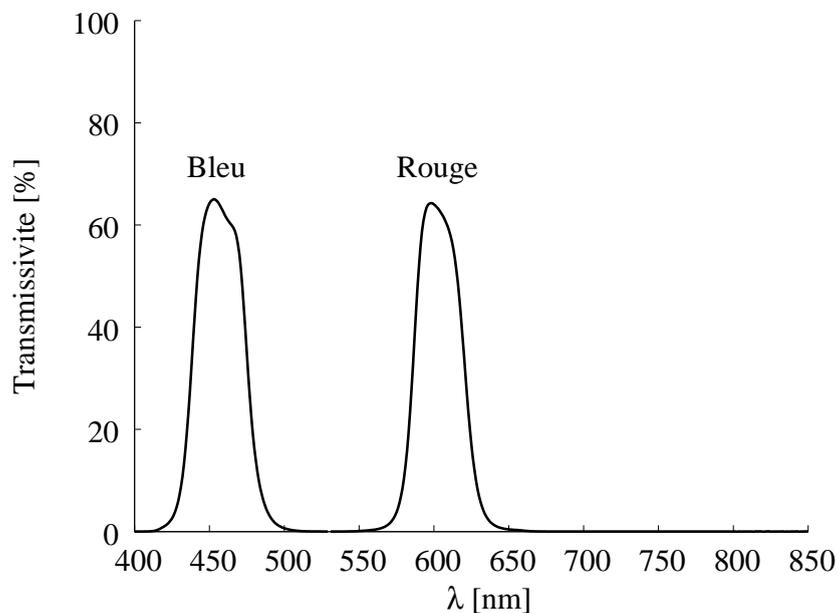


Figure 4.30 Transmission des filtres « Bleu » et « Rouge » utilisées en 2005.

Pour la campagne 2005, nous n'avons pas utilisé le spectromètre (point 1 précédent). Nous avons déterminé la transmission spectrale de chaque composant optique entre la cible et la caméra streak dans un spectrophotomètre, à l'exception des lentilles et des miroirs. Pour ces derniers nous avons utilisé les données

du constructeur. En effectuant le produit de chacune des réponses spectrales, on obtient la transmission du système entier.

Encore une fois, on a vérifié à l'aide du photomultiplicateur les valeurs de transmission dans les trois bandes spectrales calibrées.

Cela nous a permis d'avoir la mesure de la transmission du système optique pour les longueurs d'onde des deux filtres utilisés. On montre sur la figure 4.30, les valeurs obtenues pour la campagne 2005 sur le LULI2000.

4.3.2.6 Grandissement

L'accès à la grandeur S [$\mu\text{m}/\text{pixel}$] (surface dans l'enceinte illuminant un pixel sur la CCD) est déterminé par le grandissement total G_{SO} du système optique. On a en effet $S = G \times S_{1px}$ où S_{1px} désigne la surface réelle à l'entrée de la streak correspondant à un pixel sur la CCD. Le grandissement vaut quant à lui $G = G_{SO}G_{streak}$.

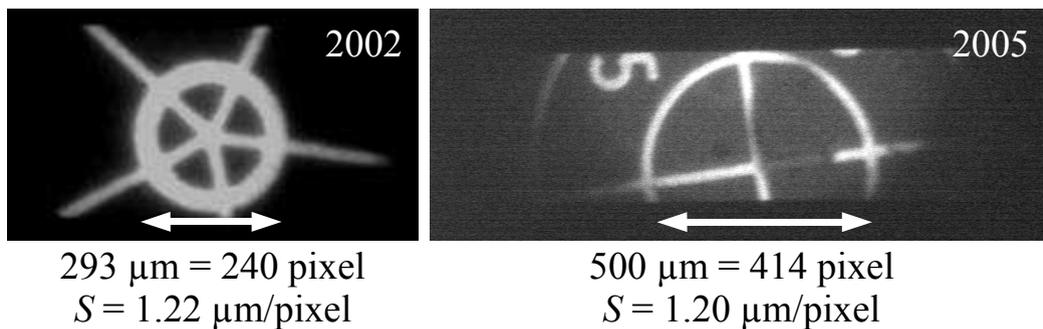


Figure 4.31 Image de la mire au centre chambre sur le diagnostic d'émission propre dans le cas de la configuration de 2002 à gauche et de 2005 à droite.

On accède à ce dernier en faisant l'image sur la CCD couplée à la streak d'un objet de taille connue placé au centre de l'enceinte, en l'occurrence une mire de diamètre extérieur $293 \mu\text{m}$ pour la campagne 2002 et de 1 mm pour celle 2005 (figure 4.31).

4.3.2.7 Angle solide

L'angle solide de collection des photons issus de la surface émissive est défini par l'ouverture de la première lentille du système optique, juste derrière la cible. Dans nos conditions, la lentille était placée à la distance d ($d_{2002} = 16.5 \text{ cm}$ et $d_{2005} = 17.6 \text{ cm}$). Dans les deux campagne on faisait un relais direct de l'image de la cible à l'extérieur de l'enceinte sur un plan intermédiaire d'image (comme on peut le voir sur les figures 4.12 et 4.13). On avait un rayon utile de la première lentille de $R_l = 2.4 \text{ cm}$ donnant ainsi un angle solide de visée de Ω_{2002}

pour l'expérience de 2002 et Ω_{2005} pour celle de 2005 :

$$\begin{aligned}\Omega_{2002} &= 2\pi \left(1 - \frac{d}{\sqrt{R_l^2 + d^2}} \right) \sim \frac{\pi R_l^2}{d^2} = \\ &= \frac{\pi 2.4^2}{16.5^2} = 6.5 \times 10^{-2} \text{srad} \\ \Omega_{2005} &= \frac{\pi 2.4^2}{17.6^2} = 5.8 \times 10^{-2} \text{srad}\end{aligned}$$

4.3.2.8 Température du corps gris équivalent

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

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

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

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

où $R(\lambda)$ est la réflectivité spectrale. Grâce à la mesure de la réflectivité par le diagnostic VISAR, on peut accéder à $\epsilon(\lambda)$. Cela suppose tout de même d'assimiler la mesure effectuée soit à 532 nm, soit à 1064 nm à la réflectivité du spectre transmis. Nous discuterons de cela dans la section suivante. Dans ce cas, $I(\lambda, T)$ est une loi d'émission de « corps gris » et s'écrit :

$$I(\lambda, T) = (1 - R(\lambda)) B(T, \lambda) \quad (4.14)$$

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

Le nombre de coups sur CCD est donné ici par :

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

Notre calibrage de ce diagnostic a permis alors d'associer le nombre de coups sur la CCD (N) à une température équivalente. Nous présentons sur les figures 4.32 et 4.33, les courbes de calibrage du diagnostic pour les campagnes de 2002 et de 2005 respectivement (les courbes en tirets sur les figures représentent les barres d'erreur).

Dans le chapitre 5, nous montrerons comment ce calibrage a été vérifié expérimentalement pour chacune des deux campagnes.

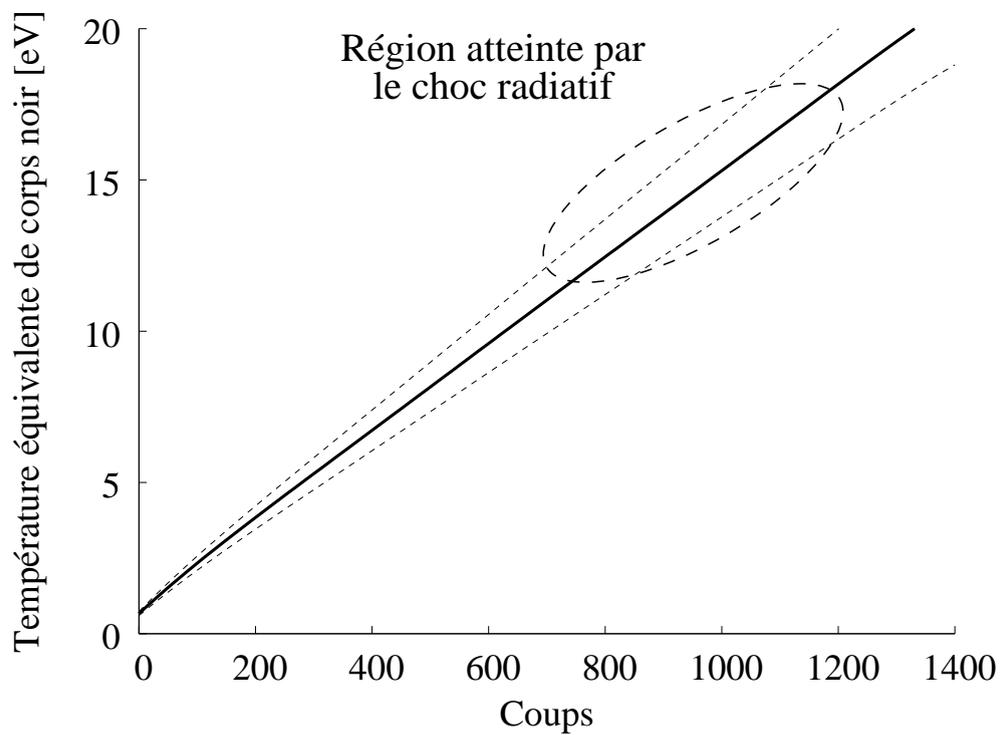


Figure 4.32 Température en fonction du nombre de coups pour l'expérience de 2002.

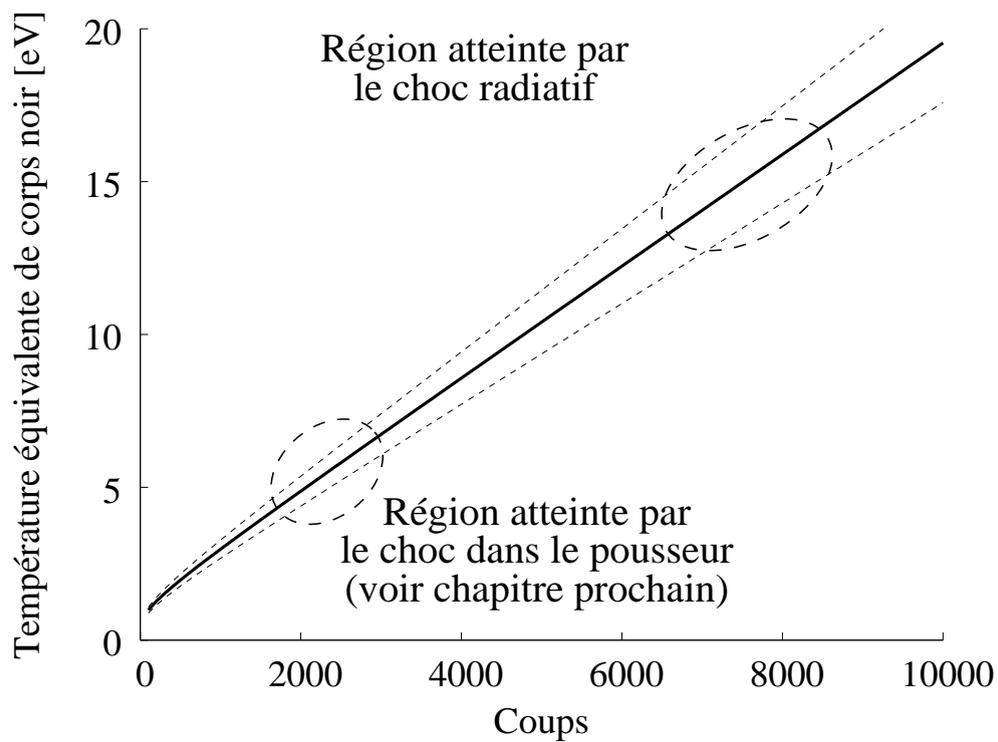


Figure 4.33 Température en fonction du nombre de coups pour l'expérience de 2005.

4.3.3 Interférométrie Transverse : mesure de la vitesse du choc, du précurseur et de la densité électronique

Une des questions qui se posent dans la physique du choc radiatif, est comment le rayonnement est couplé avec la matière devant le front de choc, ce qui a pour conséquence de chauffer le milieu en avant. Dans ces conditions, le milieu est ionisé et sa densité électronique modifiée. Nous avons donc cherché à mesurer cette densité électronique par des méthodes d'interférométrie qui sont basées sur la variation d'indice de réfraction du milieu.

Transversalement à la direction de propagation du choc, nous utilisons le même laser sonde que pour les diagnostics VISAR en face arrière de la cible. Ce faisceau sonde était couplé soit à un interféromètre classique de type Mach-Zehnder (lors de la campagne LULI6F de 2002), soit à un interféromètre VISAR (lors des campagnes sur le LULI2000 en 2005).

Ces deux types d'interféromètres mesurent la variation de l'indice de réfraction du milieu (et donc la densité électronique) de façon différente : le premier (section 4.3.3.1) nous donne une mesure directe de la densité tandis que le VISAR (section 4.3.3.2) nous donne la variation (une dérivée) temporelle de la densité électronique.

Il faut remarquer qu'étant donné l'intensité du laser sonde (longueur d'onde de 532 nm, durée d'impulsion de 8 ns et énergie de quelques centaines de microJoules) ce diagnostic et tout ceux qui utilisent cette méthode, ne perturbent pas l'expérience .

Ces diagnostics, couplés à une caméra streak, nous permettent de visualiser la propagation du choc dans le Xénon qui traverse la cible au cours du temps selon une direction.

4.3.3.1 Interféromètre transverse de Mach-Zehnder

Je décris ici le fonctionnement de l'interféromètre de Mach-Zehnder pour la mesure de la densité électronique à l'intérieur de la cellule de gaz.

La disposition des faisceaux pour l'interféromètre que nous avons mis en place, est un des plus classiques. Les deux « bras » sont divisés sur la première séparatrice S_1 , l'un d'entre eux, passant par la cible et l'autre la contournant. Les deux bras sont ensuite recombinaés sur la seconde séparatrice S_2 (voir figure 4.34) avec un certain angle α de façon à créer des franges au repos dont l'interfrange Δx_0 est :

$$\Delta x_0 = \frac{\lambda}{\alpha} \quad (4.15)$$

le déphasage ϕ_α qu'on obtient est alors

$$\phi_\alpha = \frac{2\pi n_0 \alpha x}{\lambda} = \frac{2\pi n_0 x}{\Delta x_0}$$

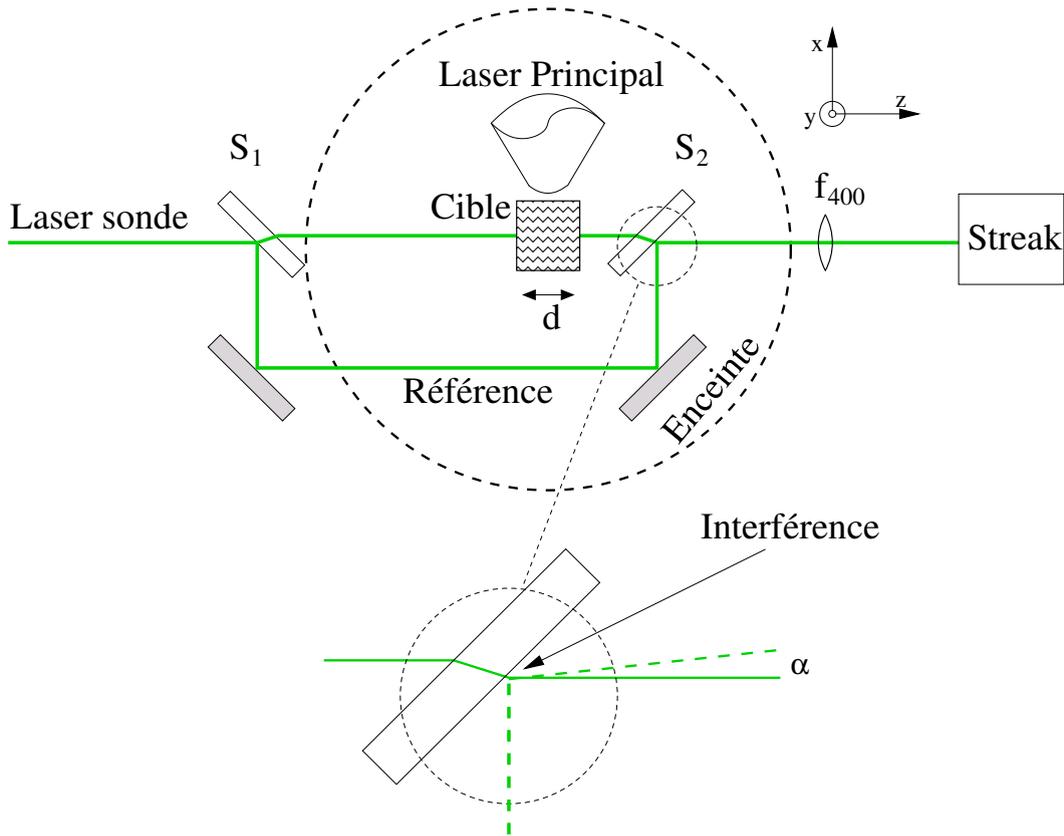


Figure 4.34 Interféromètre de Mach-Zehnder.

où x représente la direction orthogonale à la direction de propagation du laser sonde (c'est-à-dire la direction de propagation du choc), et tient compte aussi de la différence des deux chemins optiques des bras dû à la non symétrie de l'interféromètre.

Si on mesure le déphasage $\Delta\phi_\alpha$ entre deux point x et $x + \Delta x$ on a

$$\Delta\phi_\alpha(\Delta x) = \frac{2\pi n_0 \Delta x}{\Delta x_0} \quad (4.16)$$

A ce déphasage, il faut rajouter celui dû au changement de l'indice de réfraction du milieu provenant du changement de densité électronique N_e .

L'indice de réfraction n et la densité électronique N_e sont liés par la relation suivante :

$$n = n_0 \sqrt{1 - \frac{N_e}{N_c}} \quad (4.17)$$

où N_c représente la densité critique pour notre laser sonde, au-delà de laquelle le milieu devient opaque.

Le modèle de Lorentz-Drude, nous indique que le milieu (le gaz de Xénon) est caractérisé par une fréquence plasma ω_{plasma} [rad/s] = $\sqrt{\frac{e^2 N_e}{\epsilon_0 m_e}}$ où N_e est la densité des électrons libres et e , m_e et ϵ_0 sont respectivement la charge électronique, sa masse et la permittivité dans le vide.

Comme on l'a vu dans le chapitre 2 lors de l'interaction du laser intense avec la cible, le laser sonde peut alors se propager dans un milieu tant que sa fréquence (ω_{laser}) est supérieure à la fréquence plasma $\omega_{laser} > \omega_{plasma}$. On définit donc la densité critique N_c lorsque il y a égalité entre les deux. Pour notre laser sonde ($\lambda = 532\text{nm}$) on obtient :

$$N_c = \frac{4\pi^2 c^2 \epsilon_0 m_e}{\lambda^2 e^2} = 3.94 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$$

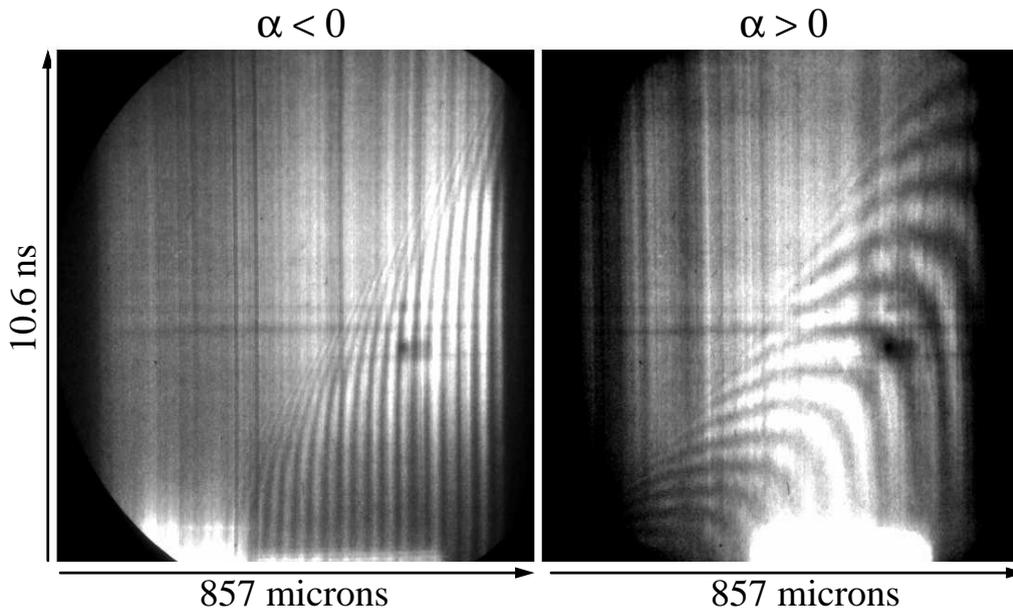


Figure 4.35 Interférogrammes expérimentaux transverses. À gauche pour $\alpha < 0$, les franges sont « pliées » dans le sens positif de x . À droite pour $\alpha > 0$, les franges « reviennent en arrière », dans le sens négatif

Un seul des deux bras de l'interféromètre passe par le milieu : le faisceau de référence n'est pas perturbé tandis que celui qui passe à travers la cible, subit un changement d'indice de réfraction, ce qui induit un changement du chemin optique parcouru. Lorsque l'on recombine les deux faisceaux, la phase sera ϕ_p (qui dépend du temps) qui va se rajouter à celui donné par l'inclinaison des deux bras :

$$\phi_p = \frac{2\pi n_0 d}{\lambda} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{N_e(x)}{N_c}} \right) \quad (4.18)$$

pour obtenir un déphasement $\Delta\phi$ lors d'un déplacement d'une frange de Δx de

$$\Delta\phi_p = \frac{2\pi n_0 d}{\lambda} \left(\sqrt{1 - \frac{N_e(x + \Delta x)}{N_c}} - \sqrt{1 - \frac{N_e(x)}{N_c}} \right)$$

où d représente l'épaisseur de plasma traversée par le laser sonde et n_0 l'indice de réfraction du milieu au repos ($n_0 \approx 1$). Le déphasage total $\Delta\phi_t(\Delta x)$ pour une frange décalée de Δx en un temps Δt sera donc :

$$\begin{aligned}\Delta\phi_t &= \Delta\phi_\alpha + \Delta\phi_p = \\ &= 2\pi n_0 \left[\frac{\Delta x}{\Delta x_0} + \frac{d}{\lambda} \left(\sqrt{1 - \frac{N_e(x + \Delta x)}{N_c}} - \sqrt{1 - \frac{N_e(x)}{N_c}} \right) \right]\end{aligned}\quad (4.19)$$

Caméra à balayage avec fente horizontale

En couplant l'interféromètre à une caméra à balayage de fente (avec la fente orientée perpendiculairement aux franges), on résoud alors temporellement le mouvement des franges et donc par conséquent on peut déterminer la densité électronique au cours du temps.

« Suivre » une frange au cours du temps revient à supposer $\Delta\phi_t = 0$, donc on peut remonter à la densité électronique en mesurant le décalage Δx de la frange par rapport à la position initiale x au repos ($N_e(x) = 0$), on obtient

$$N_e(x + \Delta x) = N_c \left[1 - \left(1 - \frac{\Delta x \lambda}{\Delta x_0 d} \right)^2 \right]$$

Cette équation peut être simplifiée dans le cas où le terme $\frac{\Delta x \lambda}{\Delta x_0 d} \ll 1$. Comme dans nos expériences, $\lambda/d \sim 10^{-3}$, l'équation ci dessous s'écrit :

$$N_e(x + \Delta x) = \frac{N_c}{2} \left(\frac{\Delta x \lambda}{\Delta x_0 d} \right) \quad (4.20)$$

Il faut remarquer que suivant le signe de l'angle α , on peut avoir soit $\Delta x_0 < 0$, soit $\Delta x_0 > 0$ (eq. 4.15).

Dans ces conditions, si on calcule le gradient $\frac{dN_e}{dx}$:

$$\frac{dN_e}{dx} \approx \frac{N_e(x + \Delta x)}{\Delta x} \equiv \frac{N_c \lambda}{2\Delta x_0 d}$$

et N_e augmente au cours du temps, alors on observe que la frange se « plie » vers les x croissant ou décroissant suivant le signe de Δx_0 et donc de l'angle α .

Cette différence est illustrée sur la figure 4.35, où l'on montre deux images expérimentales : on observe une morphologie des franges complètement différente suivant le signe de l'angle α .

Caméra à balayage avec fente verticale

Pour mesurer les effets 2D, on avait aussi une streak tournée de 90° , avec la fente verticale, orientée dans le sens des franges de l'interféromètre. En effet, cette streak regardait non plus toute la cellule (comme pour la caméra

précédente), mais à un endroit fixé (typiquement à $300\mu\text{m}$ du piston), et elle « voyait » les franges défilant devant elle. Pour un diagnostic de ce type, en connaissant l'épaisseur de plasma traversé, en suivant une frange on peut remonter à la mesure de la densité électronique perpendiculairement à la direction de propagation du choc.

En partant de l'équation 4.20, imposant $\Delta x = 0$ à cause de la fente verticale, en appelant m le nombre de franges ayant défilé, on a

$$\Delta N_e = N_c \left[1 - \left(1 - \frac{m \lambda}{d} \right)^2 \right] \approx m 8.36 \times 10^{18} \text{cm}^{-3} \quad (4.21)$$

Donc, si on voit défiler une frange ($m = 1$) la densité électronique est augmentée de $8.36 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$

4.3.3.2 Interféromètre de type VISAR

Dans le cas du VISAR utilisé dans les diagnostics transverses (le dispositif est le même que celui de la figure 4.20), il y a un seul faisceau laser qui entre dans l'enceinte d'interaction, et donc plus de faisceau de référence pour la cellule contenant le Xénon. Pour cette raison, le dispositif expérimental est beaucoup plus souple, le VISAR lui-même reste en dehors de l'enceinte facilitant les opérations de réglage comme on le voit sur la figure 4.36.

Nous avons utilisé le même laser sonde (532 nm de longueur d'onde, 8ns d'impulsion gaussienne et $\sim 1\text{mJ}$ d'énergie) que pour les autres diagnostics, qui était amené par fibre optique jusqu'à l'entrée de l'enceinte expérimentale (On suit ici le schéma de figure 4.13). Ensuite, une lentille ($f=15\text{cm}$ $\phi=5\text{cm}$) transportait l'image du faisceau sonde au centre même de la cellule en rentrant par les fenêtres latérales (voir figure 4.8). Pour récupérer le laser sonde sur le diagnostic, une autre lentille ($f=30\text{cm}$, $\phi=5\text{cm}$) imageait la cellule en agrandissant d'un facteur 10 pour adapter la dimension de la fenêtre transverse de la cellule $\approx 1\text{mm}$ à la dimension du VISAR.

Les figures d'interférence, qui se forment sur la séparatrice S_2 , dans le cas du Mach-Zehnder classique (figure 4.34), apparaissent ici sur la séparatrice de sortie du VISAR (cela signifie que l'on peut prélever une partie du faisceau avant le VISAR pour effectuer une ombroscopie du choc et du précurseur dans le gaz, comme on le montrera dans la prochaine section).

Ce diagnostic diffère du précédent dans le sens où l'on accède à la variation temporelle de la densité électronique (au lieu de mesurer directement N_e comme dans le cas précédent). On peut alors déduire N_e après intégration de sa dérivée temporelle obtenue à l'aide d'une caméra à balayage de fente.

La différence de chemin optique entre les deux bras de l'interféromètre est due à l'épaisseur de l'étalon, à son indice de réfraction et au recul du miroir :

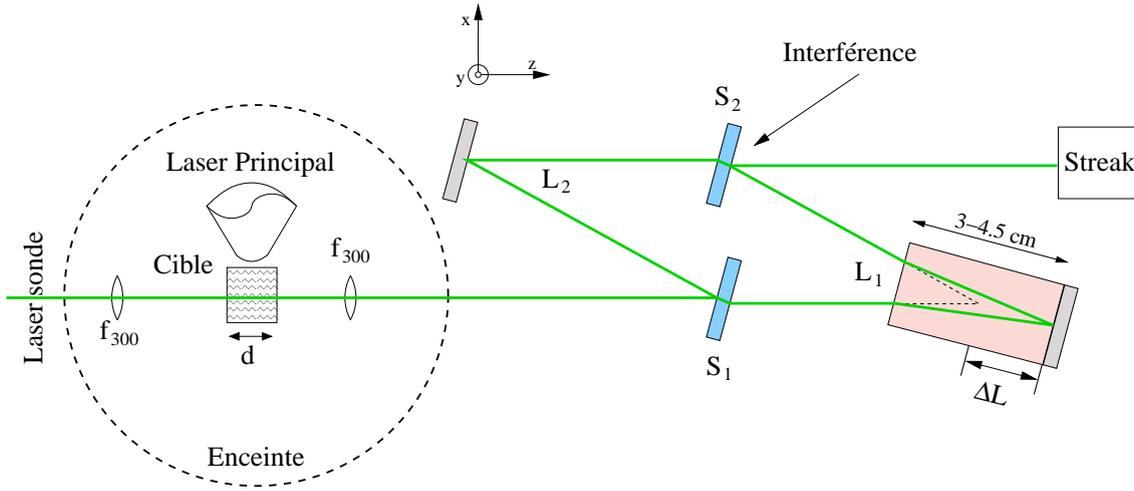


Figure 4.36 VISAR transverse.

$$\frac{2e(n_{\text{étalon}} - 1)}{2e(1 - 1/n_{\text{étalon}})} \quad \begin{array}{l} \text{étalon} \\ \text{recul du miroir} \end{array} \quad (4.22)$$

où e représente l'épaisseur de l'étalon et $n_{\text{étalon}}$ est l'indice de réfraction de l'étalon qui vaut $n_{\text{étalon}}(532\text{nm}) = 1.46071$

On déduit donc la différence temporelle τ entre les deux bras :

$$\tau = \frac{2e(n_{\text{étalon}} - 1/n_{\text{étalon}})}{c} \quad (4.23)$$

Par conséquent, les chemins optiques dans les deux bras L_1 et L_2 peuvent s'écrire :

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

où d représente l'épaisseur de plasma traversé, $n(t)$ est l'indice de réfraction du milieu au temps t , n_0 est l'indice de réfraction du milieu non perturbé (≈ 1).

On sait que l'indice de réfraction et la densité électronique sont liés par la formule 4.17. Maintenant si on calcule la différence de chemin entre les deux bras, on a :

$$\begin{aligned} \Delta L(t) &= L_2(t) - L_1(t) \\ &= d[n(t - \tau) - n_0] - d[n(t) - n_0] \\ &= d[n(t - \tau) - n(t)] \\ &= d n_0 \left[\sqrt{1 - \frac{N_e(t - \tau)}{N_c}} - \sqrt{1 - \frac{N_e(t)}{N_c}} \right] \end{aligned}$$

On introduit maintenant le terme F , qui représente la fonction « Frange » et vaut 0 si la frange est au repos et 1 si l'intensité est passée par un minimum et est revenue sur un maximum (*i.e.* on est passée d'une crête à la suivante : le déphasage $\Delta\phi$ a atteint 2π).

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

en supposant que $N_e(t) \ll N_c$ (ce qui est vrai dans le précurseur), on obtient alors :

$$F(t) = \frac{d n_0}{2\lambda N_c} [N_e(t) - N_e(t - \tau)]$$

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

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

qui est une expression récursive. On peut donc exprimer $N_e(t - \tau)$ en fonction du pas précédent $N_e(t - 2\tau)$:

$$N_e(t - \tau) = N_e(t - 2\tau) + F(t - \tau) \frac{2\lambda N_c}{d n_0}.$$

Par conséquent, si l'on suppose qu'à partir d'un certain m , la densité électronique $N_e(t - m\tau)$ reste inchangée tout comme la fonction $F(t - m\tau)$, on obtient N_e sous forme de série :

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

et en passant à l'intégrale :

$$N_e(t) = \frac{k}{\tau} \int_{-\infty}^{t+\tau/2} F(t') dt' \quad (4.24)$$

$$\text{avec } k = \frac{2\lambda N_c}{d n_0}$$

Dans les expériences, on a $d \approx 500\mu\text{m}$ et donc $k \approx 5.47 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$. On remarque la dépendance explicite par rapport au décalage temporel des deux bras τ et donc à l'épaisseur de l'étalon : plus ce décalage est grand, plus ce diagnostic est sensible. Nous avons utilisé deux épaisseurs différentes d'étalons (30 mm et 45 mm). Les retards et densités associées sont donnés dans le tableau 4.6.

e [mm]	τ [ps]	k/τ [cm ⁻³ ns ⁻¹]
30	155.4	5.4×10^{19}
45	233.1	3.6×10^{19}

Tableau 4.6 Valeurs des retards et des sensibilités du VISAR transverse pour les étalons utilisés

Ici k/τ correspond donc à la variation de densité liée à un mouvement d'une frange constante sur 1 ns (si la frange se décale régulièrement d'une interfrange en 1 ns alors on atteint une densité de $k \approx 5.47 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$). C'est pourquoi on appellera ici k/τ la *sensibilité* de l'interféromètre. Comme on peut le voir, les valeurs de k sont assez élevées, donnant moins de sensibilité pour ce diagnostic que le Mach-Zehnder classique montré auparavant et utilisé en 2002 (où le même décalage d'une frange aurait produit une augmentation de la densité électronique de $8.36 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$).

Pour mieux comprendre cette différence entre les deux types de diagnostics, on peut confronter les équations 4.20 et 4.24 que pour un décalage commun d'une interfrange, peuvent être approximées comme :

$$N_e \approx \frac{N_c \lambda}{2 d} \quad \text{et} \quad N_e \approx \frac{N_c \lambda}{2 d} \frac{4 \Delta t}{\tau} \quad \text{respectivement}$$

où Δt représente le temps nécessaire au décalage. On peut voir que le rapport entre les deux est de l'ordre de $4 \Delta t/\tau$ qui reste supérieure à la dizaine donnant donc une meilleure sensibilité à l'interféromètre Mach-Zehnder classique.

Pour atteindre des sensibilités équivalentes, il faudrait retarder le bras du VISAR de ~ 1 ns et donc utiliser un étalon de ~ 20 cm. Nous n'avons pas pu mettre en place un VISAR susceptible d'accepter un étalon aussi long mais ce sera à l'avenir probablement nécessaire dans cette configuration.

4.3.4 Imagerie transverse 2D instantanée (GOI)

Le GOI⁹ est un senseur intensifié, monocoup à ouverture temporelle rapide.

L'acquisition est faite pendant un temps (minimum) de 120 ps sur une cathode de 18 mm de diamètre. Il est connecté à un système d'acquisition d'image CCD (voir la figure 4.37).

Cette acquisition extrêmement rapide, nous permet d'obtenir des instantanés des phénomènes que l'on souhaite étudier. En effet, dans notre gamme de vitesses (quelques dizaines de km/s), un temps d'obturation d'image de 120 ps correspond à un mouvement de quelques microns, qui reste inférieur à la sensibilité globale du diagnostic.

⁹Acronyme anglais signifiant *Gated Optical Imager*, et traduisible en français par « Imagerie Optique Rapide ».

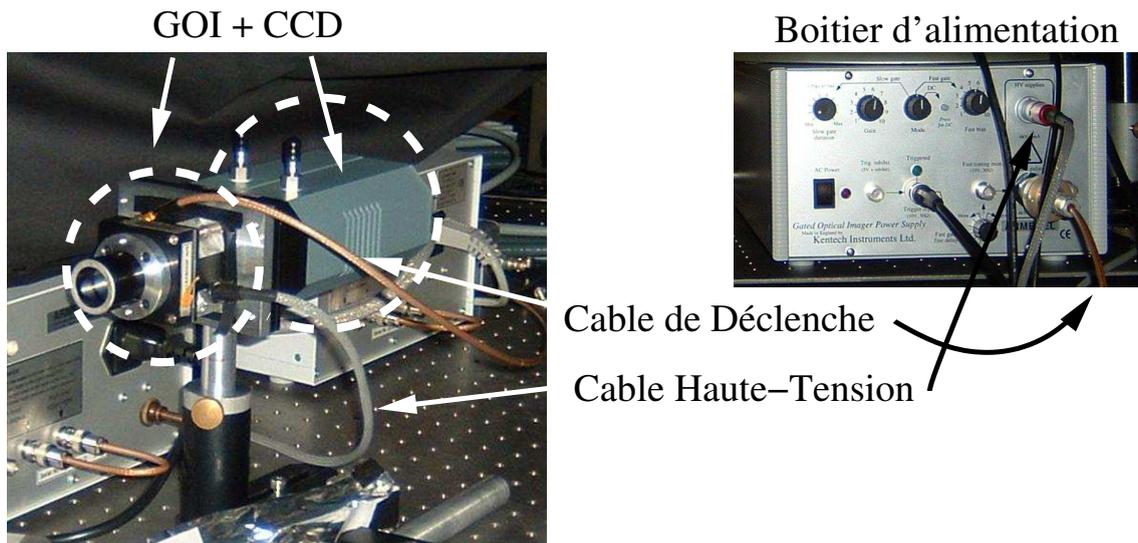


Figure 4.37 GOI : tête + CCD et boitier d'alimentation.

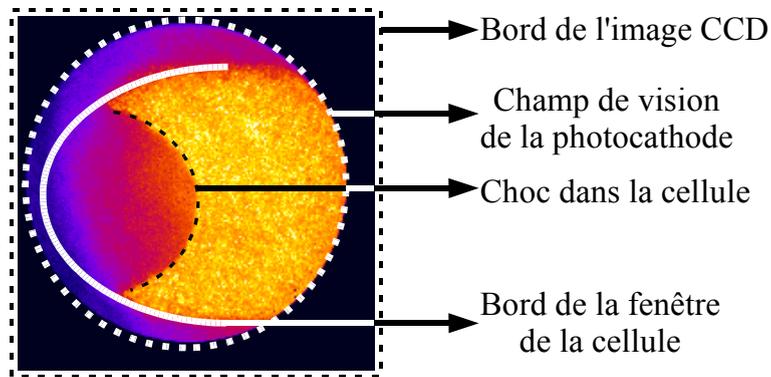


Figure 4.38 Exemple d'image du diagnostic GOI.

On voit sur la figure 4.38 un exemple d'image du diagnostic, on observe la surface utile de la sortie du GOI sur la CCD utilisé (Andor 1024×1024). Plus à l'intérieur, on remarque (tirets blancs sur la figure) la zone de la fenêtre transverse de la cellule éclairée par le laser sonde.

Toujours dans le but de comprendre comment le rayonnement est couplé avec la matière devant le front de choc, on utilise ce diagnostic pour mesurer la forme du choc et pouvoir diagnostiquer le milieu devant le choc même par ombroscopie. En effet, dans nos conditions expérimentales, le milieu dans la région du précurseur est ionisé, ce qui induit un changement de l'opacité du gaz qui peut alors devenir légèrement absorbant pour la lumière visible pour devenir complètement opaque lorsqu'on atteint la densité critique. De plus ce diagnostic nous donne une information spatiale bidimensionnelle sur la forme du choc. Dans la campagne 2005 on avait mis en place 2 GOI simultanément dont on pouvait décaler temporellement l'acquisition et par conséquent avoir une mesure de l'évolution temporelle du front de choc.

Mesures expérimentales du choc radiatif

On décrit dans ce chapitre les différentes mesures effectuées au cours de ce travail de thèse. Une première section est dédiée à l'étude des conditions du poussoir avant que le choc ne débouche dans le gaz.

Dans la section suivante, on présente les résultats des mesures directement liées au choc radiatif. La troisième section concerne les données relatives au précurseur radiatif.

On essaie de décrire les différents résultats obtenus au cours des deux campagnes expérimentales qui se sont déroulées au cours de cette thèse (une première en 2002 sur la chaîne 6F et l'autre en 2005 sur le LULI2000) en les comparant lorsque l'on mesure la même grandeur.

5.1 Adaptation des codes aux expériences

Pour la préparation et notamment pour le dimensionnement des cibles, nous avons utilisé différents codes numériques dont la description détaillée est proposée dans l'appendice A. Ensuite, par soucis de cohérence, on utilisera les mêmes simulations pour l'interprétation des données expérimentales.

5.1.1 Maillage

Le maillage consiste à dimensionner la cible à l'instant initial de façon la plus proche possible de la réalité, *i.e.* de la cible utilisée lors des expériences. Une série de paramètres sont à définir (comme le choix des jeux des tables d'équation d'état, ionisation et opacité), de règles à respecter (comme la continuité de la masse de cellules voisines). Il faut aussi tenir compte des limites liées au code (nombre total de cellules) ou à la puissance de la machine sur laquelle on exécute la simulation.

On discutera ici les maillages utilisés dans les deux codes dont on dispose, pour réaliser des simulations numériques les plus proches de l'expérience de 2005 sur le LULI2000.

5.1.1.1 Code 1D : MULTI

Pour le code 1D le maillage est assez simple à créer. Je rappelle ici les principales caractéristiques de l'expérience : on irradie la cible avec une intensité laser prévue de 7×10^{13} W/cm². La cible est composée d'un tricouche de 20 μm de Plastique, 5 μm de Titane et 25 μm de Plastique, puis de 1 mm de Xénon (cas de l'expérience LULI2000).

Bien que le code soit lagrangien, on regarde ici l'écoulement des particules dans le référentiel du laboratoire

Type	Materiel	Épaisseur [μm]	Nombre de cellules
Ablateur	CH	20	250
Bouclier	Ti	3	90
Accélérateur	CH	25	180
Gaz	Xénon	1000	500
Total		1048	1021

Tableau 5.1 Composition du maillage pour l'expérience 2005

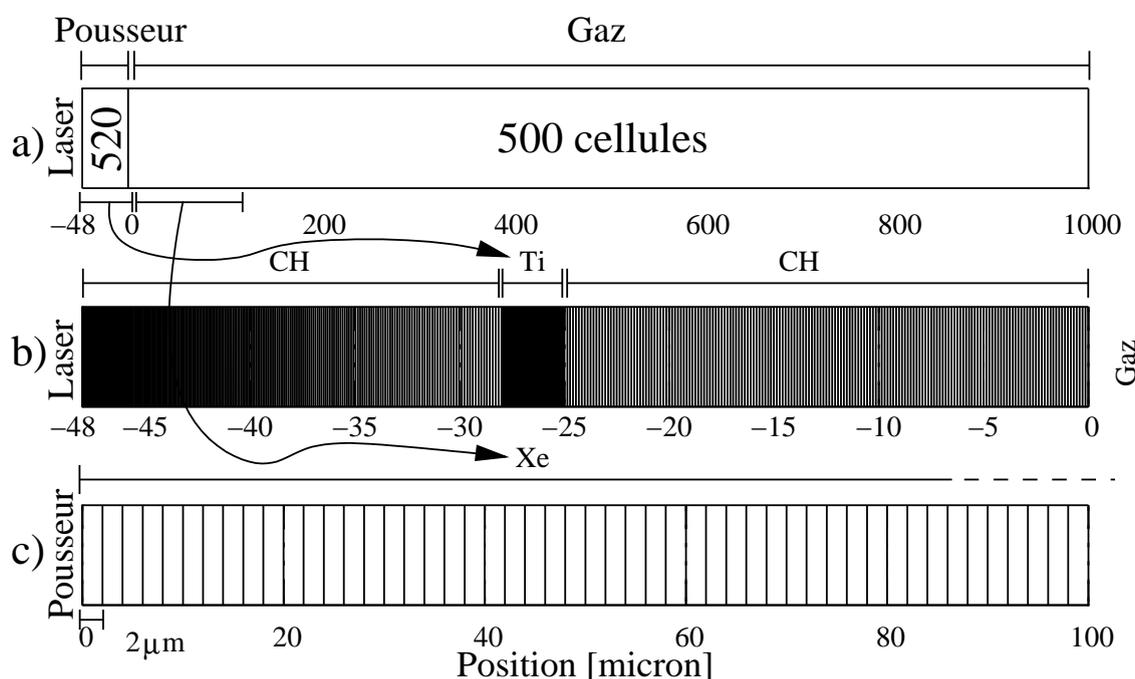


Figure 5.1 Maillage d'une simulation MULTI pour les expériences de 2005 (pousseur tri-couche et gaz).

- a) en haut la composition de la cible : pousseur+gaz
- b) zoom sur le pousseur : 250 CH + 90 Ti + 180 CH = 520 cellules
- c) les premières cellules de Xénon : 500 cellules : 1 cellule = 2 μm

On montre sur le tableau 5.1 la composition de la simulation 1D. Le nombre de cellules est assez élevé ($1021 = 1020 + 1$)¹, mais très facilement gérée par pratiquement tous les ordinateurs actuels. Le nombre de cellules de la couche qui est irradiée par le laser (250), nous permet d'avoir une description fine du processus d'ablation, et de la génération du choc. Le nombre encore plus élevé de cellules pour le gaz (500), nous permet d'avoir une dimension initiale de cellule de $2 \mu\text{m}$ et donc pouvoir décrire bien le choc lors de sa propagation à l'intérieur de la cellule.

5.1.1.2 Code 2D : DUED

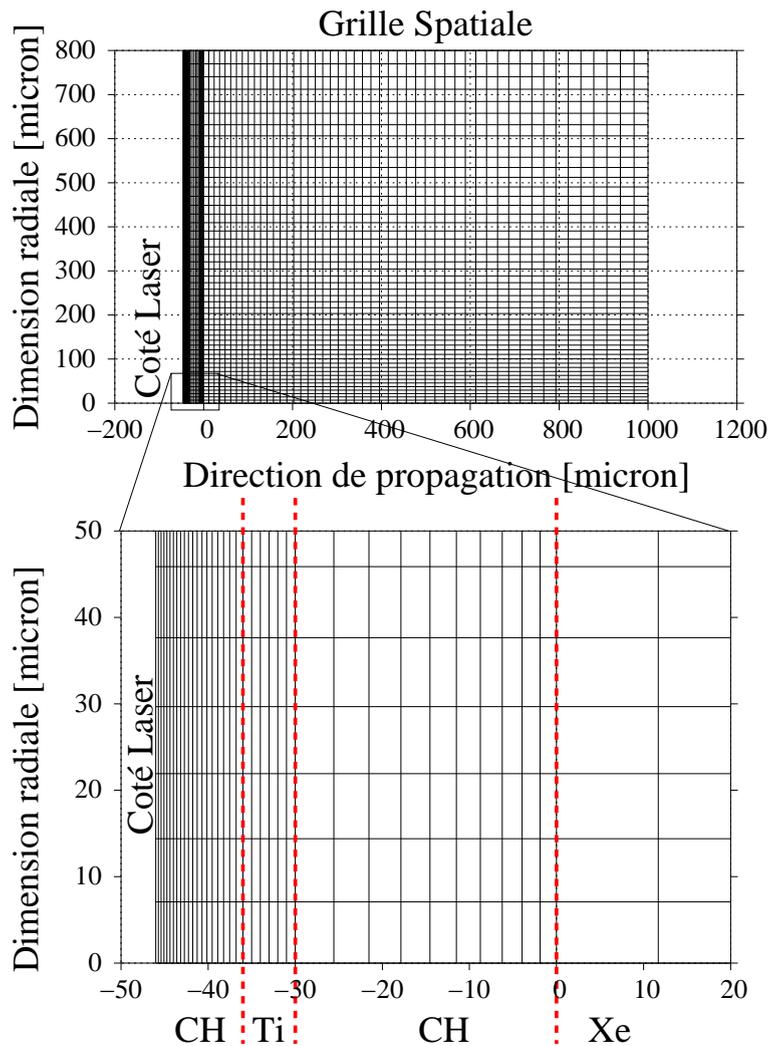


Figure 5.2 Maillage utilisé dans le code DUED.

Etant donné le coût d'un calcul 2D, on a discrétisé spatialement la cible comme cela est indiqué sur la figure 5.2, c'est à dire que typiquement on mettait 50 cellules dans la direction radiale (avec un rapport de proportionnalité

¹Cette dernière cellule sert pour la description de l'interaction du laser avec la cible, elle est appelé normalement « cellule du laser ».

géométrique de 1.03 pour pouvoir résoudre mieux au centre) et 83 sur la direction axiale, dont 20 pour l'ablateur (CH), 6 pour le bouclier radiatif (Ti) 20 pour le plastique d'accélération (CH) et enfin 50 pour le gaz (Xénon), en bas sur la figure 5.2, on voit la taille de la première cellule de Xénon de $\sim 12\mu\text{m}$. En effet, le maillage est très fin dans le pousseur (côté laser) pour pouvoir bien décrire l'interaction laser-matière et donc l'ablation. Ensuite le maillage est de plus en plus « large » (le nombre total de cellules est 4300) ce qui permet de faire des calculs assez rapides.

Il faut donc faire très attention à l'interprétation de ce type de simulations, car bien souvent le choc possède une taille inférieure à la dizaine de microns, ce qui dépasse largement la résolution typique de ce maillage lagrangien.

5.1.2 Impulsion Laser

Pour décrire l'impulsion laser dans les codes, plusieurs approximations sont effectuées. D'abord, il faut considérer l'énergie totale du laser, sa forme temporelle et la distribution spatiale de l'éclairage laser.

Nous n'avons pas déterminé expérimentalement la distribution spatiale de l'éclairage laser (donné par les lentilles de focalisation, par l'angle d'attaque du laser et par les lames de phase PZP), et pour cela donc, on a donc fait confiance aux données théoriques des lames.

5.1.2.1 Expérience 2002

Pour l'expérience de 2002, sur l'ancienne chaîne 6F, il était possible de mesurer précisément la forme temporelle de l'impulsion (à l'aide d'une diode rapide), et l'énergie totale disponible (à l'aide d'un calorimètre pour chaque faisceau utilisé) après conversion en fréquence (mais avant l'entrée de celui-ci dans l'enceinte d'interaction). Les valeurs de ces paramètres sont présentés dans le chapitre précédent (tableau 4.3).

Pour mieux établir le lien entre énergie mesurée et choc généré, on a effectué en 2002 une série de tirs laser sur une cible connue d'aluminium (on montre sur la figure 5.9 la composition de la cible et une image expérimentale), pour pouvoir caler le code 1D MULTI avec les résultats obtenus. On a alors une relation univoque entre l'énergie totale déposée sur la cible et l'intensité laser qu'il faut appliquer dans le code pour reproduire les données expérimentales². La mesure de la vitesse du choc a été intensivement utilisée au cours des dernières années [Koenig *et al.* 1995, Benuzzi *et al.* 1996, Hall *et al.* 1997] et se base sur la mesure du temps de transit de l'onde de choc dans une marche de matériau référence en regardant l'émission lumineuse lors du débouché du choc dans le vide.

²Le diagnostic expérimental pour mesurer la vitesse du choc est le VDC (voir chapitre précédent), on présentera dans la suite les autres résultats des tirs de test sur cette type de cible, pour une image expérimentale voir la figure 5.9.

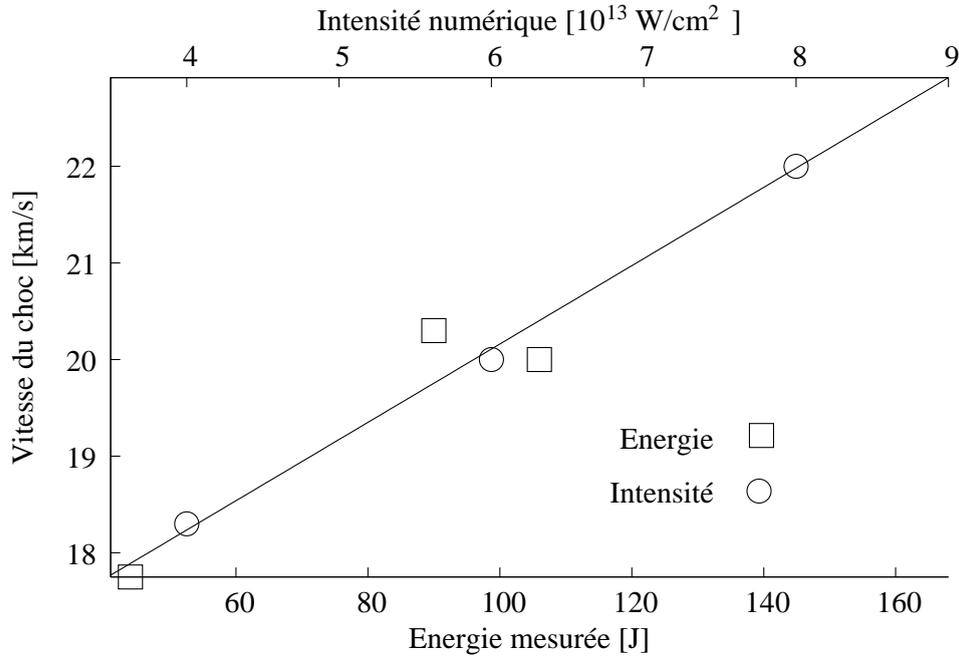


Figure 5.3 Calage de l'intensité numérique à partir de l'énergie déposée sur cible.

Sur la figure 5.3, on montre les résultats obtenus lors de cette campagne de tirs : les points carrés sont les points expérimentaux (Energie mesurée E_m vs. vitesse du choc), les points ronds représentent les valeurs des simulations (intensité laser *numérique* I_n) nécessaires pour reproduire les vitesses du choc mesurées. On peut donc donner une formule empirique de conversion entre l'énergie mesurée E_m et l'intensité laser *numérique* I_n à fournir au code :

$$I_n[10^{13}\text{W/cm}^2] = 1.72 + \frac{E_m[\text{J}]}{23}$$

qui est valable dans le domaine 50-100 J d'énergie. Par exemple, pour 100 J on obtient une valeur d'intensité numérique de $\sim 6 \times 10^{13}$ W/cm 2 . Si on calcule la valeur théorique tenant compte des valeurs de la durée de l'impulsion laser et la distribution radiale de l'intensité, on obtient une valeur de l'intensité $I_m = 12 \times 10^{13}$ W/cm 2 , qui reste donc en assez bon accord avec l'intensité numérique. En effet si l'on tient compte du fait que la mesure est effectuée avant l'entrée des faisceaux laser dans l'enceinte d'interaction et donc qu'on ne tient pas compte des pertes liées aux lames de phase PZP ($\sim 20\%$), aux hublots d'entrée dans l'enceinte ($< 2\%$), aux lentilles de focalisation (encore $< 2\%$) et l'angle d'attaque du laser sur la cible qui atteignait 22.5° (figure 4.12) et réduisait le couplage laser-matière sur les deux faisceaux externes ($\sim 20\%$) donnant un rapport entre les deux intensités $I_n/I_m \approx 60\%$ au lieu de 50%. Ceci repose sur le fait que les simulations 1D (au contraire des simulations 2D) perdissent des pressions d'ablation qui sont plus élevées de la réalité car elles ne tiennent pas compte du transport radiale de l'énergie. Cette problématique est de plus évidente pour des intensités laser élevées ($I_n > 10^{14}$ W/cm 2) pour lesquelles on peut atteindre

une différence entre l'intensité nominale et l'intensité « numérique » de 70% [Braun *et al.* 2006].

5.1.2.2 Expérience 2005

Pour l'expérience de 2005, sur la nouvelle installation LULI2000, on avait une estimation approximative de l'énergie totale avant la conversion car nous étions dans une phase de mise en route de l'installation. Une mesure de la forme temporelle de l'impulsion, était acquise à chaque tir.

A partir de ces paramètres, il faut donc « construire » une impulsion numérique à implémenter dans les codes.

5.1.3 Forme *numérique* du laser (temps, espace)

Modéliser numériquement l'impulsion laser effective revient à donner temporellement et radialement (en supposant une géométrie cylindrique)

5.1.3.1 Forme temporelle

La forme temporelle de l'impulsion était de forme gaussienne lors de l'expérience en 2002 et carrée lors de la campagne en 2005. Dans les deux expériences, la forme temporelle a été mesurée à l'aide d'une diode rapide couplée à un oscilloscope ayant une résolution temporelle de ~ 80 ps.

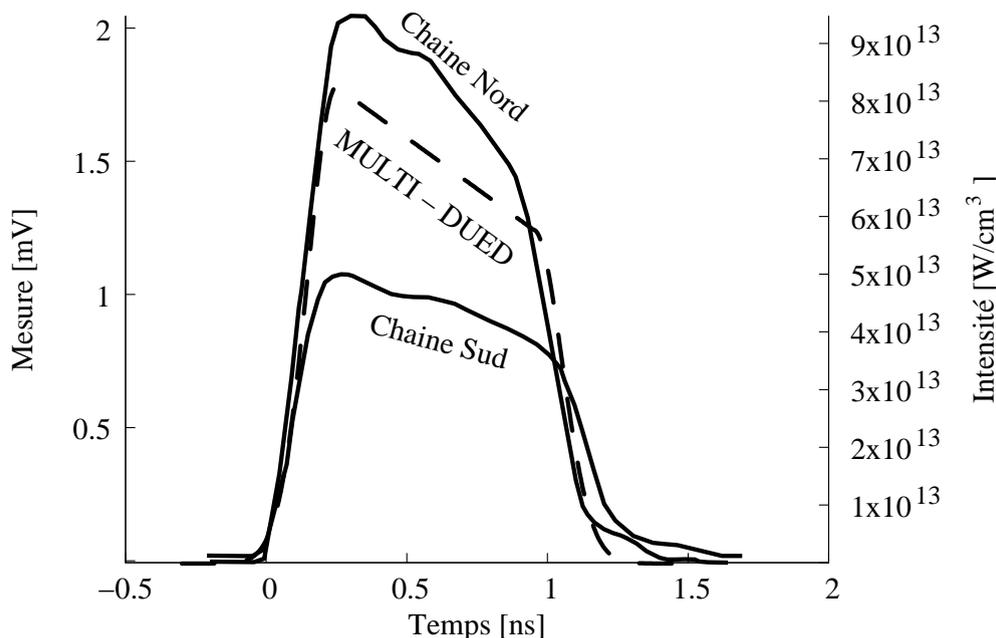


Figure 5.4 Forme des impulsions des deux chaînes d'amplification et forme utilisée dans les codes de simulation (MULTI et DUED).

Pour la première campagne (2002) elle était très proche des valeurs théoriques, tandis que pour la seconde (2005), la forme était assez différente des

prévisions, des problèmes liés notamment à la saturation du gain dans les derniers étages d'amplification n'ont pas pu être compensés par la mise en forme au niveau de l'oscillateur. On montre sur la figure 5.4, en échelle arbitraire, la forme de l'impulsion pour les deux chaînes laser du LULI2000 ainsi que le profil temporel numérique utilisé dans les deux codes (MULTI 1D et DUED 2D). On peut remarquer que la partie à priori constante de l'impulsion décroît au cours du temps. Il faut rappeler que cette mesure est toutefois faite avant la conversion en fréquence du laser principal et est donc susceptible d'être légèrement différente, en particulier par une accentuation de la pente.

5.1.3.2 Forme radiale

Pour le code 2D, il faut aussi fournir la forme radiale de la distribution de l'intensité laser au cours du temps. Celui-ci suppose une géométrie cylindrique qui n'est pas tout à fait adaptée aux conditions expérimentales. En effet, les deux ou trois faisceaux laser utilisés au cours des deux campagnes, ne pouvaient pas former une symétrie parfaitement cylindrique car les faisceaux irradiaient la cible sous des angles différents pouvant aller jusqu'à 22.5° .

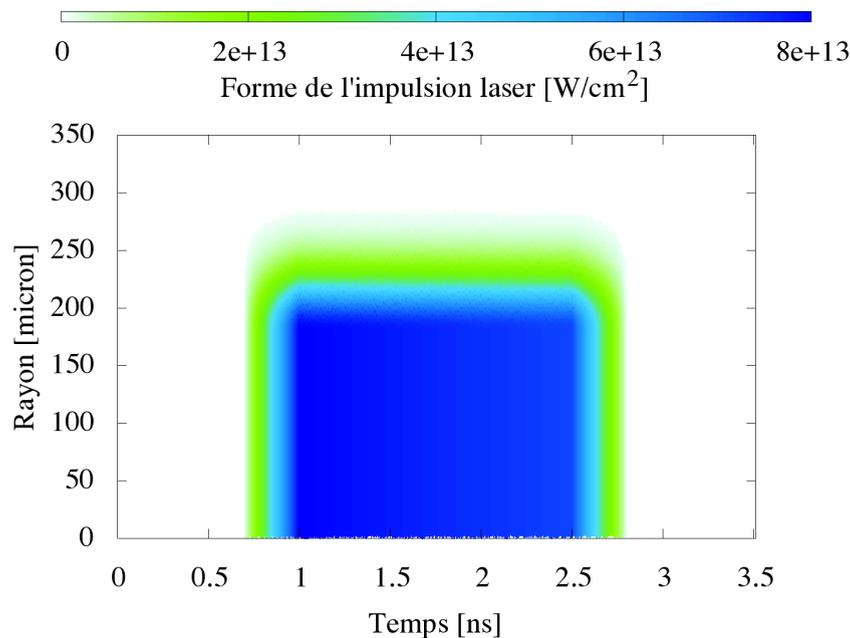


Figure 5.5 Impulsion laser utilisée dans le code DUED pour les tirs sur LULI2000.

On montre (figure 5.5) la forme de l'impulsion (en temps et en espace) utilisée dans le code DUED pour les expériences 2005, une forme similaire étant utilisée pour la campagne de 2002. Elle consiste, pour la campagne de 2005, en une zone plane et uniforme de rayon $175 \mu\text{m}$ qui décroît de façon gaussienne sur $75 \mu\text{m}$ et qui correspond à la tache focale du laser donnée par les lames de phase PZP utilisées [Koenig *et al.* 1994].

lumé » entre 0.8 et 2.3 ns. On voit l'expansion, côté laser, du plasma, qui a une température élevée (~ 1 keV). La conséquence est la génération d'une onde de choc qui se propage par action-réaction (effet fusée) à l'intérieur de la cible. A présent il est impossible de voir le choc car il se trouve dans le pousseeur et est invisible à cette échelle spatiale.

En bas à gauche nous sommes 4 ns après le début de la simulation . On voit que le plasma en expansion (avec la « plume » caractéristique) est en train de se refroidir rapidement autour de 100 eV (il est en expansion rapide : ~ 1000 km/s et le laser est désormais éteint). On observe aussi le choc à l'intérieur de la cellule de gaz (en gris dans le rectangle noir).

Enfin, la quatrième figure montre la simulation à 8 ns. Le plasma en face avant est désormais très froid à moins de 10 eV. A l'intérieur de la cible, dans le Xénon, le choc se développe avec le précurseur caractéristique d'une situation de choc radiatif.

5.1.5 Différences entre le 1D et le 2D

Dans le chapitre précédent, on avait montré (figure 4.6) une simulation MULTI pour le dimensionnement du tricouche de la cible uniquement. Ici, sur la figure 5.8, on trace la variation, au cours du temps, de la densité sur toute la cellule (Xénon à 0.2 bar). On peut observer clairement la mise en vitesse du choc dans les différents couches du pousseeur et la propagation du choc dans le gaz de Xénon. Cette figure nous permet donc d'avoir une idée claire de l'évolution hydrodynamique (bien que les effets radiatifs soient pris en compte par le code, on reste dans le régime sur-critique et donc ils n'affectent pas la propagation du choc), en effet on n'observe pas de précurseur de densité devant le choc comme dans le cas purement radiatif.

Maintenant nous allons analyser les différences entre les deux codes (1D et 2D) en regardant une variable affectée par les effet du rayonnement : la température électronique (figure 5.7). Pour une comparaison effective en 1D, on renvoie à l'appendice A.4. On rappelle ici qu'on a utilisé les mêmes tables d'opacité, d'équation d'état et d'ionisation, la même impulsion temporelle pour le laser et la même intensité maximale. Les résultats 2D de DUED, sont pris le long de l'axe de révolution.

Bien que la simulation 1D (en haut), soit plus fine (on utilise le maillage présenté sur le tableau 5.1), on observe que les deux codes reproduisent de la même façon les vitesses des interfaces des différents milieux pour atteindre la même vitesse de choc et la même température dans le Xénon (51 km/s et 20 eV respectivement). Devant le choc (à droite sur la figure) on remarque la région chaude du précurseur et ici aussi les deux codes concordent sur la température du précurseur (~ 12 eV). La vitesse du précurseur, quant à elle, change entre la simulation 1D et la simulation 2D : dans le premier cas, elle reste constante (90 km/s) tandis que pour le 2D elle décroît au cours du temps, commençant à

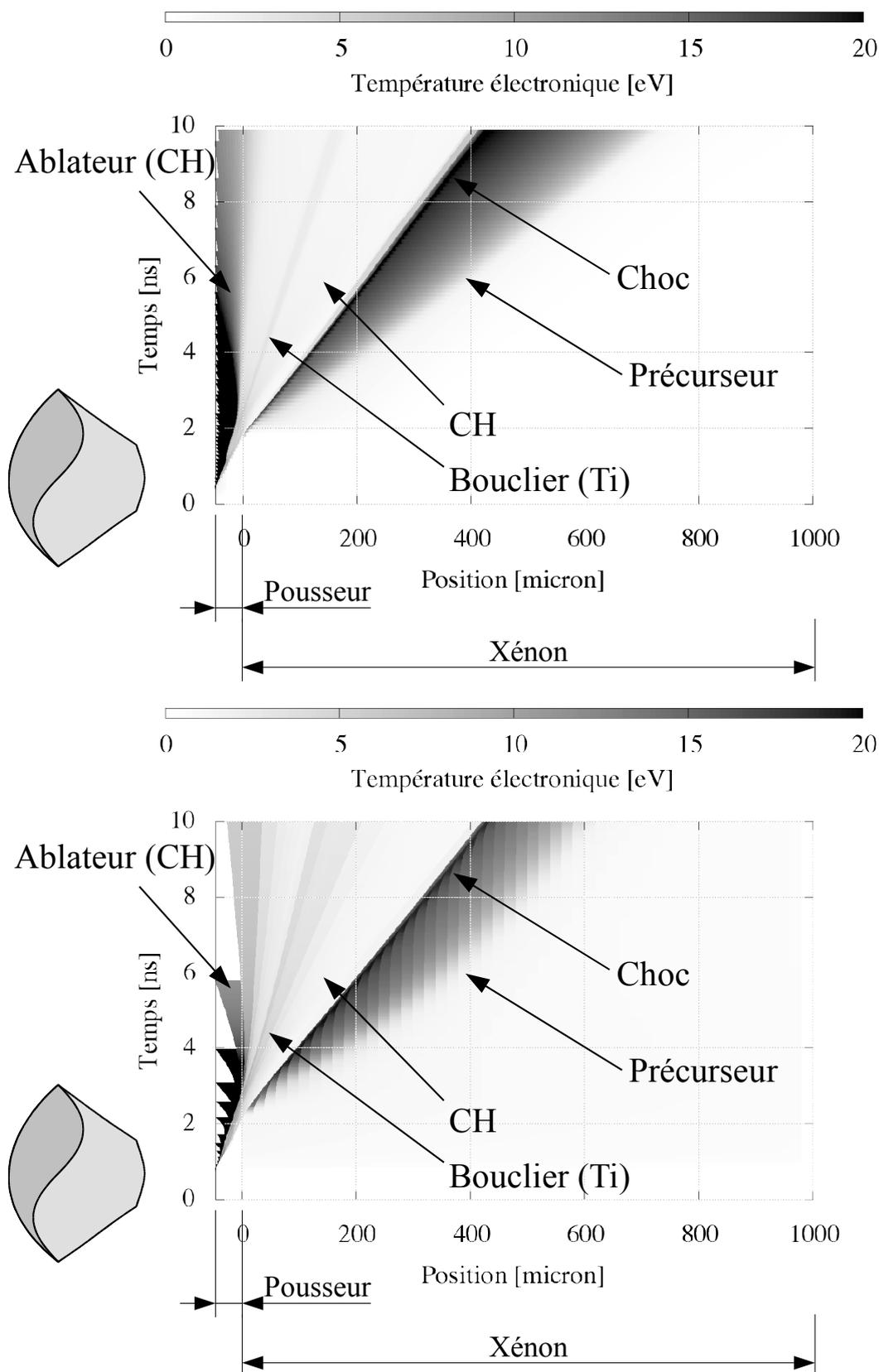


Figure 5.7 *En haut* : Simulation MULTI : Température électronique [eV]. Le laser arrive de la gauche. *En bas* : Simulation DUED : Température électronique [eV]. Le laser arrive de la gauche. cette simulation prend en compte les valeurs le long de l'axe ($rayon = 0$)

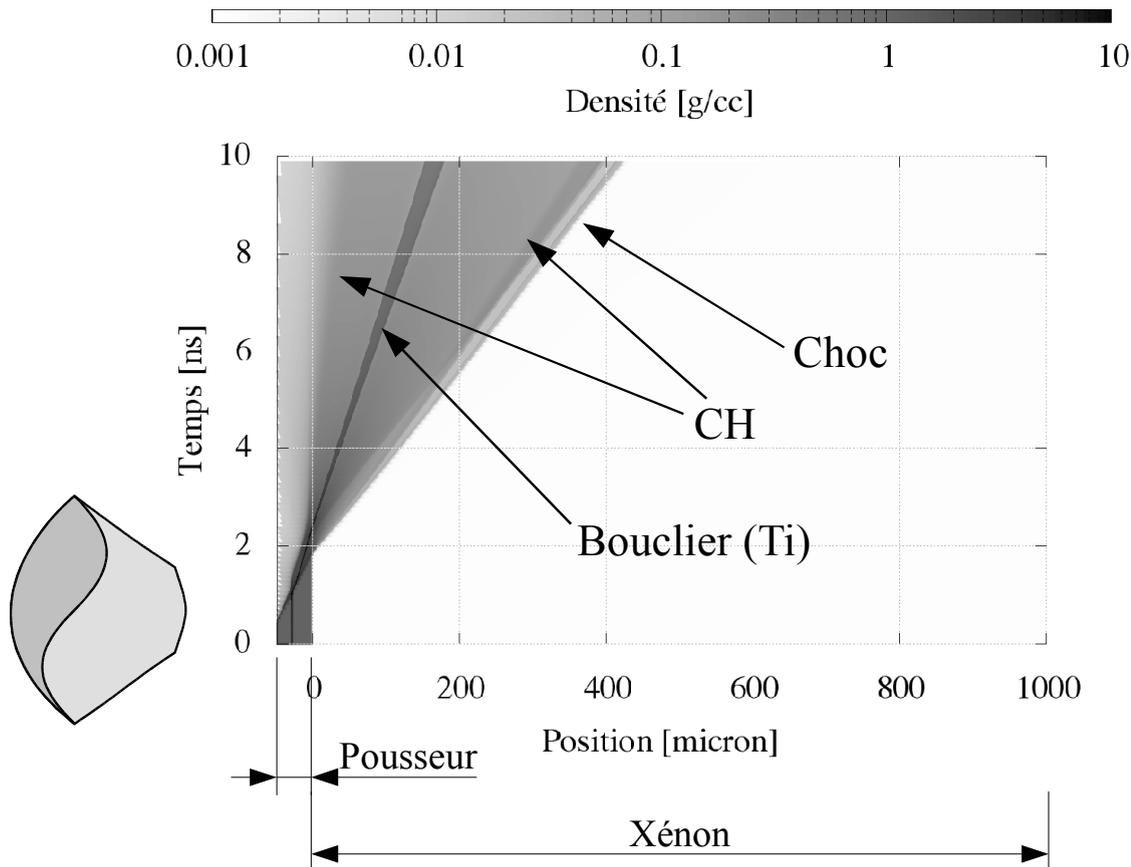


Figure 5.8 Evolution de la densité au cours du temps, obtenue avec MULTI, pour une cible tricouche (2005), du Xénon à 0.2 bar et une intensité laser de $7 \times 10^{13} \text{W/cm}^2$. Le laser arrive de la gauche.

100 km/s pour descendre à 55 km/s, vitesse de peu supérieure à la vitesse du choc.

Cette différence peut être expliquée par des effets bidimensionnels qui se produisent lors de la propagation du choc dans le Xénon. En effet, au fur et à mesure que le choc avance, le front de choc se courbe et la région du précurseur *s'étale* sur une « couronne » autour de celui-ci. Ce phénomène n'est pas présent en géométrie monodimensionnelle car on suppose l'onde de choc plane.

5.2 Validation de la mesure de température

Dans la section précédente, nous avons pu définir les cibles multicouches générant la vitesse élevée du piston dans nos deux configurations expérimentales (6F et LULI2000).

Dans ce paragraphe, nous nous attachons à montrer comment le calibrage de l'émission propre a été validé. Selon la campagne, celle-ci a été effectuée, soit sur des tirs spécifiques (6F), soit *in situ* (LULI2000).

Le diagnostic d'émission propre (VDC) fut un des premiers outils utilisés pour la mesure relative d'équation d'état par choc laser [Koenig *et al.* 1995].

Le débouché du choc s'accompagne en effet d'une forte luminosité pour des matériaux à bas point de fusion. Elle repose sur l'analyse de l'énergie émise par un corps chauffé dans le domaine visible et proche infrarouge.

5.2.1 Tirs de calibration : mesure de la température (2002)

Afin de valider l'ensemble du dispositif expérimental mis en place pour la mesure de la température pour les expériences de 2002, considérons tout d'abord le cas de cibles simples constituées d'une feuille mince de Plastique+Aluminium (CH+Al). Cette configuration permet de minimiser le nombre d'artefacts éventuels expérimentaux pouvant intervenir dans le dépouillement des données et d'obtenir des résultats simples à interpréter et à comparer avec les outils théoriques et numériques dont nous disposons.

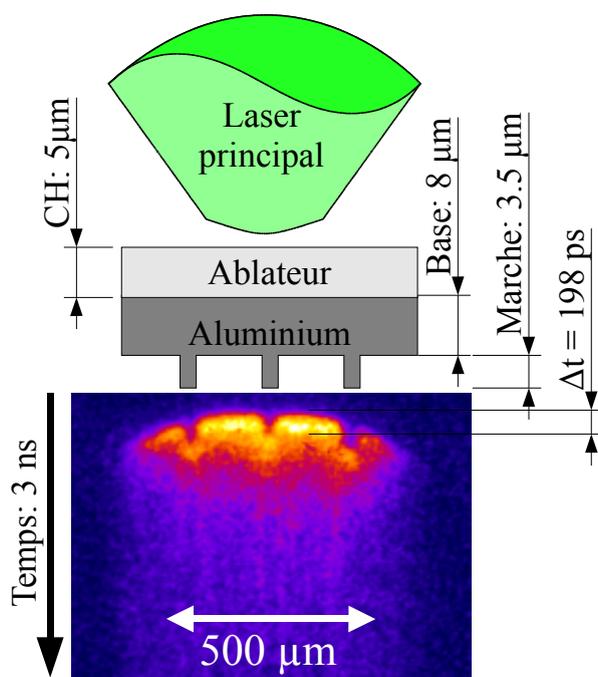


Figure 5.9 Test du diagnostic de température sur cible simple d'aluminium avec marche.

L'émission lumineuse qui s'accompagne du débouché de choc en face arrière de la cible, a été exploitée sur des cibles comportant une marche d'aluminium dont l'équation d'état est bien connue : le décalage temporel entre les signaux lumineux apparaissant en bas et en haut de celles-ci permet de mesurer la vitesse du choc (figure 5.9). Cette technique a été déjà validé par [Hall *et al.* 1997], mais en regardant l'émission de couleur (on se limite à regarder le rapport d'émission dans deux bandes étroites du spectre visible). Nous utilisons ici la technique de comptage des photons sur une grande partie du spectre visible. La zone émissive est située dans une partie, partiellement absorbante, de la détente (figure 5.10).

Ainsi le nombre de coups mesurés au cours du temps et enregistrés sur la caméra streak, ne correspond pas à la température initiale du choc (comme on

l'avais montré dans le paragraphe 4.3.2.2), mais est donné par :

$$N(t) = \frac{S\Omega\Delta t}{k} \int_{\Delta\lambda} E(\lambda, T_e(t))\Phi(\lambda)r(\lambda)d\lambda \quad (5.1)$$

où $\Phi(\lambda)$ est la réponse spectrale du système, k la réponse en énergie du couple streak+CCD, $r(\lambda)$ leur réponse spectrale et $E(\lambda, T_e(t))$ est la densité spectrale de luminance apparente. Celle-ci est donnée par l'équation du transfert radiatif [Zel'dovich & Raizer 1967] :

$$E(\lambda, T_e(t)) = \int_{x_0}^{\infty} \kappa[\rho(x, t), T_e(x, t), \lambda] I(\lambda, T_e(x, t)) e^{-\int_x^{\infty} \kappa(\rho(x', t), T_e(x', t), \lambda) dx'} dx. \quad (5.2)$$

où x représente la direction de mouvement du choc (voir figure 5.10), $I(\lambda, T_e(x, t))$ l'émission de Planck à la température $T_e(x, t)$ du point x au temps t .

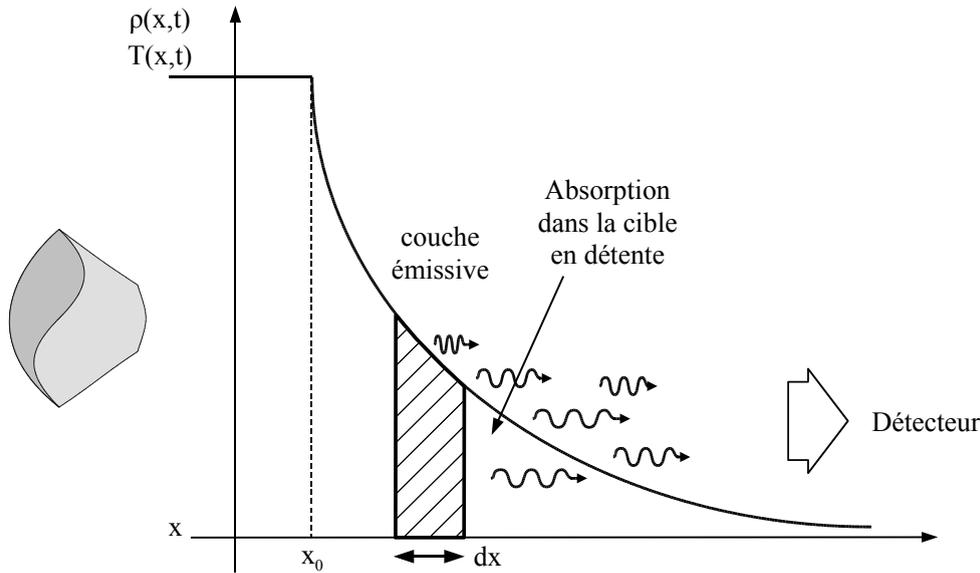


Figure 5.10 Emission propre apparente : les photons issus de la surface émissive sont partiellement absorbés par le matériau en détente.

5.2.1.1 Coefficient d'absorption

Lorsque le choc débouche en face arrière, celle-ci se détend dans le vide. Bien qu'une forme analytique autosemblable puisse expliquer cette expansion dans le vide du plasma [Benuzzi 1997], nous avons privilégié le calcul utilisant les profils de densité $\rho(x, t)$ et de température $T(x, t)$ issues du code d'hydrodynamique radiative 1D MULTI.

Afin de déterminer la densité spectrale $E(\lambda, T_e(t))$, nous devons évaluer le coefficient d'absorption $\kappa(\lambda)$ dans le plasma de la face arrière en détente.

Cela implique en général, des densités allant de la densité standard à des valeurs faibles, des températures variant de la température du choc (quelques eV), jusqu'à environ 0.1 eV. De telles conditions, sont souvent aux limites de validité et de possibilités des codes numériques, c'est pourquoi nous avons choisi une formule analytique (Kramer-Unsöldt), dont la validité a déjà été démontrée [Hall *et al.* 1997].

Le coefficient d'absorption de Kramer-Unsöldt [Zel'dovich & Raizer 1967] s'écrit

$$\kappa(\lambda)(\text{cm}^{-1}) = 7.13 \cdot 10^{-16} \frac{N_i(\text{cm}^{-3})(Z^* + 1)^2 e^{(y-y_1)}}{T^2 y^3}$$

où

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

est la densité ionique, \mathcal{N}_A est le nombre d'Avogadro, $T(x, t)$ est la température exprimée en eV, Z^* est le degré moyen d'ionisation et A est le nombre de masse de l'atome.

Les paramètres y et y_1 sont donnés par

$$y = \frac{1240}{\lambda[\text{nm}] T(x, t)} \quad \text{et} \quad y_1 = \frac{\bar{I}}{T(x, t)}$$

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

$$\bar{I} = 10.4 Z^{4/3} \frac{(Z/Z^*)^2}{(1 - Z/Z^*)^{2/3}}$$

Le degré moyen d'ionisation est proche de sa valeur dans les conditions standard : $Z^* \approx 2.4$. En effet, les températures de choc atteintes expérimentalement, de l'ordre de 1-2 eV sont petites devant le premier potentiel d'ionisation de l'aluminium (5.8 eV).

5.2.1.2 Résultats

En se basant sur le fait que l'équation d'état de l'aluminium est une référence dans ce domaine de pressions, la mesure de la vitesse du choc par le temps de traversée de la marche nous permet d'accéder aux autres grandeurs thermodynamiques.

Pour cela, on utilise les tables SESAME (p. A.1.1) qui ont déjà été validées dans des conditions proches des nôtres [Koenig *et al.* 1995]. Dans le cas particulier de la figure 5.9, on mesure une vitesse $u_s = 17.5$ km/s. Sur la figure 5.11, j'ai présenté la température du choc en fonction de la vitesse donnée par la table d'équation d'état N°3717 [SESAME 1992]. Pour la valeur de 17 km/s mesurée, la température correspondante sur la courbe d'hugoniot est $T = 2.3$ eV. Cette valeur est en fait plus grande que la valeur maximale mesurée car on doit tenir

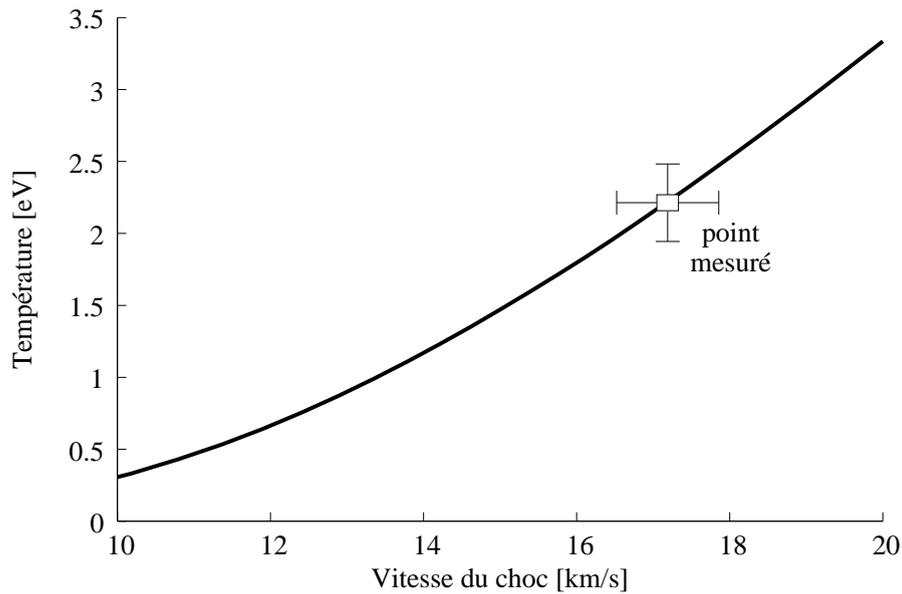


Figure 5.11 Courbe d'hugoniot de l'Aluminium extraite de la table d'équation d'état N°3717 [SESAME 1992].

compte de l'expansion dans le vide du plasma en face arrière et de l'absorption associée.

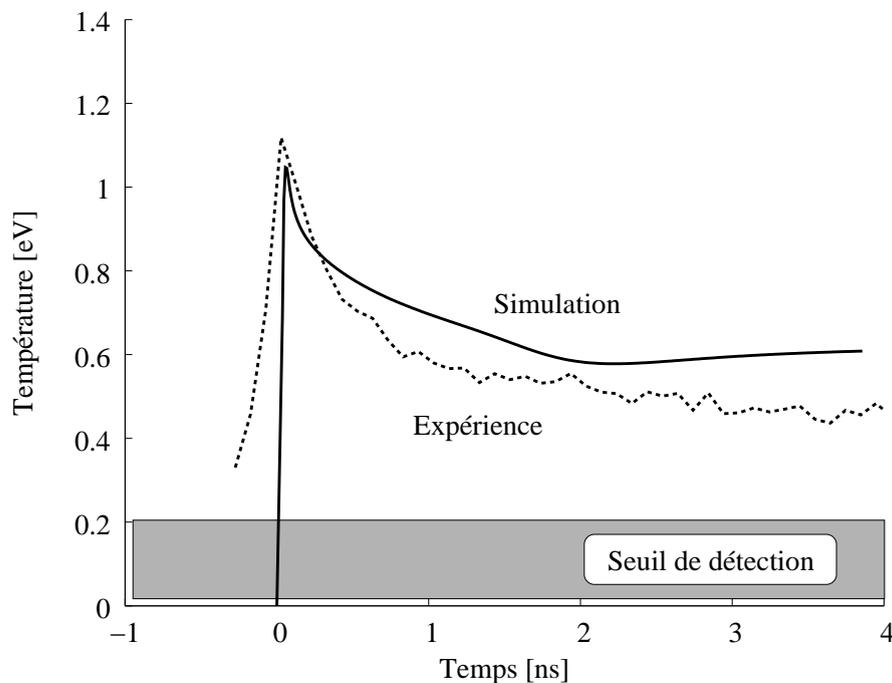


Figure 5.12 Test du diagnostic de température sur une cible d'aluminium : données de l'expérience comparées avec le calcul de l'émission issu d'une simulation MULTI.

Théoriquement à l'instant exact du débouché du choc, on devrait pouvoir mesurer cette température, mais il est impossible d'enregistrer, sur la caméra streak dont nous disposons, ce phénomène étant trop rapide (quelques picosecondes).

Pour pouvoir comparer la température apparente d'une simulation, on cherche

d'abord à caler la vitesse du choc dans l'aluminium de 17.5 km/s comme pour l'expérience ensuite, il faut tenir compte du fait que l'enregistrement des données est fait à l'aide d'une caméra à balayage de fente. Par conséquent le signal lumineux est intégré sur un temps Δt qui correspond au temps d'éclairement de chaque pixel de la fente, il faut convoluer temporellement le signal.

Je montre alors dans la figure 5.12 la mesure expérimentale et la reconstruction de la température apparente donnée par la simulation numérique. On remarque un bon accord entre les deux³ indiquant que le diagnostic d'émission propre est un outil fiable pour estimer la température apparente du choc dans le Xénon pour la campagne 2002.

5.2.2 Calibrage de la température *in situ* - 2005

Grâce aux diagnostics d'interférométrie en face arrière (VISAR), on mesure la vitesse du choc dans la dernière couche de plastique du pousseur lorsque la pression est suffisante pour la *métalliser* la rendant ainsi réfléchissante au laser sonde, comme décrit dans [Koenig *et al.* 2005] (figure 5.13).

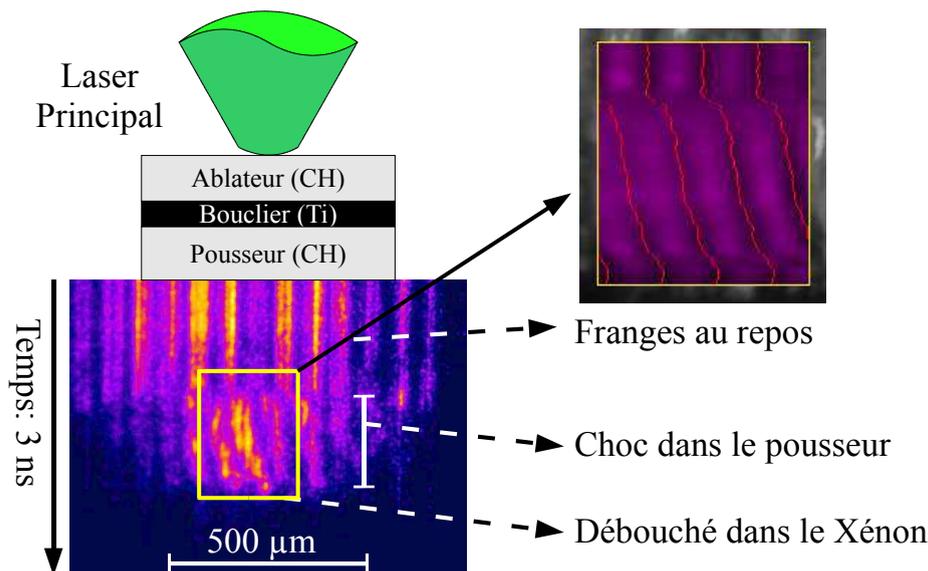


Figure 5.13 Mesure de la vitesse du choc dans la dernière couche de plastique.

Typiquement, on observe les franges au repos avant que le choc ne débouche dans la dernière couche de plastique. Lorsque le choc comprime le CH, celui-ci devient réfléchissant (avec une réflectivité R) permettant de mesurer sa vitesse à l'aide du diagnostic VISAR en face arrière. On *voit* donc le choc se propager à l'intérieur du plastique, mais lorsqu'il débouche dans le Xénon, le laser sonde disparaît ; cette disparition signifie que le choc dans le gaz (ou le précurseur)

³Il faut noter que ce qui nous intéresse le plus c'est de valider la mesure maximale dans les premiers instants, car l'expansion dans le vide du plasma entraîne des effets 2D qui ne sont pas pris en compte dans la simulation 1D MULTI et qui tendent à refroidir plus rapidement le plasma.

absorbe le laser sonde (532 nm de longueur d'onde). Par ce diagnostic on peut aussi apprécier la planéité du choc au début de sa propagation dans le Xénon.

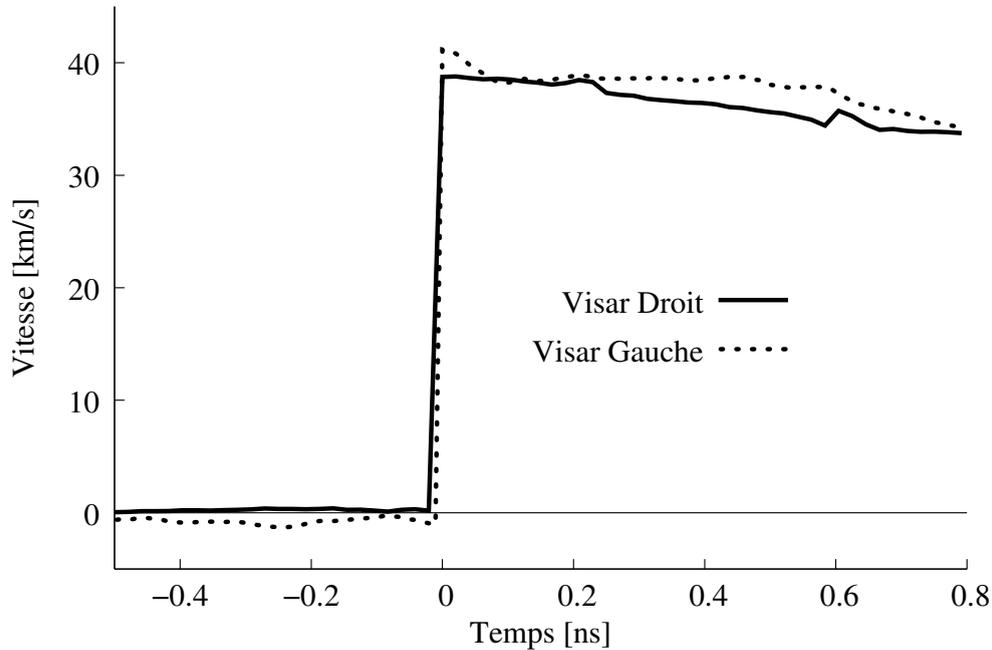


Figure 5.14 Vitesse du choc pour le tir 0109.

En mesurant le décalage des franges (on en voit un agrandissement sur la figure 5.13), on détermine la vitesse du choc (figure 5.14)⁴. Les deux VISARs sont en bon accord bien que leurs sensibilités soient très différentes. Grâce à cette couche témoin, nous pouvons suivre avec précision le conditionnement du choc au moment du débouché dans le Xénon. En utilisant l'équation d'état du plastique (polystyrène) déjà étudiée et vérifiée au laboratoire précédemment [Koenig *et al.* 2005], on peut remonter à la pression générée dans le pousueur. On présente sur la figure 5.15 la courbe théorique d'Hugoniot du pousueur (numéro de référence SESAME 7592) et sur la figure 5.16 la pression générée correspondant aux vitesses mesurées.

On peut remarquer une diminution de la vitesse du choc (et donc de la pression) au cours du temps. Par rapport au dimensionnement effectué avant les expériences (à l'aide des codes numériques, comme cela est décrit au début de ce chapitre), nous n'avions pas l'énergie nominale disponible et la forme temporelle de l'impulsion ne présentait pas les caractéristiques souhaitées, faute de « jeunesse » de l'installation laser (figure 5.4).

Examinons les données obtenues sur plusieurs tirs : on peut représenter (figure 5.17) la vitesse du choc engendrée dans le pousueur en fonction de l'énergie du laser E_ω . En effet la mesure par calorimétrie après conversion de fréquence (comme cela était le cas pour l'expérience en salle 6F de 2002), n'était pas disponible pour cette expérience. On peut clairement observer une augmentation

⁴comme décrit dans le chapitre précédent, il faut en effet deux VISAR pour avoir la certitude de la mesure, à cause de l'incertitude sur le numéro entier du décalage de frange.

de la vitesse du choc dans le plastique en fonction de l'énergie totale mesurée à ω . Ici il faut remarquer qu'une non-stabilité de la forme temporelle de l'impulsion à énergie équivalente, peut générer des vitesses de choc complètement différentes. Sur la figure 5.17 on montre la variation de la vitesse du choc au cours de sa propagation dans le plastique. La première mesure nous fournit une information sur la pression initiale (premier décalage des franges), la deuxième nous indique les conditions du choc juste avant qu'il ne débouche dans le gaz.

On remarque qu'en raison de l'énergie plus faible que prévue et d'une forme temporelle non adaptée (figure 5.4), la vitesse finale du plastique est toujours plus faible que la valeur initiale. Le choc n'est pas tout à fait stationnaire contrairement aux conditions prévues initialement.

Comme pour les tirs de calibrage du diagnostic VDC de l'expérience de 2002, on peut aussi mesurer la température équivalente par comptage de photons. La

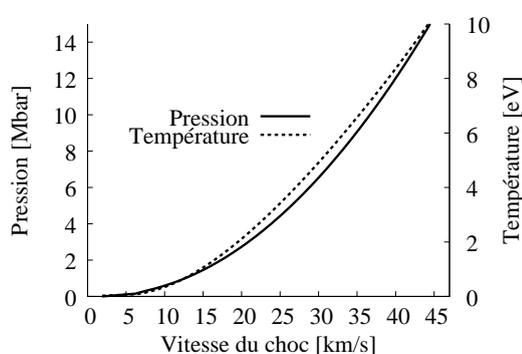


Figure 5.15 Hugoniot du plastique (7592).

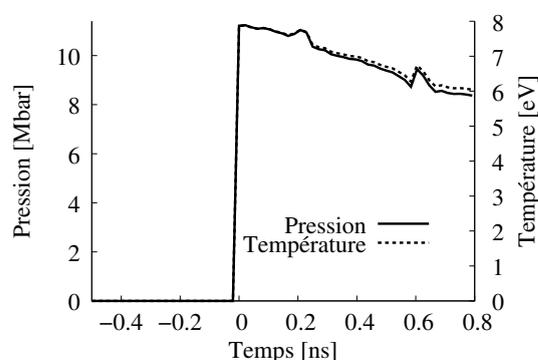


Figure 5.16 Pression déduite de la mesure de vitesse (figure 5.14).

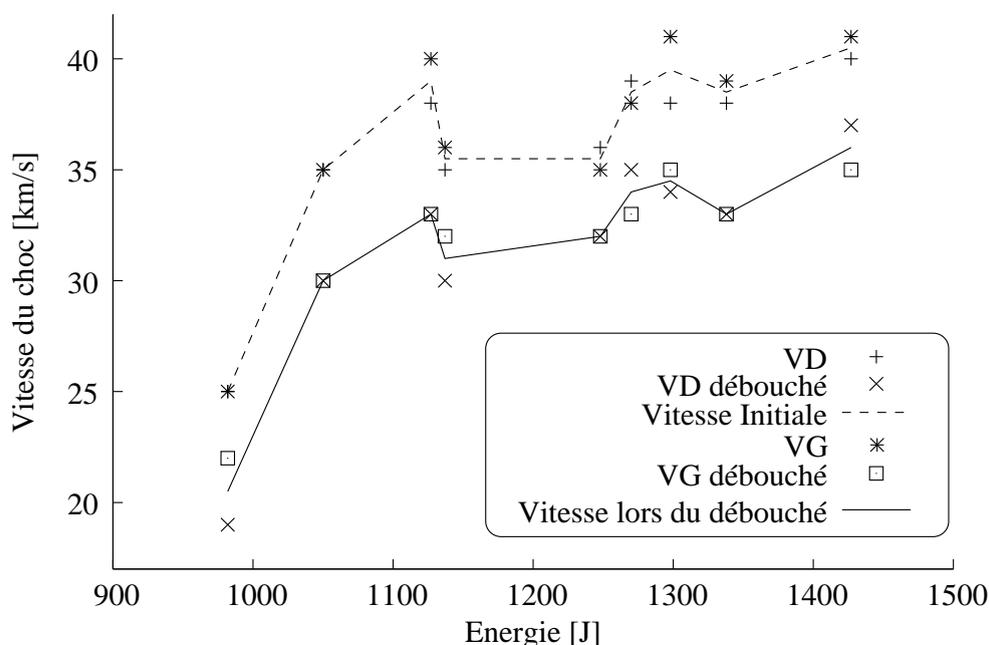


Figure 5.17 Vitesse du choc dans le plastique en fonction de l'énergie à ω pour les deux VISARs.

différence par rapport à la discussion précédente, est qu'ici on mesure la température du choc à l'intérieur du plastique *in situ* avant le débouché dans le Xénon. Comme cela a été montré auparavant [Koenig *et al.* 2005], la détermination de la température du plastique nécessite une mesure de la réflectivité (eq. 4.14). Celle-ci est donnée par le diagnostic VISAR (figure 5.13). Sur la figure 5.18, je présente une image expérimentale ainsi qu'un schéma de la cible. On remarque l'émission du plastique au cours de la propagation du choc.

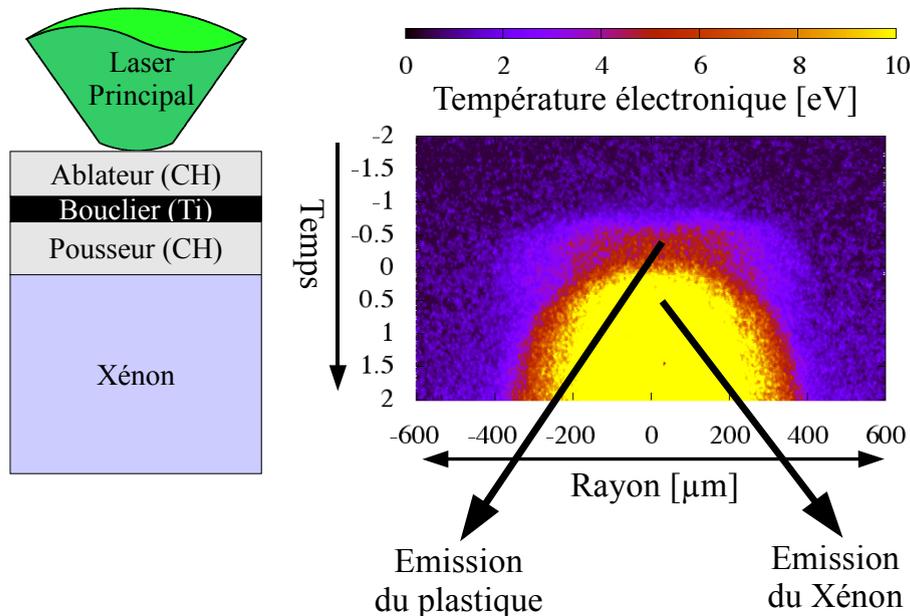


Figure 5.18 Mesure de la température apparente dans la dernière couche de plastique.

L'intensité de cette émission correspond à une température de corps noir (indiquée en échelle de gris sur la figure) de 5 eV selon notre calibrage. A partir de cette intensité et de la réflectivité ($R \approx 0.3$), on a pu déterminer une température du front de choc de 7.1 eV. Celle-ci est cohérente avec l'Hugoniot du plastique (figure 5.15). Par conséquent, la dernière couche de plastique agit bien comme une jauge à la fois de vitesse pour la mise en mouvement du choc dans le Xénon et de température *in situ* pour le choc radiatif.

Pour conclure, on a mesuré la vitesse du choc avec les VISARs dans la dernière couche de plastique ce qui nous donne accès aux paramètres du plastique connaissant l'équation d'état, juste avant le débouché dans le Xénon. Ceci représente un point fondamental pour la consistance des différentes mesures effectuées sur le choc radiatif créé dans le gaz.

5.3 Mesures liées au choc dans le gaz

On présente maintenant les mesures liées au choc dans le Xénon effectuées au cours des expériences de 2002 et de 2005. Ces mesures utilisent des diagnostics

visibles qui ne permettent pas d'accéder tout à fait au front de choc qui se trouve au delà de la densité critique. Dans nos conditions expérimentales toutefois ces diagnostics, comme nous le montrerons, permettent de nous rapprocher le plus possible du choc.

Nous avons donc cherché à mesurer les paramètres suivants :

- Vitesse du Choc
- Température du front de choc
- Expansion radiale du front de choc
- Forme du front de choc

5.3.1 Vitesse du choc

Je rappelle ici schématiquement, sur la figure 5.19, le principe des diagnostic transverses. Comme on peut l'observer, le faisceau sonde traverse différentes couches dans la structure du choc radiatif. Une partie est absorbée (le choc, en noir sur la figure) car la densité électronique est surcritique. Dans les faits, on est capable de sonder le milieu seulement lorsque sa densité électronique est telle que lors de sa propagation le laser sonde est peu ou pas absorbé, donc typiquement au moins un ordre de grandeur plus bas que la densité critique ($N_c \approx 4 \times 10^{21} \text{cm}^{-3}$).

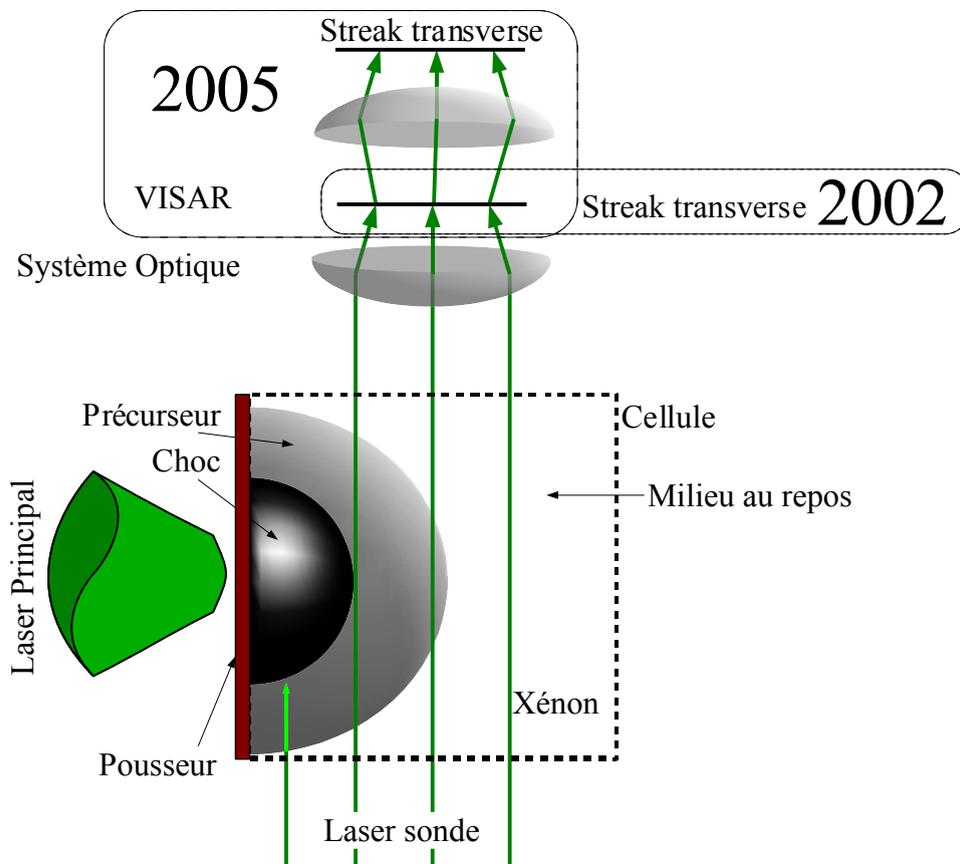


Figure 5.19 Schéma des diagnostics transverses : passage du laser sonde à l'intérieur de la cellule.

5.3.1.1 Expérience de 2002

Examinons une image typique obtenue avec le diagnostic d'interférométrie transverse (figure 5.20). Sur la gauche on montre le tir de référence, c'est-à-dire une prise d'image avant le tir du laser principal. Ce tir est fait pour tous les diagnostics simultanément quelques minutes avant le vrai tir et nous permet d'avoir un repère : dans ce cas, on observe à la fois la partie sombre à gauche de l'image qui nous donne la position du pousseur (tracée en traits pointillés sur la figure 5.20), et à la fois le système des franges non-perturbées.

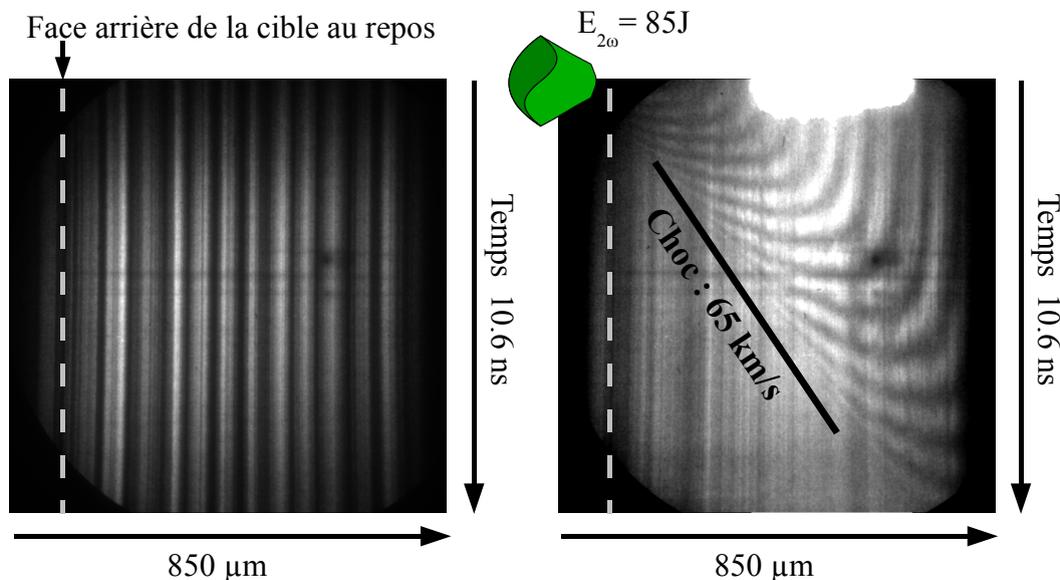


Figure 5.20 Images du diagnostic d'interférométrie transverse (expérience 2002). Sur la gauche : référence. Sur la droite : tir laser.

On observe à droite sur la figure 5.20 la prise des données lors du tir du laser de puissance. A partir d'un moment, les franges disparaissent et seul le faisceau de référence demeure (celui qui ne traverse pas la cible), comme cela est indiqué sur la figure 4.34). La ligne qui symbolise cette disparition des franges au cours du temps est tracée sur l'image en trait plein. L'absorption du faisceau sonde est effective à des densités électroniques plus faibles que celles qui existent dans le choc. Par conséquent la vitesse déduite ne peut pas être, à priori, associée à la vitesse du choc.

En réalité l'écart entre la position du front de choc et ce point dit de « dernière lumière » est très proche : l'écart augmente au cours du temps, mais dans nos conditions et pendant notre temps de mesure (≤ 10 ns) il est de quelques microns. Nous avons vérifié ce point grâce à une simulation numérique, dans les conditions du tir de la figure 5.20. En effet les rayons lumineux du laser sonde disparaissent soit par absorption sur le front du choc, soit par réfraction sur le gradient du front de choc même (comme on le verra dans la suite lors de la mesure de la densité électronique, figure 5.46 et 5.47).

Nous avons effectué au cours de cette campagne un grand nombre de tirs en

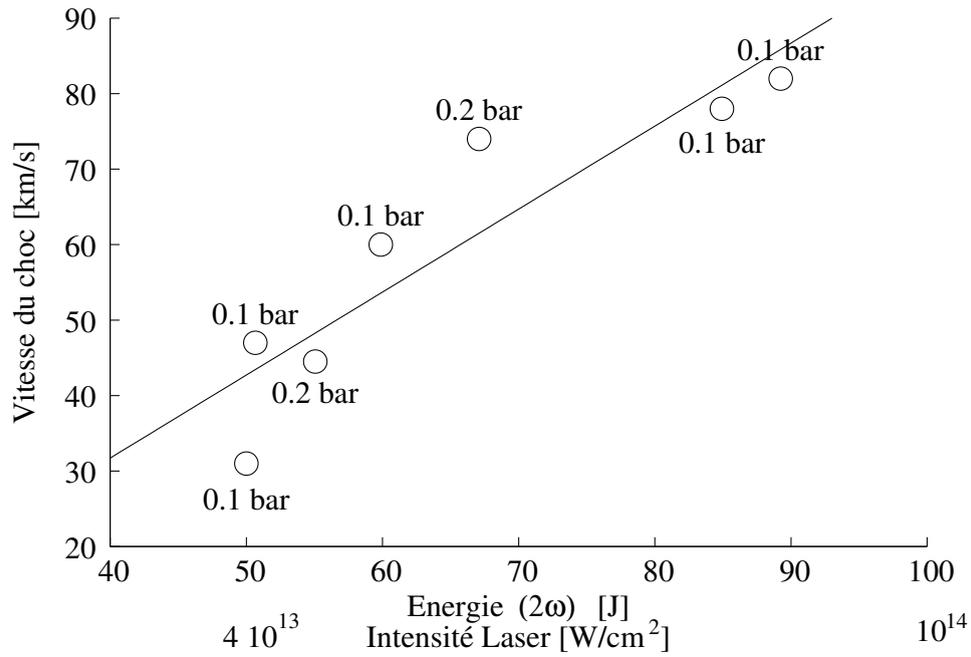


Figure 5.21 Relation entre l'énergie laser, l'intensité numérique et la vitesse du choc dans le Xénon (expérience de 2002).

modifiant l'énergie laser. Sur la figure 5.21, je représente la variation de la vitesse du front de choc dans le Xénon en fonction de l'énergie incidente (mesurée) du laser à 2ω , en rappelant la calibration pour la conversion *energie-intensité laser* (figure 5.21), on observe une augmentation sensible de la vitesse avec l'énergie laser, celle ci est en accord avec les expériences précédentes [Koenig *et al.* 1994].

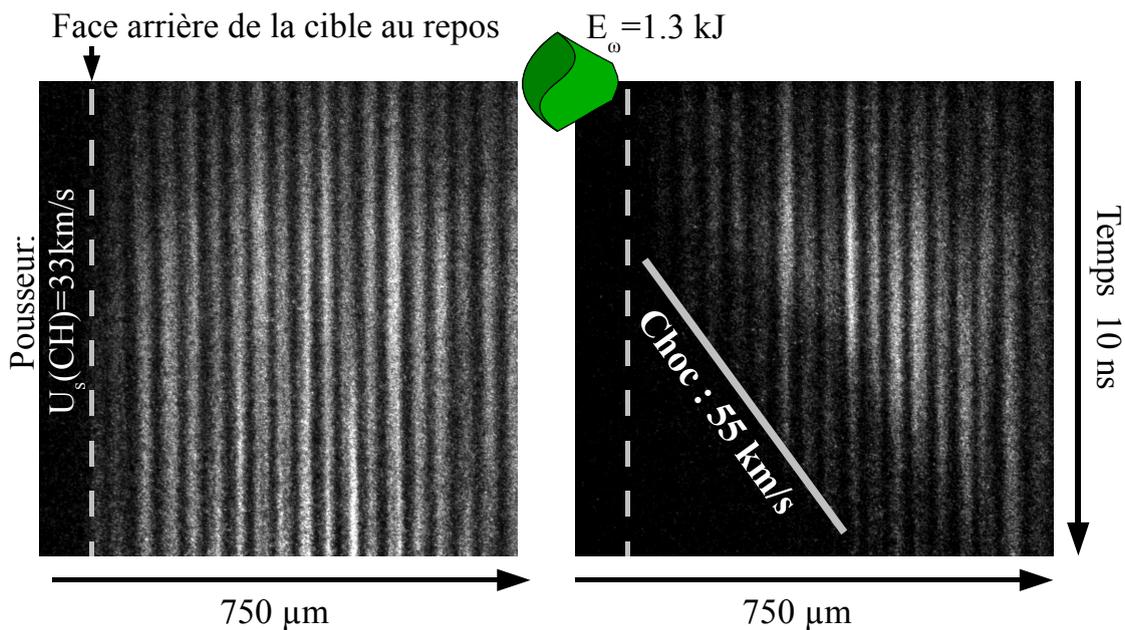


Figure 5.22 Image du diagnostic VISAR transverse (expérience 2005).

5.3.1.2 Expérience de 2005

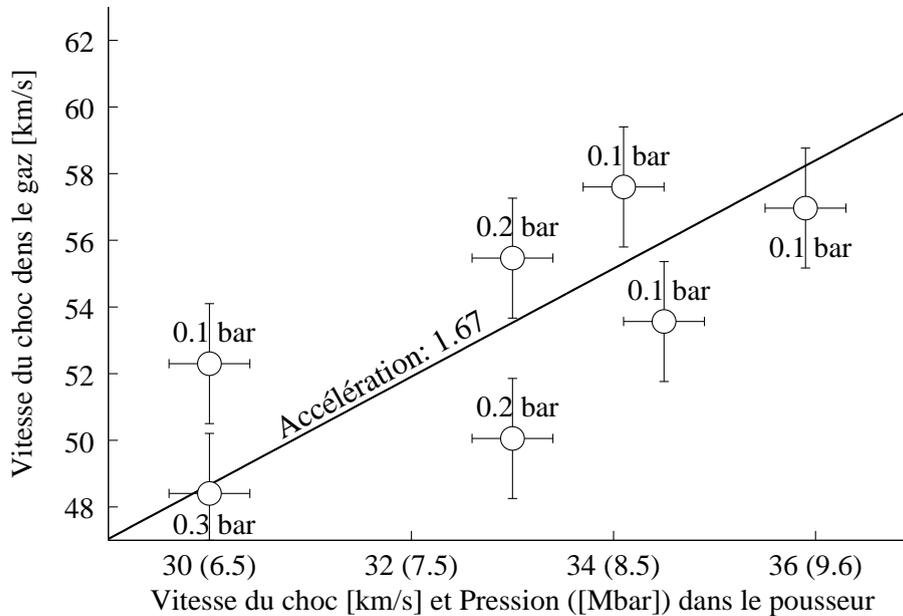


Figure 5.23 Relation entre la vitesse du choc dans le pousseur (on note la pression correspondante entre parenthèses) et la vitesse du choc dans le Xénon.

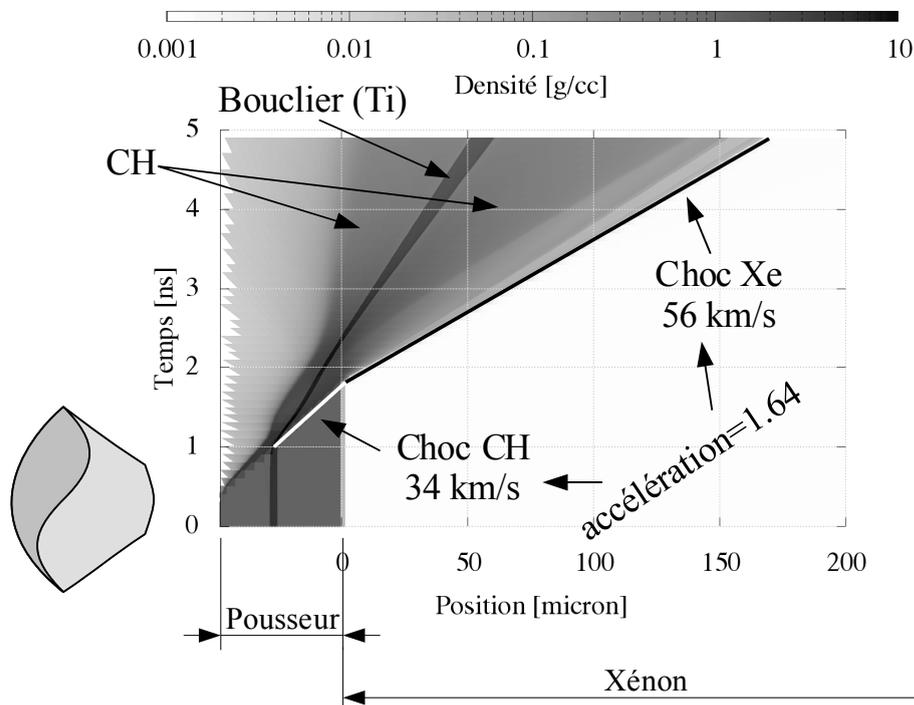


Figure 5.24 Accélération du choc lors du passage entre le plastique et le Xénon.

De la même façon que pour l'expérience de 2002, on mesure la vitesse du choc dans le Xénon par l'absorption du faisceau laser sonde transverse, résolue en temps sur la caméra streak. A différence de la campagne précédente, dans

cette configuration, un seul faisceau du laser sonde passait par la cible. Donc au passage du front de choc on perd complètement le signal.

On peut donc représenter, sur la figure 5.23, la vitesse du choc généré en fonction de la vitesse du choc dans le pousueur. On voit donc une accélération du choc lors du passage entre la dernière couche du pousueur et le gaz de Xénon.

On mesure un rapport des vitesses du choc de 1.7, cette valeur confirme l'accélération prévue par [Teyssier *et al.* 2000] et [Koenig *et al.* 1999] de 1.6-1.7 ; de plus, l'accélération donnée par les simulations numériques est de 1.6 (voir la figure 5.24).

5.3.2 Température du front de choc

En face arrière, les photons émis dans la cible, sont recueillis à travers un système optique, sur la fente de la streak (appelée VDC), tel que cela est montré schématiquement sur la figure 5.25. Comme nous l'avons décrit dans la section précédente, nous pouvons convertir le nombre de coups enregistrés sur la CCD, liée à la streak VDC, en température équivalente de corps noir.

Dans la suite de ce paragraphe, nous allons montrer comment à partir des images d'émissivité nous pouvons déduire la température du front de choc.

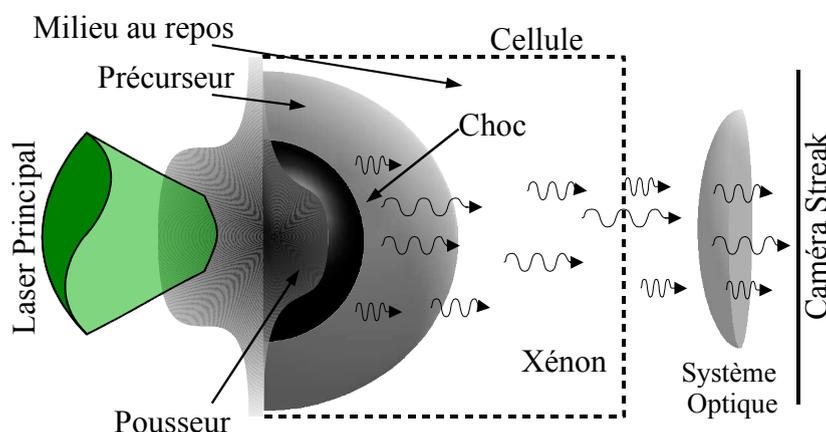


Figure 5.25 Schéma du diagnostic en face arrière pour la mesure de la température par comptage de photons.

5.3.2.1 Expérience de 2002

On montre, sur la figure 5.26, l'image expérimentale après conversion en température équivalente de corps noir en échelle de gris. Cette image expérimentale provient d'un tir effectué avec une énergie totale délivrée sur cible de 85 J après conversion de fréquence et pour une cellule contenant 0.1 bar de Xénon.

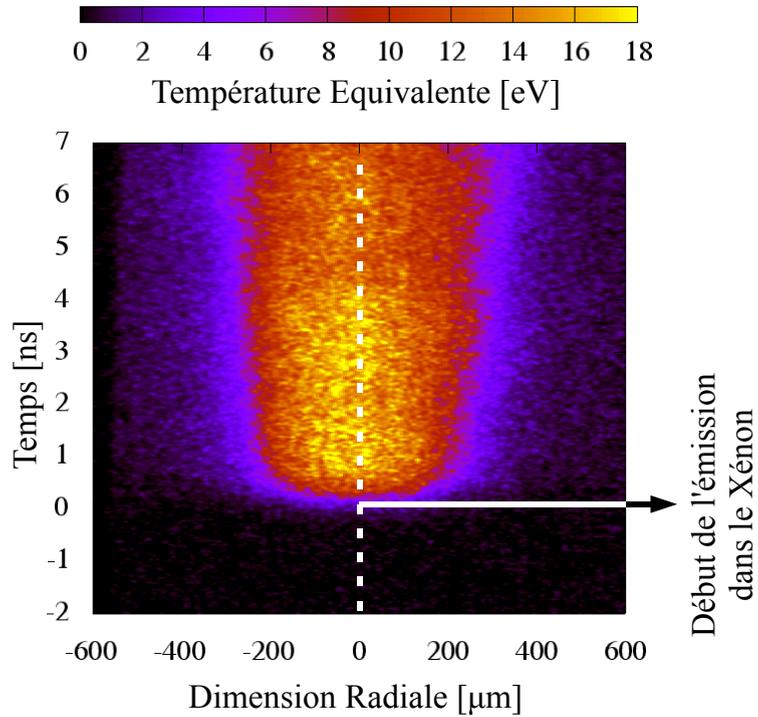


Figure 5.26 Image d'émissivité convertie en température apparente pour l'expérience de 2002. En pointillé, l'axe de révolution cylindrique. Pression initiale du Xénon : 0.1bar.

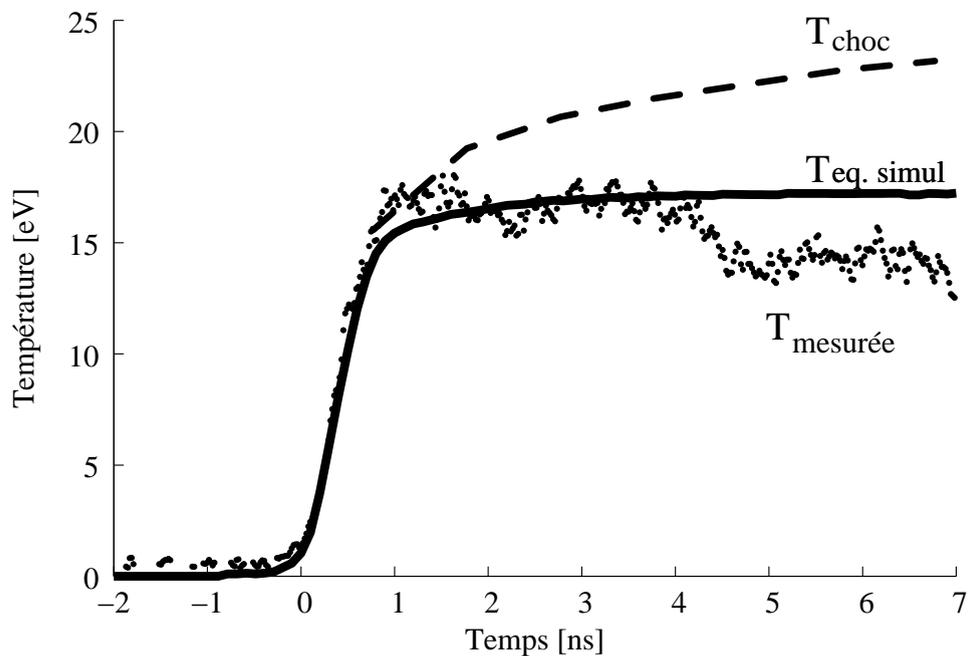


Figure 5.27 Température sur l'axe en fonction du temps. Les points correspondent aux données expérimentales, le trait plein représente la température équivalente déduite de la simulations 1D MULTI et la ligne en tirets correspond à la valeur de la température du choc issue de la simulation.

La mesure est faite à l'aide un fit super-gaussien (d'ordre 4) pour chaque rangée horizontale (suivant l'axe spatial donc) par la formule :

$$f(x) = a + b \exp \left[-\ln 2 \left(\frac{2(r-c)}{d} \right)^4 \right] \quad (5.3)$$

où r est l'ordonnée radiale de l'image (selon la coupe horizontale) et b est le paramètre qui nous donne le maximum de la super-gaussienne et donc la température du plateau. La figure 5.27 est une coupe verticale de l'image 5.26 (trait en tirets), c'est à dire le long de l'axe de révolution de la symétrie cylindrique, sur laquelle on montre aussi la température équivalente de corps noir déduite à partir d'une simulation 1D MULTI et en tiret la température correspondante du front de choc.

5.3.2.2 Expérience de 2005

Le principe de la détermination de la température du front de choc dans les deux campagnes est tout à fait semblable. Seules les cibles solides multicouches sont différentes.

Comme je l'ai déjà mentionné auparavant (paragraphe 5.2.2), nous avons dans la campagne 2005 une jauge témoin de température grâce à la dernière couche de plastique. Sur la figure 5.18, on remarque une première intensité lumineuse qui correspond à l'émission de la dernière partie en plastique du poussoir. Après, le choc débouche dans la cellule de Xénon et l'intensité devient bien plus importante.

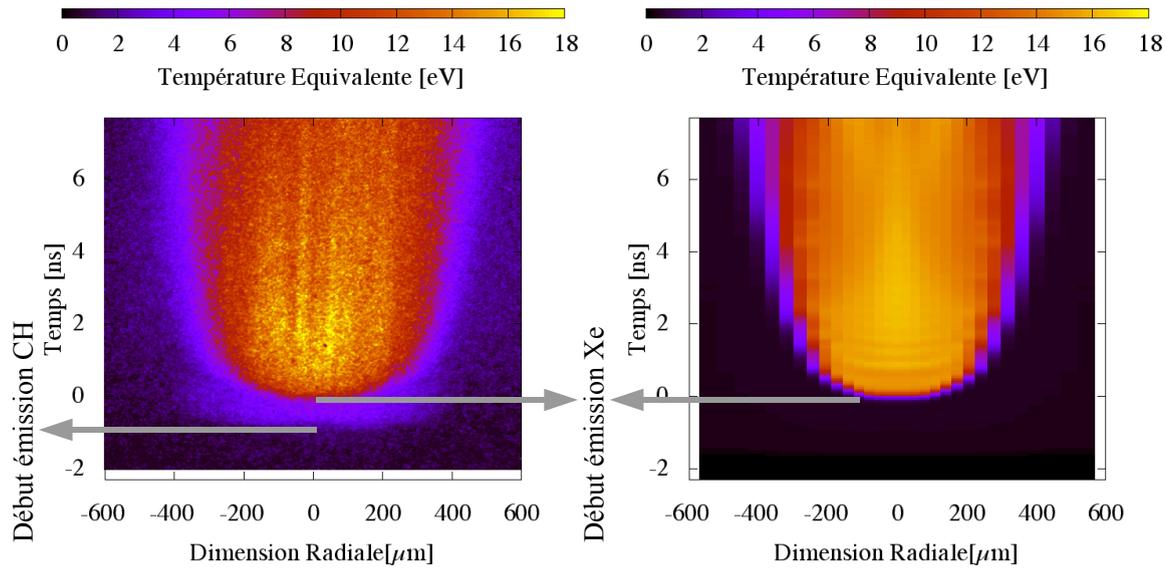
Sur la droite de la figure 5.28 on montre la température équivalente obtenue à l'aide du code 2D DUED, donc pour une simulation hydro-radiative. Dans le tableau on rappelle les conditions expérimentales du tir et les conditions de la simulation (la forme de l'impulsion laser utilisée est celle montrée sur la figure 5.5)

Il faut remarquer que la reconstruction du diagnostic n'essaie pas de reproduire l'émission du plastique. Nous avons ici analysé seulement la partie du Xénon, ce qui concerne le poussoir ayant été discuté auparavant (paragraphe précédent).

A chaque instant, comme pour l'analyse des données de la campagne 2002, on peut effectuer un fit super-gaussien (eq. 5.3) suivant l'axe radial.

Nous avons pu obtenir un grand nombre de mesures d'émission du front de choc pour des pressions initiales du gaz différentes. Je présente ici (figures 5.29) les résultats obtenus pour des pressions de 100 et 200 mbar respectivement.

On peut remarquer immédiatement une variation au cours du temps assez différente. Pour le cas $P_0 = 100$ mbar, la température monte assez lentement (environ 1ns) pour atteindre le maximum. Pour $P_0 = 200$ mbar, la montée s'effectue bien plus rapidement ($\lesssim 500$ ps). Cette différence reproduit le temps



Numéro du tir	0107
Pression initiale du Xe	0.2 bar
Energie laser (ω)	1.1 kJ
Vitesse du choc dans le CH	33 km/s
Vitesse du choc dans le Xe	50 km/s
Température du plateau	16 eV
Intensité laser numérique	$4 \times 10^{13} \text{W/cm}^2$

Figure 5.28 A gauche : Image d'émissivité convertie en température équivalente. A droite : Simulation du diagnostic, à partir du code 2D DUED

nécessaire pour atteindre le choc stationnaire. En effet, lorsque le choc débouche dans le Xénon, celui-ci est chauffé mais n'arrive pas à atteindre instantanément le régime stationnaire à cause des pertes par rayonnement.

En comparant les données expérimentales avec les simulations numériques (en tirets sur les figures 5.29), on observe que la variation de la température et la valeur maximale atteinte sont bien reproduites.

Néanmoins les simulations monodimensionnelles ont une tendance à surestimer la valeur de la température pour des temps lointains. Par contre les simulations bidimensionnelles aux premiers instants, ne reproduisent pas très bien la bonne température (figure 5.29 en haut) à cause du maillage assez « large », qui ne permet pas de résoudre le choc qui donc sera surestimé lors du passage d'une cellule à l'autre. Par contre les simulations 2D reproduisent bien la variation de la température jusqu'à la fin de la mesure.

Ce phénomène est principalement dû à l'expansion radiale du choc et aux pertes d'énergie associées que j'aborde en détail dans le prochain paragraphe.

Enfin, pour montrer l'importance du rayonnement dans le cas du choc radia-

tif, notamment pour la valeur de la température du front de choc, nous avons également effectué des simulations purement hydrodynamiques (figure 5.30) On peut observer deux choses : la première déjà évoquée auparavant, est que la température atteinte est bien plus élevée puisque la partie thermique de l'énergie du choc n'est pas dispersée en rayonnement. La seconde est que pour le cas

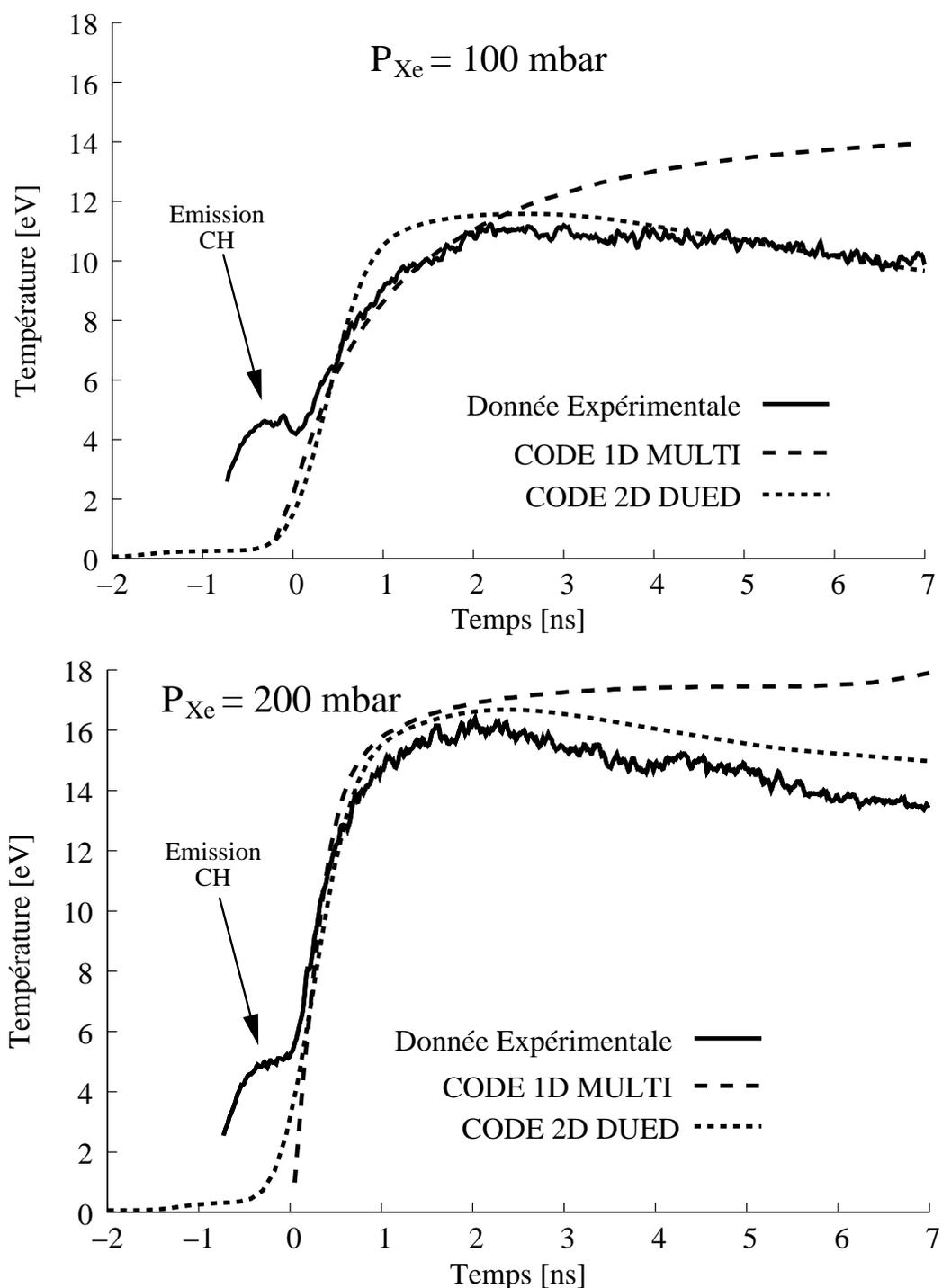


Figure 5.29 Température équivalente du front de choc sur l'axe de propagation. En haut : résultat expérimental et simulations pour une pression initiale du gaz de 100 mbar (vitesse du choc de 54 km/s). En bas : pour une pression initiale de 200 mbar (vitesse du choc de 50 km/s).

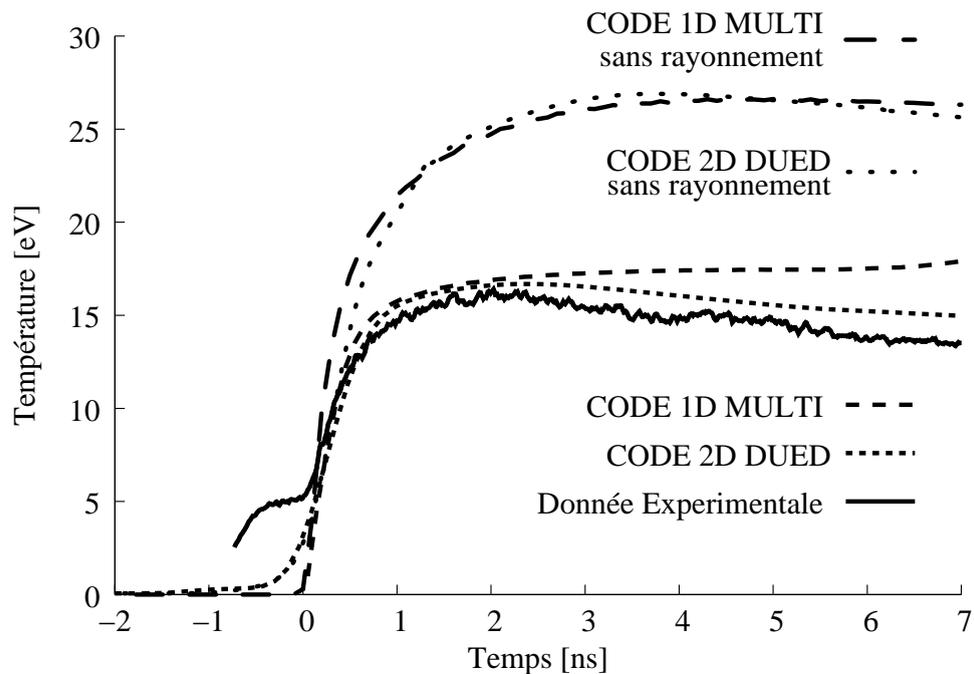


Figure 5.30 Comparaison de la température du front de choc avec et sans rayonnement pour la figure 5.29 bas.

purement hydrodynamique, il n'y a plus de diminution au cours du temps dans le cas bidimensionnel et les deux codes montrent la même variation au cours du temps. Les pertes par rayonnement jouent un rôle après plusieurs nanosecondes ; je reviens sur ce point dans la prochaine section.

5.3.3 Expansion radial du front de choc

On remarque sur les images d'émissivité en face arrière (figure 5.28), une expansion radiale de la surface émissive. Bien que les chocs lasers produits en utilisant des lames de phase (type PZP) puissent être assimilés à des chocs plans, ils ont une dimension finie. Sur les bords du choc, on a un gradient de pression dû à l'intensité inférieure sur les bords de la tache focale qui induit l'expansion du front de choc latéralement.

Pour l'analyse de l'expansion, (à partir de l'image 5.28), on utilise le même fit que pour la mesure de la température (eq. 5.3) mais le paramètre qui nous intéresse ici est la variable d de l'équation 5.3, qui représente la largeur à mi-hauteur de la super-gaussienne.

Différentes tendances lors des deux campagnes, que j'ai effectuées au cours de cette thèse, ont été obtenues.

5.3.3.1 Expérience de 2002

Lors de la campagne de 2002 (voir figure 5.31) nous avons déterminé une expansion du front de choc très similaire à celle décrite dans l'appendice C.

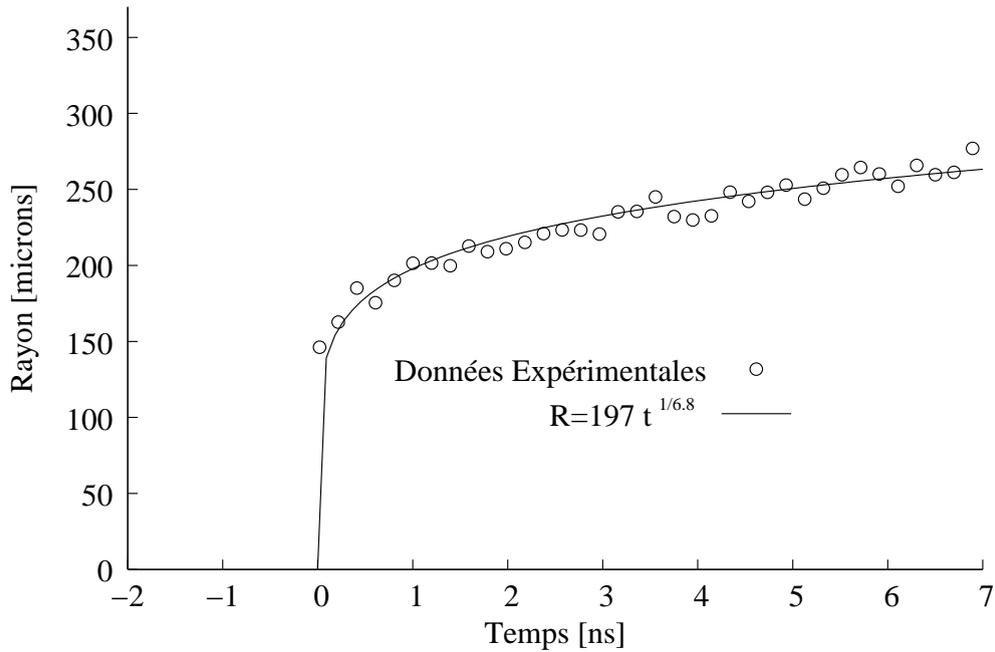


Figure 5.31 Expansion radiale du front du choc (2002).

En effet dans le cas d'une géométrie cylindrique, l'évolution au cours du temps d'une onde thermique est donné par la formule $R(t) \propto t^{1/\mu}$ (avec μ donné par la relation C.3) :

$$R(t) = r_0 t^{\frac{1}{7}}$$

Cette tendance est vérifiée sur la totalité des tirs. Dans le cas particulier présenté sur la figure 5.31, la meilleure interpolation des données expérimentales avec la fonction $R(t)$ est obtenue avec $\mu = 6.8$, valeur proche de la valeur du modèle analytique. L'expansion est principalement due à une onde thermique en géométrie cylindrique et les effets radiatifs ne modifient pas significativement cette expansion.

5.3.3.2 Expérience de 2005

En revanche, pour la campagne de tirs de 2005 (voir figure 5.32) on remarque une différence importante par rapport au cas présenté ci-dessus.

La vitesse d'expansion est plus élevée et le fit avec une loi de puissance donne en moyenne l'évolution du rayon d'émission $R(t) = 258 t^{1/5.5}$.

Le modèle de l'onde thermique en géométrie cylindrique n'est plus adapté à nos conditions expérimentales de 2005. Une explication possible est l'existence d'une différence dans la géométrie du système.

En effet lors des tirs effectués au LULI2000, l'énergie laser n'était pas nominale (environ la moitié) ainsi que la forme de l'impulsion. De plus, la lame de phase PZP utilisée était de moins bonne qualité (partie plane plus petite) que lors des campagnes effectuées sur l'ancienne chaîne 6F.

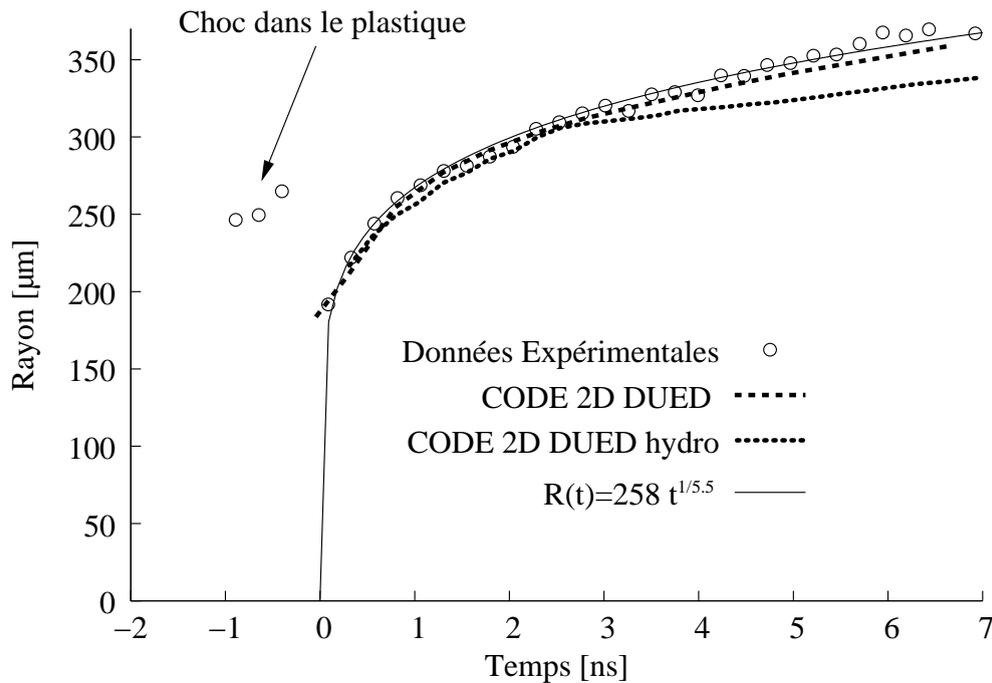


Figure 5.32 Expansion radiale du front du choc (2005).

Cela implique, comme nous l'avons décrit dans le paragraphe 5.2.2, un choc décroissant dans la dernière couche de plastique du tricouche. Il en résulte déjà une réduction de la partie plane du front de choc due aux effets bidimensionnels lors de la propagation dans le poussoir (l'épaisseur du poussoir solide était de $\sim 50 \mu\text{m}$ pour une partie plane du front de choc de $200 \mu\text{m}$). Par ailleurs la pression appliquée n'était pas stationnaire. L'exposant $\mu = 5.5$ se trouve entre le cas d'une géométrie cylindrique ($\mu = 7$) et celui d'une géométrie plane ($\mu = 4.5$).

On remarque aussi un bon accord entre les simulations 2D et les données expérimentales. On observe notamment que la simulation purement hydrodynamique de la figure 5.32 (même simulation que la figure 5.30), reproduit bien et est conforme à la simulation avec le rayonnement dans les premières nanosecondes. Toutefois dans la suite, après 3-4 ns, la simulation complète montre une expansion plus importante que celle purement hydrodynamique confirmant la perte radiale d'énergie vue dans la section précédente (figure 5.29).

Pour mieux comprendre mieux les différences entre les deux expériences, je représente sur la figure 5.33 les vitesses d'expansion radiale mesurées au cours du temps. On peut voir que pendant la première nanoseconde, la vitesse radiale décroît brutalement pour atteindre la vitesse du son (30km/s) du Xénon choqué (voir le paragraphe 3.1.1.1). Cette vitesse continue à décroître pour atteindre les valeurs de 5.0 km/s pour l'expérience de 2002 et de 8.5 km/s pour celle de 2005 à cause de la perte d'énergie du choc qui n'est plus stationnaire et aux effets bidimensionnels de plus en plus importants.

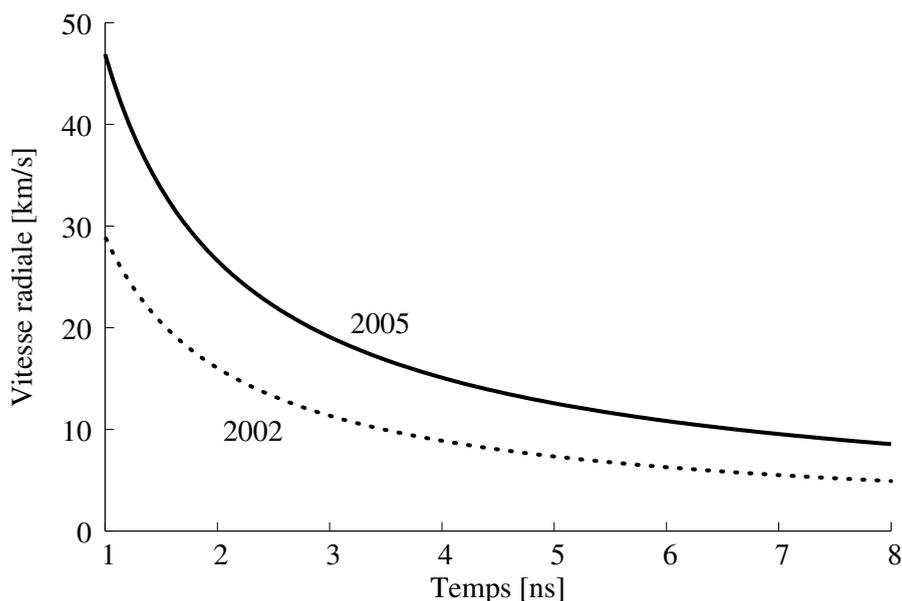


Figure 5.33 Vitesse de l'expansion radiale du front du choc : en trait plein - 2005, en pointillé - 2002).

5.3.4 Forme du front de choc

Le diagnostic d'interférométrie transverse (visible sur les figures 4.10-4.13), permet d'accéder comme nous allons le voir à différents paramètres extrêmement importants tels que les vitesses du choc (présenté auparavant) et du précurseur ainsi qu'à la densité électronique (voir prochains paragraphes). Pour ce dernier la profondeur de plasma traversé est une variable clef. C'est pourquoi nous avons mis en place sur les expériences LULI2000 un diagnostic d'ombroscopie 2D à temps de pose ultra-court (GOI). Avec ce diagnostic nous pouvons obtenir des instantanés du front de choc (voir le schéma de la figure 5.34). En utilisant deux GOI, il est possible, en décalant temporairement l'un par rapport à l'autre, d'obtenir deux images sur le même tir laser et ainsi d'étudier l'évolution au cours du temps de la forme du choc dans le Xénon.

La mise en place de ce diagnostic d'ombroscopie transverse n'a été possible, comme je l'ai signalé dans le chapitre 4, que grâce à l'utilisation du VISAR comme moyen de mesure de la densité électronique. En effet ici les franges sont produites sur la séparatrice de sortie du VISAR, à l'extérieur de l'enceinte. On peut donc prélever une partie du faisceau sonde avant son injection dans le VISAR et l'imager sur les deux GOI (figure 4.13). Cette situation n'était pas possible lors de la campagne de 2002, les franges étant produites sur la dernière séparatrice du Mach-Zehnder c'est à dire avant la sortie de l'enceinte (figure 4.12).

Sur la figure 5.35, on montre une image typique du diagnostic. A gauche on a effectué un tir de « référence » enregistré avec le laser sonde uniquement et qui nous sert de repère. A droite, le tir laser (avec un retard par rapport au « top laser » de 11 ns) qui nous permet de distinguer nettement trois zones

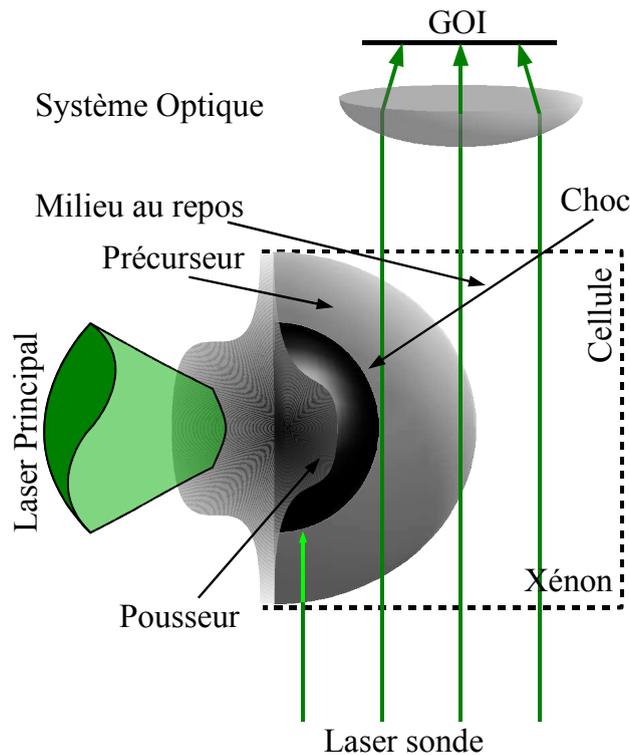


Figure 5.34 Schéma du diagnostic GOI. Vue du *haut*.

distinctes, de droite à gauche :

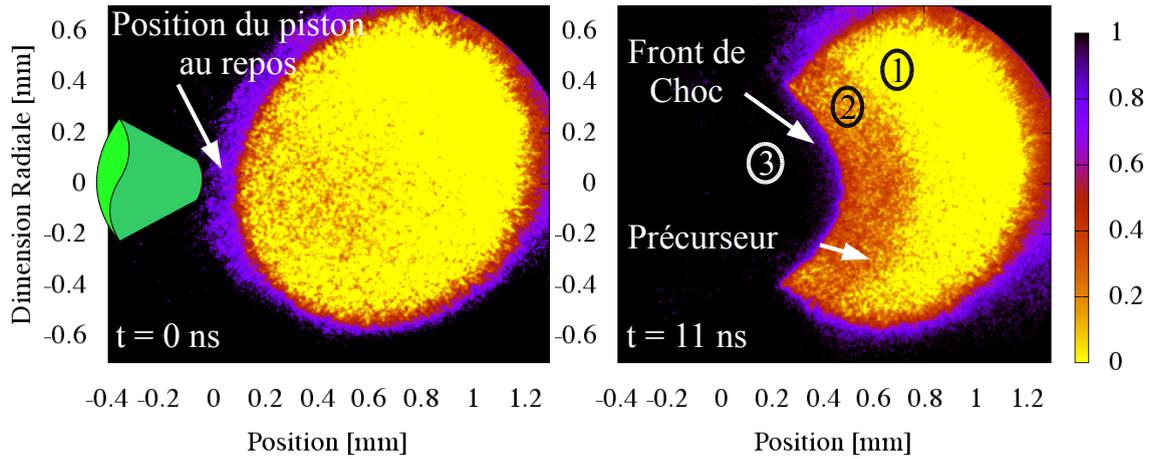
1. zone non-perturbée : le milieu est transparent et le laser sonde passe sans problème et sans être modifié.
2. zone du précurseur : le milieu commence à être légèrement absorbant (cette zone sera discutée plus loin dans ce chapitre).
3. zone sombre : le laser sonde est complètement absorbé signe qu'il aborde une région où la densité électronique est quasi sur-critique et donc très proche du front de choc.

En recueillant les images des deux GOI mis en place et en les décalant en temps, on peut donc mesurer l'évolution du front de choc (voir figure 5.37). La variable qui nous intéresse est l'évolution du rayon de courbure du choc au cours du temps. Sur la figure 5.36 nous avons représenté les différents points de mesures obtenus.

A partir des mesures, il est possible d'approcher la forme du front de choc la loi $r = a + z^2/b$, où r est le rayon et z est la direction de propagation. Le paramètre a représente la position du front de choc sur l'axe z tandis que b est le rayon de courbure de la « bulle » ou ouverture.

On remarque (voir la figure 5.36) une décroissance du rayon de courbure au cours du temps, signe que le choc hydrodynamique est en train d'évoluer en s'éloignant de la planéité initiale pour devenir de plus en plus *gaussien*.

Cette mesure confirme le fait qu'il n'est pas possible d'assimiler l'expansion du front de choc créé en laboratoire avec un modèle simple d'expansion d'un



Pression initiale du Xe	0.2 bar
Energie laser (ω)	1.3 kJ
Vitesse du choc dans le CH	33 km/s
Vitesse du choc dans le Xe	58 km/s
Température du plateau	15 eV
Intensité laser numérique	$4 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$

Figure 5.35 Diagnostic « GOI ». A gauche : tir de référence, à droite : tir laser pris après 11 ns. Les données de départ pour ce tir sont indiquées dans le tableau.

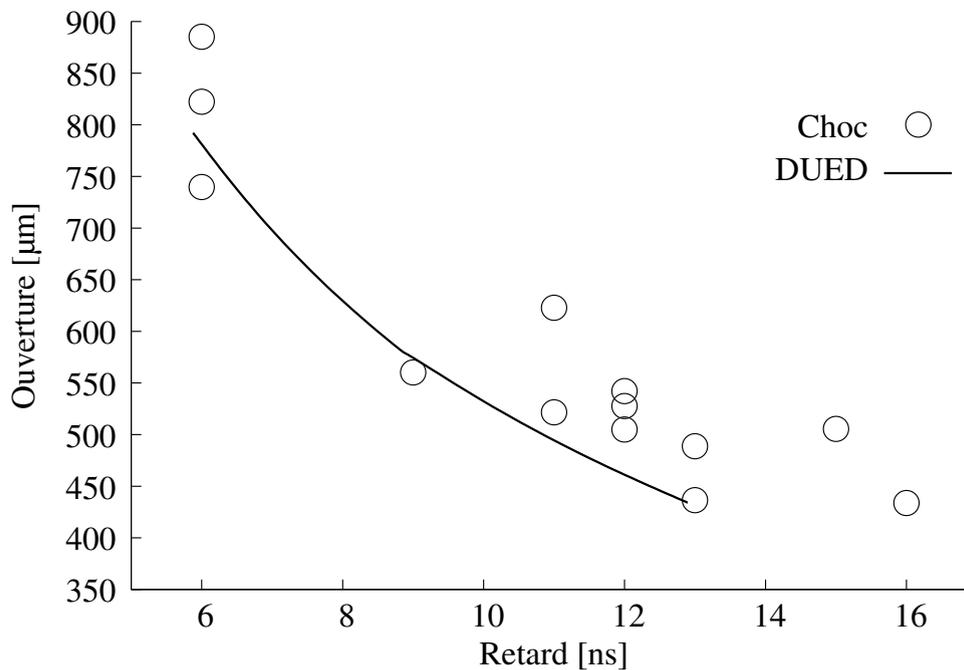


Figure 5.36 Evolution de l'ouverture du front de choc au cours du temps.

disque *chaud* en géométrie cylindrique : on ne peut donc pas décrire l'expansion radiale du front de choc dans une telle géométrie.

Sur la figure 5.36 on montre aussi les valeurs de l'ouverture du front de choc obtenues à partir du code 2D DUED. On voit qu'ici aussi le code reproduit très bien cette évolution.

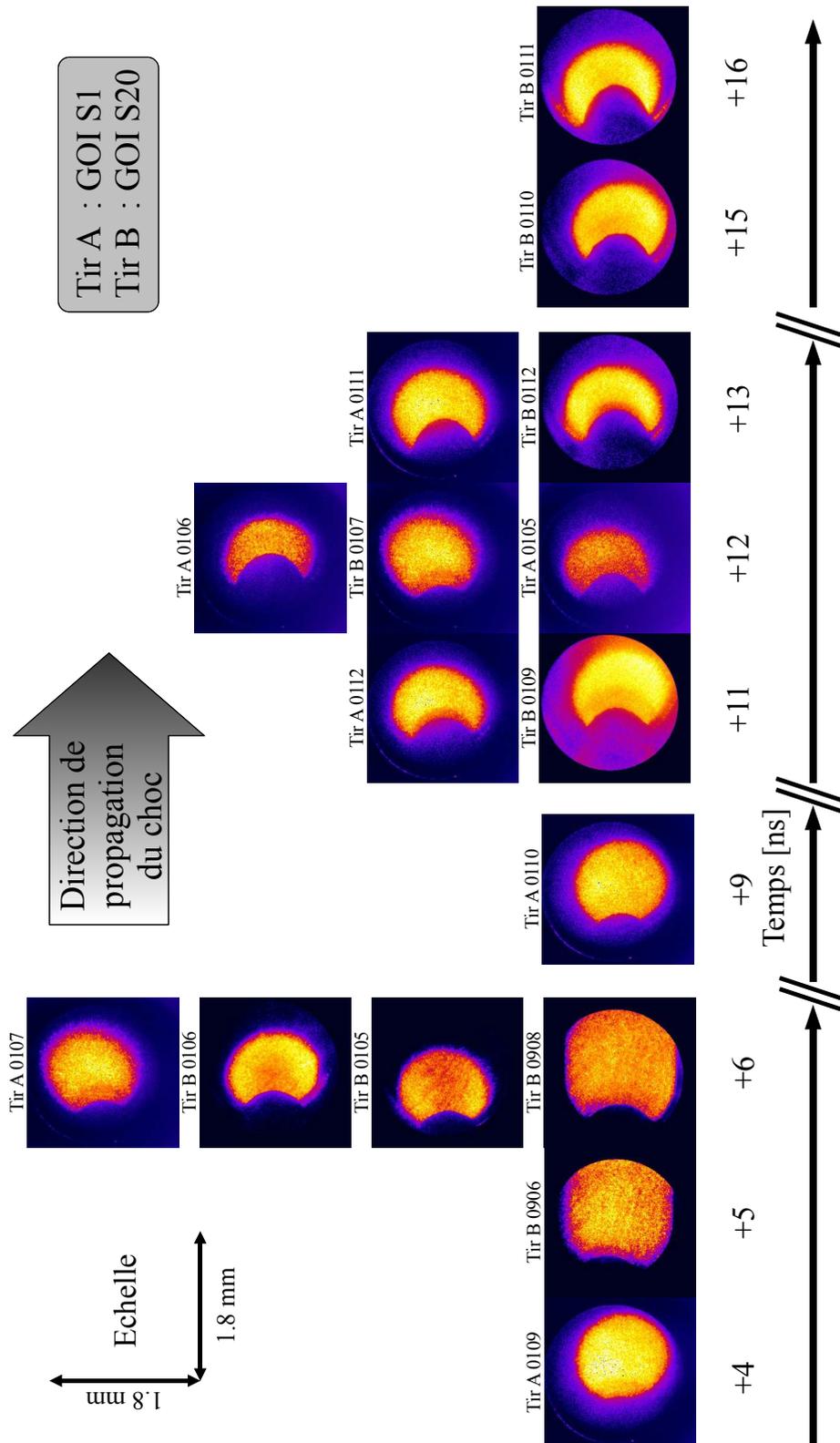


Figure 5.37 Photos GOI de l'évolution du front de choc.

5.4 Mesures liées au précurseur dans le gaz

On passe maintenant aux différentes mesures qui concernent le précurseur généré par le choc dans le Xénon.

À l'aide des diagnostics mis en place au cours des deux campagnes expérimentales, nous avons pu déterminer les paramètres suivants :

- Vitesse du précurseur
- Densité électronique
- Forme du précurseur
- Absorption et Température dans le précurseur

Nous illustrons ces différents points par les résultats les plus significatifs et les comparaisons avec les simulations numériques associées.

Beaucoup de mesures liées au précurseur, sont dues à l'absorption du laser sonde. C'est pour cela que l'on va tout d'abord expliquer le mécanisme d'absorption de la lumière visible dans un milieu ionisé (comme le précurseur) à l'aide d'un modèle simple du type *libre-libre*, puis en le comparant avec des données issues de codes de physique atomique sophistiqués.

5.4.1 Absorption du faisceau sonde par le choc ou le précurseur

Le laser sonde injecté dans la cible, va interagir avec le milieu ionisé que ce soit dans le choc ou dans le précurseur. Comme nous l'avons signalé auparavant, l'énergie du faisceau sonde dans la cellule est très faible (< 1 mJ) et celui-ci ne perturbe pas le milieu traversé.

Suivant la densité électronique du plasma dans la cellule, le laser sonde sera plus ou moins absorbé [Elder *et al.* 1965]. Dans le choc, où la densité électronique est très élevée ($> N_c$), le faisceau est complètement absorbé. Loin devant le front de choc où le rayonnement n'a pas ionisé le gaz de Xénon, celui-ci demeure transparent au laser sonde. Entre ces deux extrêmes, se situe la région du précurseur où toute la physique du choc radiatif s'inscrit.

Le modèle libre-libre (*Free-Free* en anglais, voir [Celliers & Ng 1993]) nous donne donc l'opacité d'un milieu en fonction de sa densité ρ et sa température T :

$$k_{\text{libre-libre}}[\text{cm}^{-1}] = 4.1 \times 10^{-23} Z^{*3} \left(\frac{\rho \mathcal{N}_A}{A} \right)^2 \left(\frac{1}{11605 T} \right)^{3.5} \left(\frac{T \lambda[\text{nm}]}{1240} \right)^3 \quad (5.4)$$

où ρ est en g/cm^3 , T est en eV, Z^* représente le degré d'ionisation (proportionnel à $T^{1/2}$), \mathcal{N}_A le nombre d'Avogadro et A le nombre de masse atomique (pour le Xénon $A = 131$)

L'avantage de ce modèle est d'être analytique et donc pouvoir être facilement implémenté dans les codes numériques. Cependant, il est nécessaire de vérifier

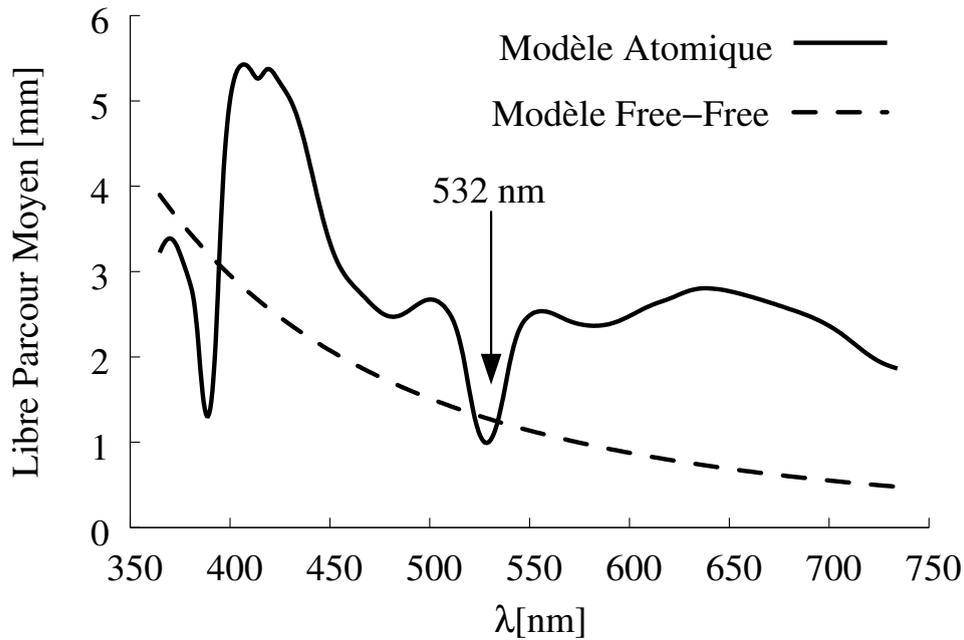


Figure 5.38 Comparaison du libre parcours moyen donné par le modèle libre-libre (en tirets) et les spectres détaillés (trait plein) pour un gaz de Xénon à la pression de 100 mbar et à la température de 15 eV.

sa pertinence pour interpréter nos données expérimentales.

Pour cela, nous avons comparé les valeurs données par ce modèle avec celles fournies par un calcul plus raffiné qui tient compte des différentes raies d'absorption du gaz en utilisant un modèle de super configurations (le calcul a été effectué par [Peyrusse 2000] avec le code « AVERROËS/TRANSPEC ») déjà validé dans des matériaux lourds comme le xénon [Chenais-Popovics *et al.* 2000].

Sur la figure 5.38, nous montrons la comparaison du modèle simple libre-libre avec les résultats numériques. Comme l'on peut le remarquer, l'opacité (le libre parcours moyen) est en général bon accord avec le modèle libre-libre, avec toutefois des différences plus notables pour certaines longueurs d'ondes. Pour ce qui concerne notre diagnostic ($\lambda = 532$ nm), les valeurs entre les deux types de libre parcours moyen, sont très semblables.

Afin de conserver une grande flexibilité dans notre analyse des résultats, nous examinerons dans la suite uniquement le modèle free-free. Par exemple nous avons tracé la variation (figure 5.39) du libre parcours moyen des photons de longueur d'onde de 532nm (laser sonde vert) en fonction de la température du gaz qu'ils traversent pour différents pressions initiales du gaz. On a choisi de montrer les calculs effectués pour des pressions qui seront atteintes dans le gaz : 100 et 200 mbar sont les conditions typiques de notre gaz au repos ou dans le précurseur, 1bar est la pression initiale des expériences faites par le groupe américain de R.P. Drake sur le laser Oméga de Rochester [Reighard *et al.* 2004], tandis que P_{choc} correspond à la pression du gaz atteinte dans le choc.

Le modèle prédit bien sûr une augmentation de l'opacité (donc diminution du libre parcours moyen) lorsque soit la pression, soit la température du milieu

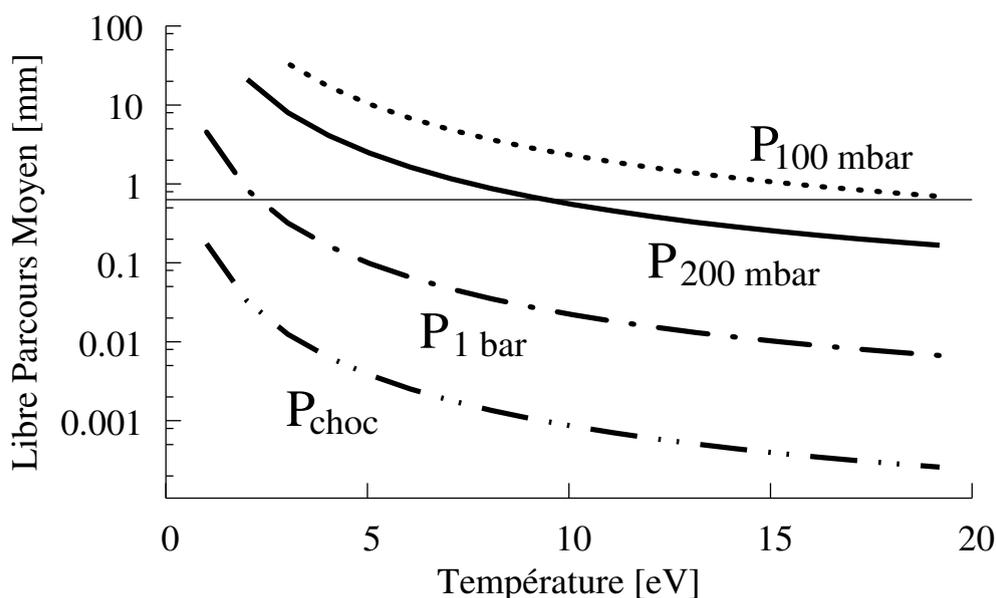


Figure 5.39 Libre parcours moyen des photons à $\lambda = 532$ nm donné par le modèle *libre-libre* pour l'absorption dans le précurseur pour différentes pressions :

- · · · à 100 mbar
- 200 mbar
- · - · 1 bar
- · · - pour une pression typique atteinte dans le choc.

augmentent. La droite horizontale, fixée à $600 \mu\text{m}$, correspond à l'épaisseur de gaz dans lequel le laser sonde va typiquement se propager.

On remarque que dans les domaines de températures du précurseur (typiquement 10-20 eV) le libre parcours moyen des photons du laser pour le Xénon à la pression de 100 mbar reste toujours plus grand que l'épaisseur de plasma traversé. Pour les cellules gonflées à 200 mbar, le libre parcours moyen devient plus petit que la longueur de plasma traversé ce qui se traduit *a priori* par une absorption partielle du laser sonde dans le gaz. En revanche pour le gaz à 1 bar et au-delà, l'opacité augmente de façon significative : le laser sonde est donc complètement absorbé. Cela explique le fait que dans les expériences sur Oméga, le diagnostic VISAR transverse n'a pu fournir de données exploitables. En effet, comme on peut le voir dans la figure 5.39, un petit préchauffage du gaz de l'ordre de quelques eV ne permet pas au laser sonde de traverser le plasma.

5.4.2 Vitesse du précurseur

Comme pour la mesure de la vitesse du choc (voir section 5.3.1), on peut également déterminer la vitesse du précurseur à l'aide du diagnostic d'interférométrie transverse (figure 5.19).

5.4.2.1 Expérience de 2002

Reprenons le tir déjà présenté dans la figure 5.20, qui nous a permis de montrer comment déterminer la vitesse du choc dans le Xénon. Ici on remarque que les franges se « plient » avant l'arrivée du choc en raison du changement de densité électronique, signature claire de la présence d'un précurseur.

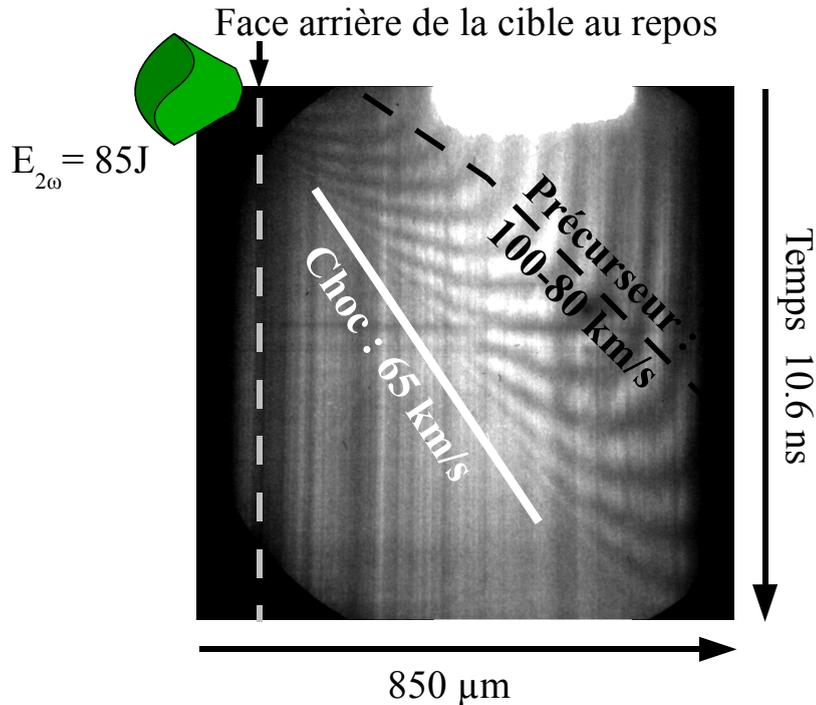


Figure 5.40 Image du diagnostic d'interférométrie transverse (expérience 2002).

Pour chaque frange, on peut alors suivre le début du décalage de la frange, et associer ce mouvement initial au front du précurseur. On décide alors de suivre un décalage fixé (par simplicité 1/5 de frange) correspondant à une densité électronique de l'ordre $2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ (à l'aide de l'équation 4.20 utilisant une épaisseur de plasma de $600 \mu m$, donnée par la mesure de l'expansion radiale vue auparavant⁵).

En suivant donc ce mouvement initial des franges, on peut tracer dans le plan espace-temps, les points correspondants, et en déduire alors la vitesse du précurseur radiatif à une densité de $2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$. Dans le cas particulier du tir correspondant à la figure 5.41, la vitesse v_p commence à 100 km/s et diminue à 80 km/s, ce qui est bien plus élevé que la vitesse du choc ($u_s = 65 \text{ km/s}$). Les mesures pour les différents tirs sont résumées sur la figure 5.40 où nous avons tracé les deux vitesses u_s et v_p en fonction de l'énergie laser. On peut voir que la vitesse du précurseur augmente de façon significative avec l'énergie laser, mais on n'observe pas de différences appréciables entre les vitesses du précurseur pour

⁵En effet, la longueur du plasma traversé dépend du temps, mais à l'aide du diagnostic en face arrière, on peut l'estimer et nous pouvons donc corriger les données.

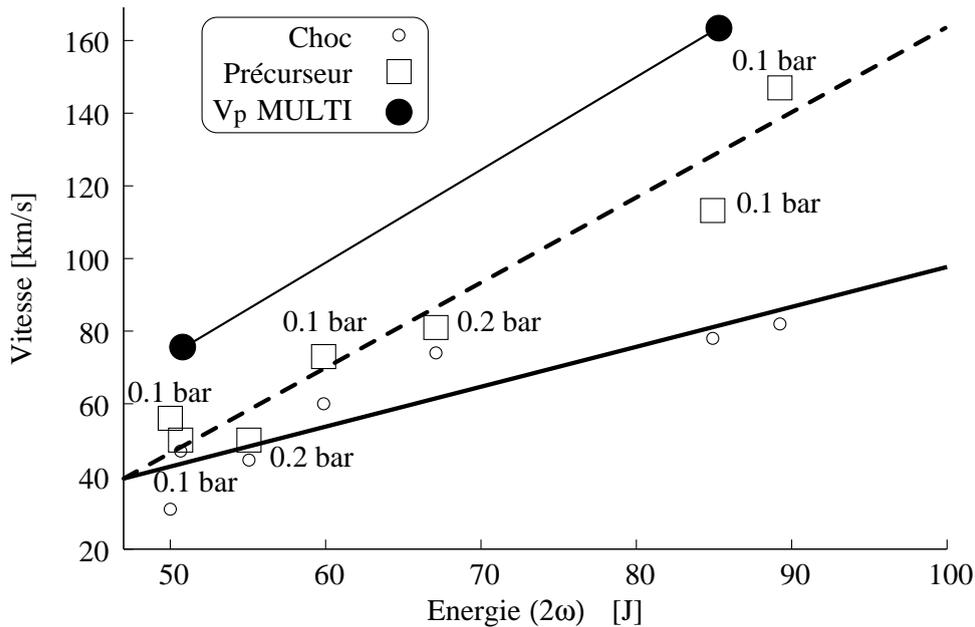


Figure 5.41 Relation entre l'énergie laser et les vitesses du choc (points ronds vides) et du précurseur (points carrés) dans le Xénon pour la campagne 2002, les points noirs correspondent à la vitesse du précurseur donnée par le code MULTI.

des pressions initiales de Xénon de 0.1 et 0.2 bars. Sur la figure on montre aussi les vitesses obtenues à l'aide du code MULTI pour l'iso-densité $2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$, qui prédit des valeurs de vitesse du précurseur plus élevées.

5.4.2.2 Expériences de 2005

Pour la campagne 2005 sur le LULI2000, on utilisait un interféromètre VISAR transversalement à la direction de propagation du choc. Ce diagnostic (figure 5.42) ne nous a pas permis de mesurer un décalage de frange appréciable (on regardera cet aspect plus loin dans ce chapitre). Par contre nous avons observé une atténuation du faisceau sonde juste avant l'arrivée du choc, qui est également la signature de l'existence du précurseur radiatif. En effet seule une élévation de la température (et donc une ionisation partielle du Xénon) peut expliquer ce phénomène comme nous l'avons clairement établi dans le paragraphe 5.4.1.

Sur la figure 5.43 nous comparons la vitesse du précurseur avec la vitesse du choc générée dans le poussoir (dernière couche de CH de la cible solide) pour la campagne 2005. Notons ici comme nous n'avons pas observé de mouvement significatif des franges, il n'a été possible d'effectuer ce type de mesure que pour les cellules ayant une pression initiale du gaz d'au moins 0.2 bar. En effet, c'est à partir de cette pression que le précurseur commence à absorber le laser sonde.

Il faut remarquer que les vitesses du choc dans le Xénon pour cette campagne sont comprises entre 47 et 57 km/s, ce qui nous ne permet pas de voir (comme dans la campagne 2002) une augmentation de l'écart entre la vitesse du choc et

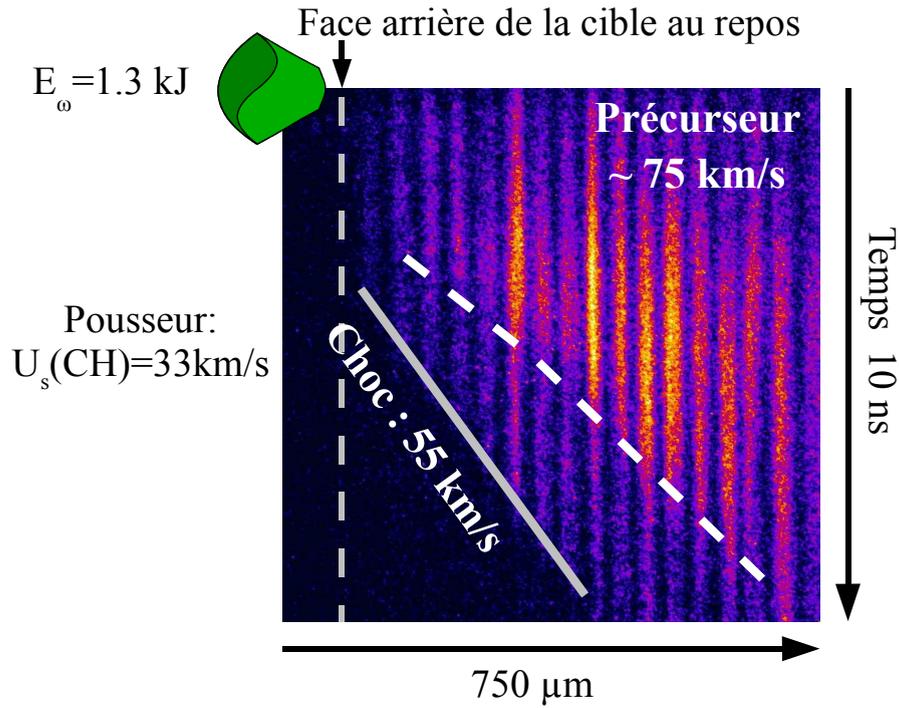


Figure 5.42 Image du diagnostic VISAR transverse (VT) .

celle du précurseur en fonction de l'intensité laser.

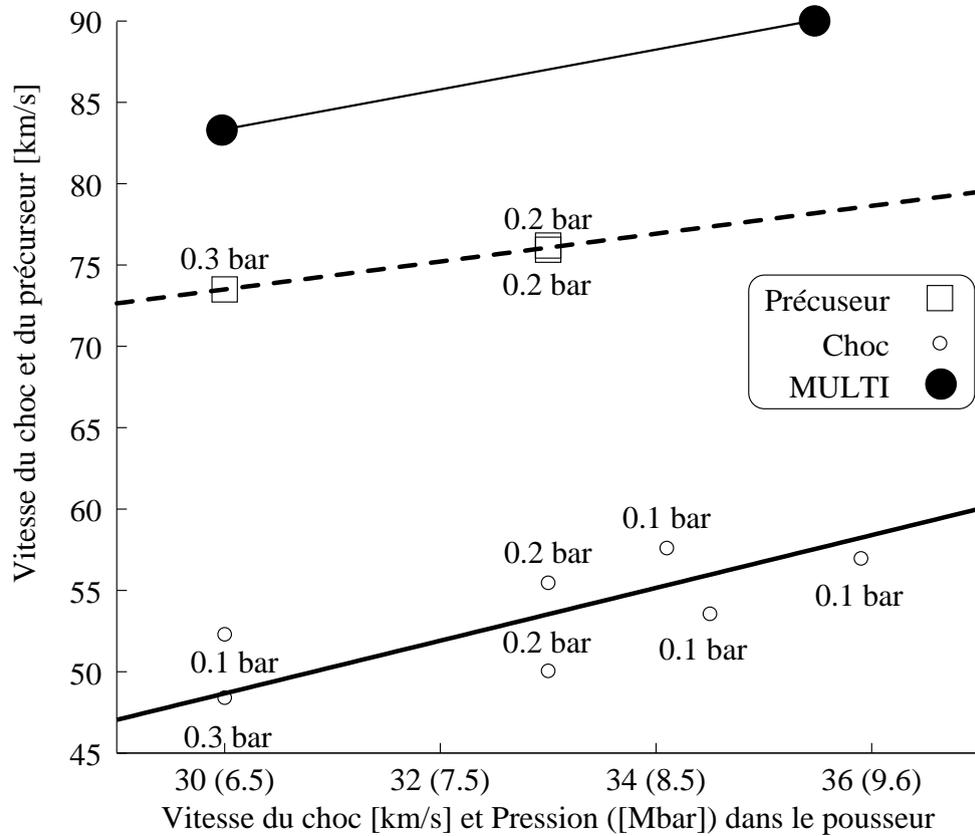


Figure 5.43 Relation entre la vitesse du choc dans le pousseur et la vitesse du choc radiatif dans le Xénon.

Comme on peut le voir sur la figure 5.43, les simulations 1D (qui ne traitent pas la perte radiale des photons) faites à l'aide de MULTI, nous donnent des valeurs de la vitesse du précurseur également plus élevées que celles mesurées tout comme lors de la campagne de 2002.

5.4.2.3 Différences entre les campagnes 2002 et 2005

Dans les deux campagnes, nous avons observé et effectué des mesures des paramètres liés à l'existence d'un précurseur radiatif à l'aide des diagnostics d'interférométrie transverse.

Même si dans la dernière expérience sur le LULI2000, le diagnostic d'interférométrie n'a pas fonctionné de la façon souhaitée, l'absorption du faisceau laser sonde nous a permis d'obtenir une mesure de la vitesse du précurseur au moins pour les cellules remplies de Xénon à 0.2 bar et plus. Si l'on compare les images (figures 5.40 et 5.42), ou les données expérimentales (figures 5.41 et 5.43), on observe des différences notables. En particulier sur la pente de la vitesse du précurseur par rapport à la vitesse du choc.

Pour comprendre cette différence, j'ai reconstruit (figure 5.44) l'absorption du laser sonde transverse à partir des données issues du code 2D avec les conditions du tir correspondants à l'image de la figure 5.42.

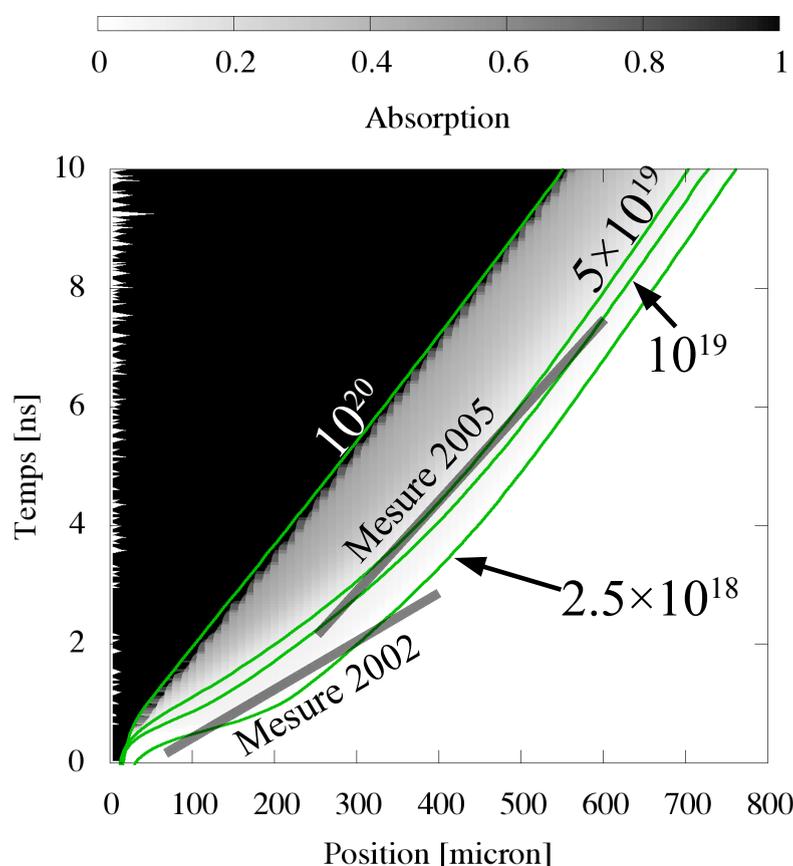


Figure 5.44 Simulation du diagnostic VISAR transverse : absorption du faisceau sonde (en échelle de gris) et iso-densités électroniques.

On superpose à cette image, les différentes densités électroniques (on peut observer la région sombre du précurseur entre les iso-densités $2.5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ et 10^{20}cm^{-3}). Le diagnostic d'interférométrie Mach-Zehnder en place lors de la campagne 2002 était sensible à une densité électronique faible ($\approx 2.5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$). À l'aide du décalage des franges, il est possible de mesurer cette iso-densité seulement pour quelques ns (typiquement 4 ns). Par contre, pour le diagnostic en place lors de la campagne de 2005, on ne peut observer une absorption du laser sonde qu'à partir de 10^{19}cm^{-3} , et il est difficile de mesurer une absorption au début de l'enregistrement sur la caméra à balayage de fente. Pour mieux comprendre, j'ai tracé sur la figure aussi les mesures possibles pour les deux campagnes, ce qui explique que les vitesses du précurseur obtenues étaient différentes.

5.4.3 Densité électronique

Le diagnostic de mesure de densité électronique n'était pas identique dans les deux expériences. En 2002, nous avons mis en place un interféromètre Mach-Zehnder semi-classique (voir figure 4.34) à l'intérieur de l'enceinte d'interaction pour mesurer directement la densité électronique du plasma. Pour l'expérience de 2005, nous avons un VISAR qui permet en principe de déterminer la variation au cours du temps de la densité électronique.

5.4.3.1 Expérience de 2002

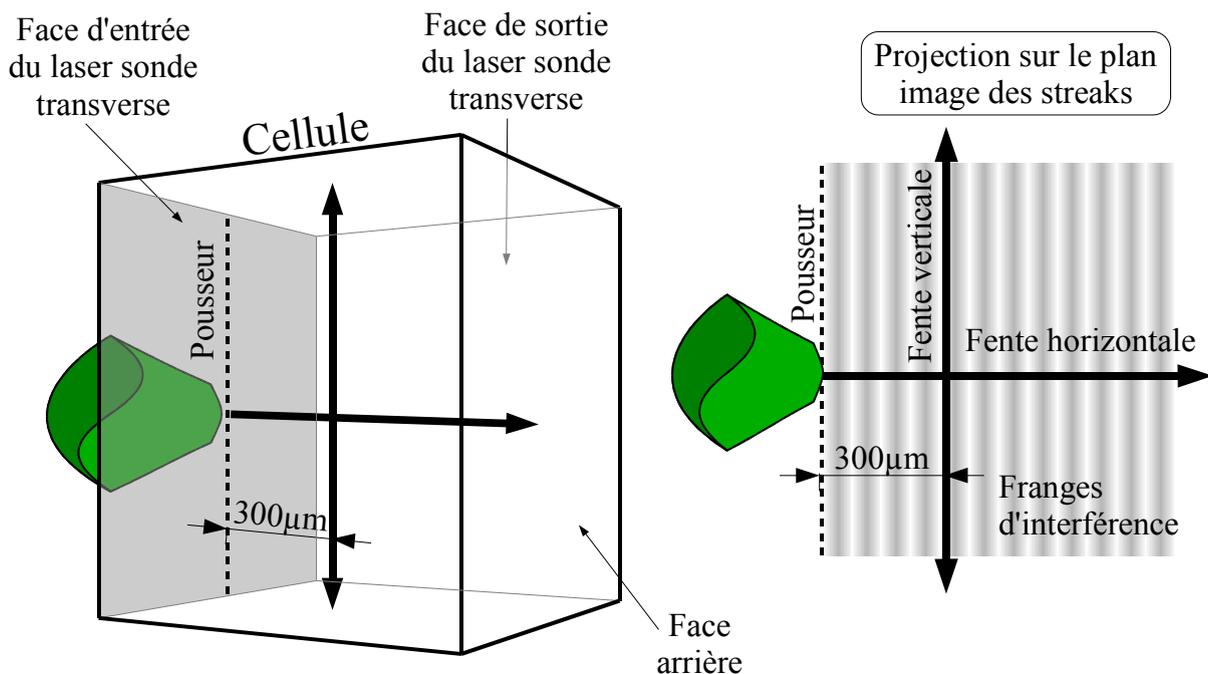


Figure 5.45 Schéma des diagnostics de mesure de la densité électronique à gauche et projection sur le plan image des streaks.

Pour cette expérience, deux steaks enregistreraient les franges d'interférence. La première avec la fente horizontale (le long de l'axe de propagation du choc) orthogonale aux franges, et une deuxième avec la fente verticale (en direction radiale), parallèle aux franges d'interférence. On illustre le principe des deux diagnostics sur la figure 5.45.

Mesure de la densité électronique

Au cours de la campagne de 2002, il a été possible de déterminer facilement la densité électronique avec le diagnostic Mach-Zehnder : à partir d'une image (figure 5.40), on peut *suivre* une frange au cours du temps et déduire directement la densité électronique par la formule 4.20 du chapitre précédent.

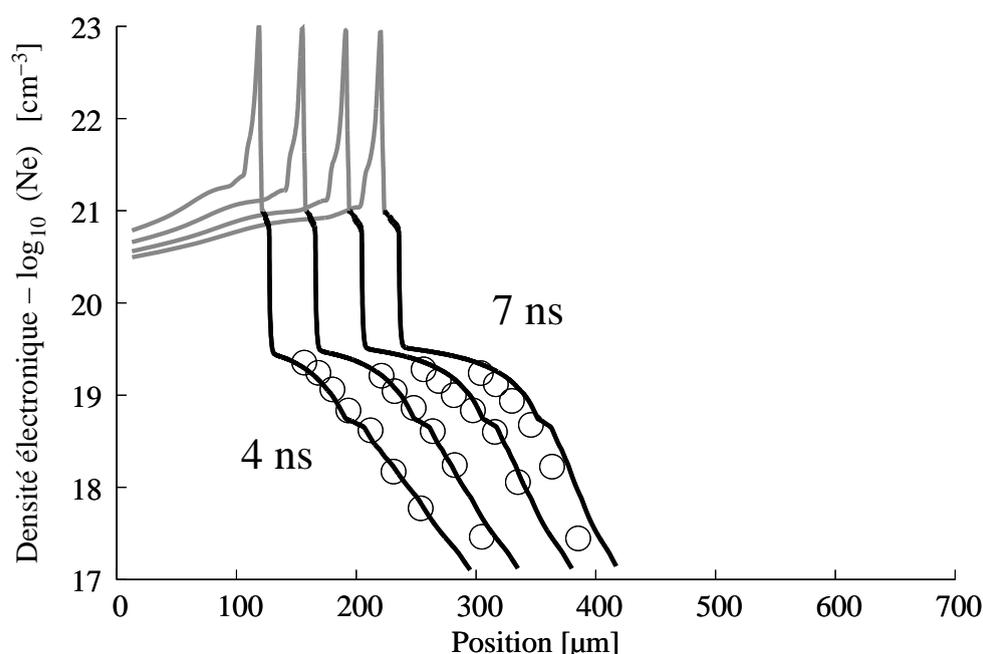


Figure 5.46 Densité électronique dans le Xénon en fonction de la position à différents instants (4 à 7 ns, $\Delta t=1\text{ns}$, $P_{Xe} = 0.2\text{bar}$, $E=55\text{ J}$) à partir du diagnostic d'interférométrie Mach-Zehnder (expérience 2002) avec comparaison d'une simulation MULTI.

On montre sur la figure 5.46 la densité électronique obtenue sur un tir avec une pression initiale de Xénon de 0.2bar. Sur la figure on montre les points mesurés ainsi que les valeurs de densité électronique fournies par une simulation 1D MULTI à quatre instants différents (de 4 à 7 ns après le maximum du laser principal). Le trait plein noir correspond à la partie de la simulation relative à la couche de Xénon, tandis que le trait gris est la partie de la simulation relative au poussoir (CH +Ti). On peut voir que l'on reproduit très bien la forme du précurseur, et que l'on arrive à sonder le plasma jusqu'à quelques 10^{19}cm^{-3} .

Pour mieux comprendre la forme du précurseur, on a effectué différents tirs en changeant soit les conditions initiales de pression à l'intérieur de la cellule, soit l'intensité laser. On montre sur la figure 5.47 la mesure sur quatre tirs

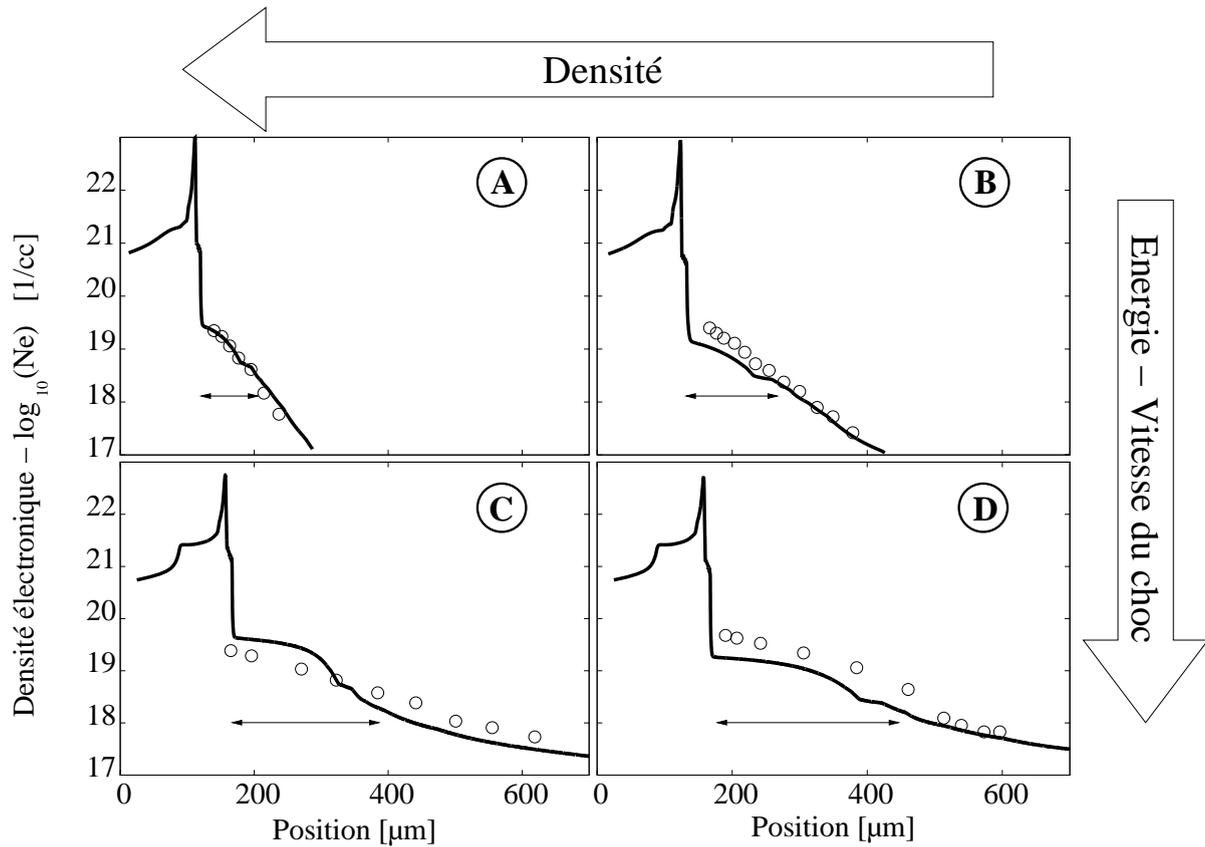


Figure 5.47 Mesure de la densité électronique pour différents tirs (expérience 2002) avec comparaison des correspondants simulations MULTI.

différents 4 ns après le maximum laser. Les figures A et B correspondent à une énergie laser faible (≈ 55 J et une vitesse associée du choc faible : ≈ 50 km/s) ; les figures C et D sont pour une énergie élevée (≈ 85 J et 80 km/s). D'autre part les figures A et C correspondent à deux tirs à 0.2 bar de pression initiale du Xénon, tandis que les tirs B et D sont pour une densité initiale du Xénon plus petite (0.1 bar).

Comme l'on peut remarquer, l'extension du précurseur augmente avec l'énergie laser déposé sur la cible (et donc la vitesse du choc induite). Celle-ci augmente aussi, comme prévu par la théorie [Bouquet *et al.* 2000], en diminuant la densité initiale du milieu.

Cartographie 2D de la densité électronique

Je rappelle sur la figure 5.45 le schéma de principe des deux caméras streak couplées à l'interféromètre Mach-Zehnder transverse. La streak avec la fente verticale (parallèle aux franges) observe les franges défilier devant elle et enregistre la succession de maxima et de minima d'interférence. A chaque frange m correspondra donc une densité électronique donnée par la formule 4.21 :

$$N_e(t + \Delta t) = N_c \left[1 - (1 - m \lambda/d)^2 \right] \approx m 8.36 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}.$$

Bien que nous n'ayons pas eu tous les tirs exploitables avec ce diagnostic, on

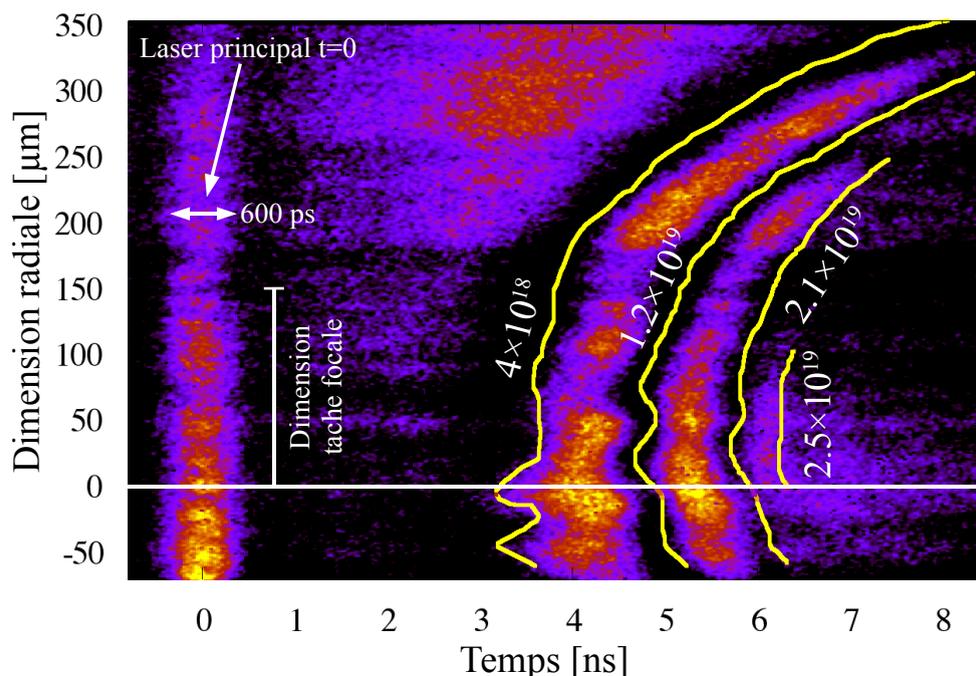


Figure 5.48 Image expérimentale et cartographie de la densité électronique à $300 \mu\text{m}$ de la face arrière du poussoir pour la streak à fente verticale.

montre quelques résultats intéressants : si l'on regarde la figure 5.48 dans le sens du temps (de gauche à droite), on observe au temps 0 le signal du laser ; c'est un signal parasite qui nous permet de caler temporellement l'enregistrement. Puis pendant 2.5 ns il n'y a plus de signal (le temps nécessaire au choc à parcourir les $300 \mu\text{m}$ de distance qui séparent la face arrière de la cible de la position de la fente de la streak). A partir de 3 ns, on observe une première frange suivie peu après des autres. Les densités électroniques correspondantes varient radialement à cause de la courbure du front du précurseur.

On remarque que pour la première frange (qui correspond au « pied » du précurseur), l'iso-densité à $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ atteint le rayon à $350 \mu\text{m}$ très tard (une différence de 4-5 ns par rapport au centre). Cela nous permet de montrer que le précurseur reste confiné dans une couche autour du choc.

Cette mesure nous donne également une information de l'extension radiale du précurseur radiatif. Ces données ne sont pas assez nombreuses dans cette configuration pour fournir une tendance de cette évolution radiale. De meilleures mesures ont été obtenues lors de la campagne de 2005, où le diagnostic d'ombroscopie 2D (GOI) était en place.

5.4.3.2 Expérience de 2005

En 2005, le diagnostic dédié à la mesure de la densité électronique était le VISAR en raison de certaines contraintes expérimentales liées à la nouvelle installation LULI2000. Mais nous avons souhaité pouvoir suivre la forme spatiale du choc et du précurseur dans le gaz avec les obturateurs rapides (GOI), ce qui

était impossible avec l'interféromètre Mach-Zehnder classique à l'intérieur de l'enceinte.

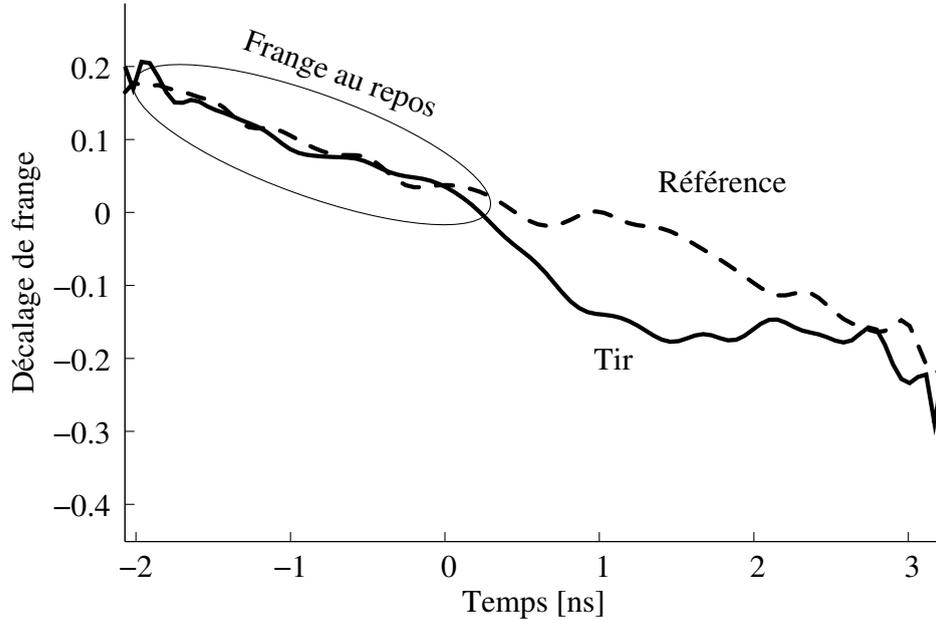


Figure 5.49 Décalage des franges (expérience 2005) en fonction du temps ($E_\omega = 1.3\text{kJ}$, $P_{Xe} = 0.2\text{bar}$, $U_{s_{CH}} = 33\text{km/s}$, $U_{s_{Xe}} = 58\text{km/s}$).

Comme nous l'avons indiqué dans le précédent chapitre (équation 4.24), ce diagnostic ne permet pas d'accéder directement à la densité électronique du plasma, mais à sa variation au cours du temps (en utilisant une caméra à balayage de fente). Pour remonter à la densité électronique il faut donc intégrer le décalage des franges au cours du temps.

Sur l'image expérimentale 5.42, il est très difficile de *reconnaître* à l'oeil un décalage de frange.

En développant un outil de traitement d'image avec *recherche* de frange, on arrive à mesurer un décalage à la limite des possibilités du diagnostic. Dans la suite, je présente donc un exemple de résultat obtenu sur ce décalage de frange (le décalage de franges ΔF est lié à la variation de la phase $\Delta\phi = 2\pi\Delta F$) à partir de l'image expérimentale (figure 5.22). Le travail de reconnaissance du décalage nécessite une comparaison fine entre le tir de référence (à gauche sur la figure 5.22) effectué sans les faisceaux laser et le véritable tir (à droite sur la même figure).

Le résultat relatif à la mesure du déphasage est présenté sur la figure 5.49. Le trait pointillé correspond au tir de référence, le trait plein au tir sur cible à une distance de $300\mu\text{m}$ de la face arrière du pousseur.

On remarque une première zone où les deux franges (référence et tir) sont superposées ; puis on observe un léger décalage relatif entre les deux. Cet écart qui se creuse entre les deux n'atteint au maximum les 0.2 franges, qui est une valeur limite de détectabilité. En effet, étant le nombre de pixel contenus en une interfrange de ≈ 24 , la frange s'est décalée de moins de 5 pixels.

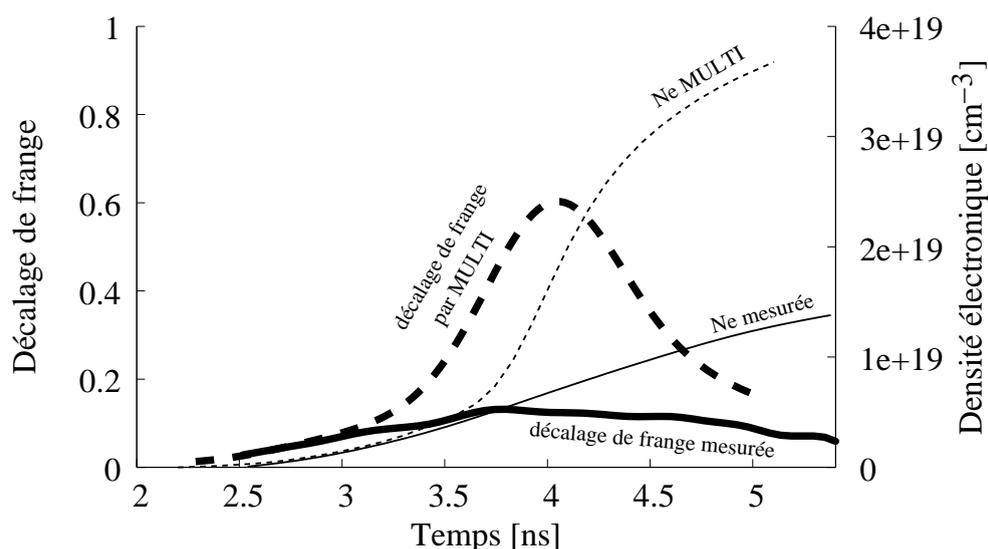


Figure 5.50 Evolution de la densité électronique au cours du temps à un endroit fixé ($300\mu\text{m}$ du pousseur) par interférométrie VISAR (expérience 2005). En tirets fins, la densité électronique donnée par le code MULTI, en tirets épais le décalage de frange correspondant ; en trait épais la mesure expérimentale du décalage de frange et en trait fin la densité électronique correspondante.

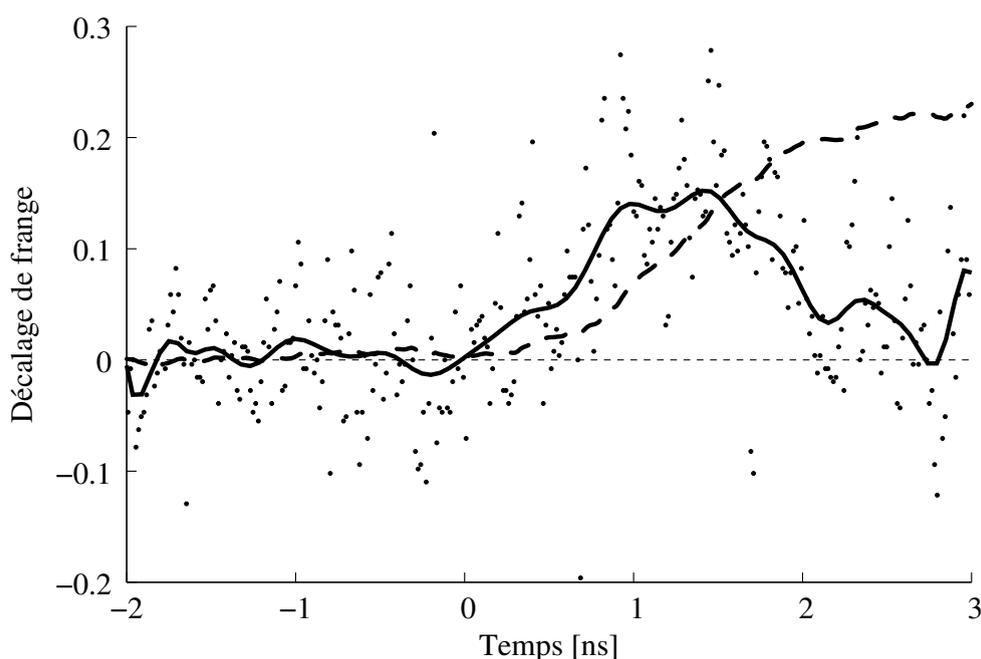


Figure 5.51 Evolution du décalage des franges au cours du temps à un endroit fixé ($300\mu\text{m}$ du pousseur) par interférométrie VISAR (expérience 2005).

On peut alors déduire la densité électronique à partir de ce décalage de frange (figure 5.50). En trait plein on montre la mesure expérimentale, et en tirets la valeur déduite d'une simulation MULTI. Pour la mesure, on présente le décalage de frange relatif (la différence des deux courbes de la figure 5.49) et l'intégrale du décalage de frange qui nous donne la densité électronique suivant la formule 4.24.

Cette fois le décalage est en fait obtenu par dérivation de la densité électronique au cours du temps. On peut remarquer que le décalage de franges et la densité électronique correspondante mesurée sont beaucoup plus faibles que ce que nous donne la simulation. On pense que cet effet est dû au fait que le décalage mesuré est très proche du seuil de détectabilité.

Pour mieux comprendre la difficulté de cette mesure, sur la figure 5.51 j'ai représenté la mesure de la densité électronique brute, les points sont les données expérimentales, la ligne en trait plein correspond à une moyenne statistique et la ligne en tirets représente l'intégrale du décalage de frange qui est liée à la densité électronique (equation 4.24).

5.4.4 Forme du précurseur

À partir des images des deux GOI, on a observé, comme pour le diagnostic VISAR (figure 5.22), que pour des tirs à pression égale ou plus grande que 0.2 bar, la présence d'une zone sombre (figure 5.35). On peut comme pour le choc (paragraphe 5.3.4), mesurer l'ouverture du précurseur (selon le même fit) : $r = a + z^2/b$ où r est le rayon et z est la direction de propagation. Le paramètre a représente la position du front du précurseur sur l'axe z tandis que b est le rayon de courbure de la couche du précurseur qui nous donne l'estimation de l'ouverture du front de choc.

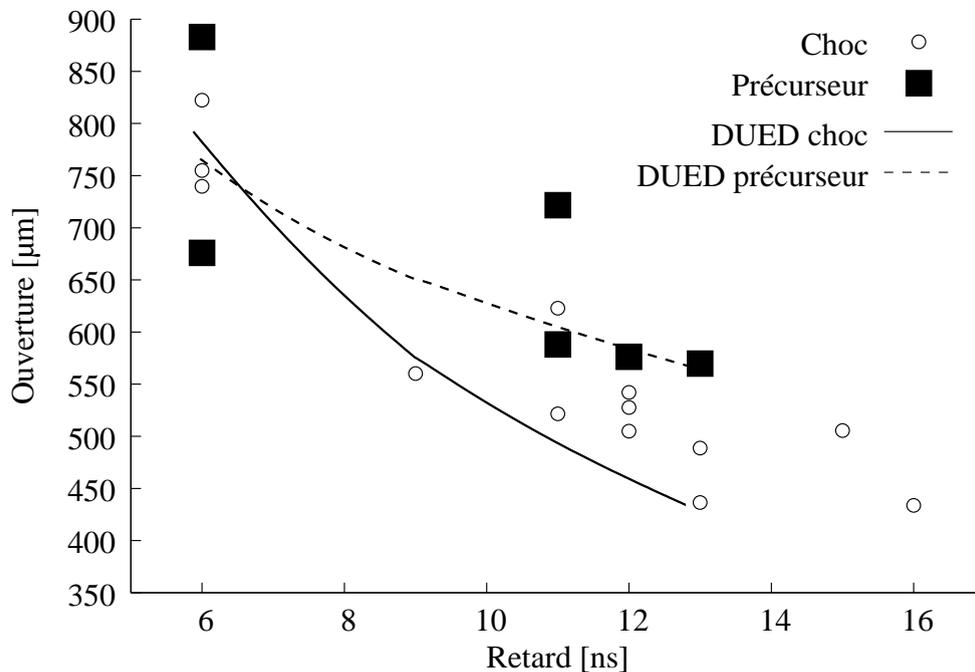
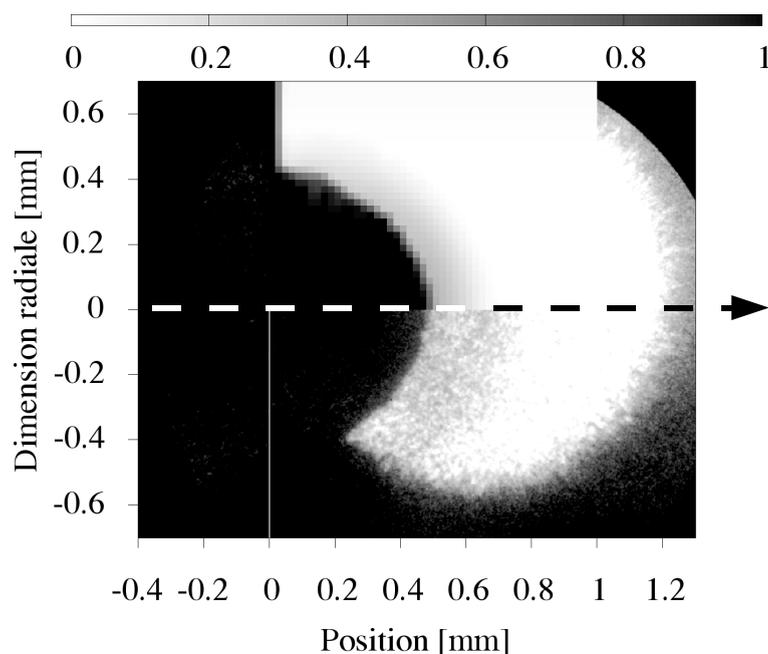


Figure 5.52 Evolution de l'ouverture au cours du temps.

On remarque une similarité avec les données relatives au front de choc : le rayon de courbure décroît au cours du temps, la planéité initiale du précurseur évolue vers une configuration étroite à cause des pertes d'énergie radiale.

5.4.5 Absorption : mesure de la température dans le pré-curseur

De même façon que pour les autres diagnostics, on peut essayer de mesurer l'absorption du faisceau sonde dans le précurseur et, en utilisant un modèle du type *libre-libre* en déduire sa température.



Numéro du tir	0109
Retard de l'acquisition	+11 ns
Pression initiale du Xe	0.2 bar
Energie laser (ω)	1.3 kJ
Vitesse du choc dans le CH	33 km/s
Vitesse du choc dans le Xe	58 km/s
Température du plateau	15 eV
Intensité laser numérique	$4 \times 10^{13} \text{W/cm}^2$

Figure 5.53 Absorption du laser sonde dans le précurseur. En bas l'image expérimentale, en haut une reconstruction à partir d'une simulation 2D.

Pour cela, j'ai donc effectué un calcul de tracé de rayons en 3D à partir d'une simulation DUED (voir l'appendice B.2).

On peut alors comparer une image du diagnostic GOI (on utilise encore la figure 5.35) avec l'image reconstruite par le tracé de rayons.

Ici j'ai superposé l'image expérimentale et le résultat du tracé de rayons à partir d'une simulation DUED. Le tir en question a été analysé plusieurs fois et on en a déduit les principales caractéristiques à l'aide des diagnostics

discutés auparavant. On peut donc être confiant sur notre connaissance précise des conditions du choc radiatif rappelées sur le tableau de la figure 5.53.

L'image superposée provient du pas temporel situé à +11 ns par rapport au début de l'impulsion laser. L'échelle des gris est la même pour les deux images : pour la simulation, elle correspond à une valeur absolue, pour l'image expérimentale le zéro coïncide avec la région du gaz non perturbé (partie claire de l'image) et l'absorption totale (1) là où se trouve le choc (qui se trouve à une densité électronique supérieure à la densité critique). Les valeurs intermédiaires supposent la linéarité de la réponse du GOI.

Si l'on regarde une coupe horizontale, le long de l'axe de rotation, on trouve (voir figure 5.55) que le code reproduit encore très bien (du moins dans la limite des erreurs) 30% d'absorption juste devant le choc. Par contre l'épaisseur de la couche du précurseur est plus faible (150 μm pour DUED contre environ 250 μm mesurée). On peut envisager différentes hypothèses pour expliquer cette incohérence : d'une part, l'absorption calculée à partir des variables données par le code implique uniquement processus d'absorption libre-libre, d'autre part on suppose une réponse linéaire de la GOI. Par ailleurs le code utilise des simplifications pour traiter le couplage hydro-radiatif dans le Xénon en utilisant l'approximation de diffusion, les tables d'opacité employées proviennent d'un modèle hydrogénoïde qui n'est pas forcément adapté à la mesure précise de l'absorption du laser sonde.

Le diagnostic GOI, dans la configuration avec une cellule remplie à 0.2 bar et plus, nous donne une indication également sur la température du Xénon dans le précurseur. En utilisant le modèle *libre-libre* (équation 5.4), et substituant l'ionisation avec celle issue du code SNOP (modèle hydrogénoïde), qui pour le Xénon à 0.2 bar donne une relation entre l'ionisation Z et la température T (valable pour $T < 30\text{eV}$) :

$$Z = \frac{T[\text{eV}]^{0.8}}{1.3}$$

on obtient la relation entre opacité et température pour le précurseur ($\rho = \rho_0 = 5 \times 10^{-3}\text{g/cm}^3$) :

$$k_{\text{libre-libre}}[\text{mm}^{-1}] = \frac{T[\text{eV}]^{0.83}}{17.3}$$

A l'aide du même diagnostic GOI, en supposant la symétrie cylindrique, on mesure l'extension du plasma d et donc on peut déterminer l'opacité du milieu à partir de l'absorption A avec la formule du transfert radiatif :

$$1 - A = e^{-\kappa d}$$

et donc obtenir la température

$$T = - \left(\frac{17.3 \ln(1 - A)}{d[\text{mm}]} \right)^{1.2}$$

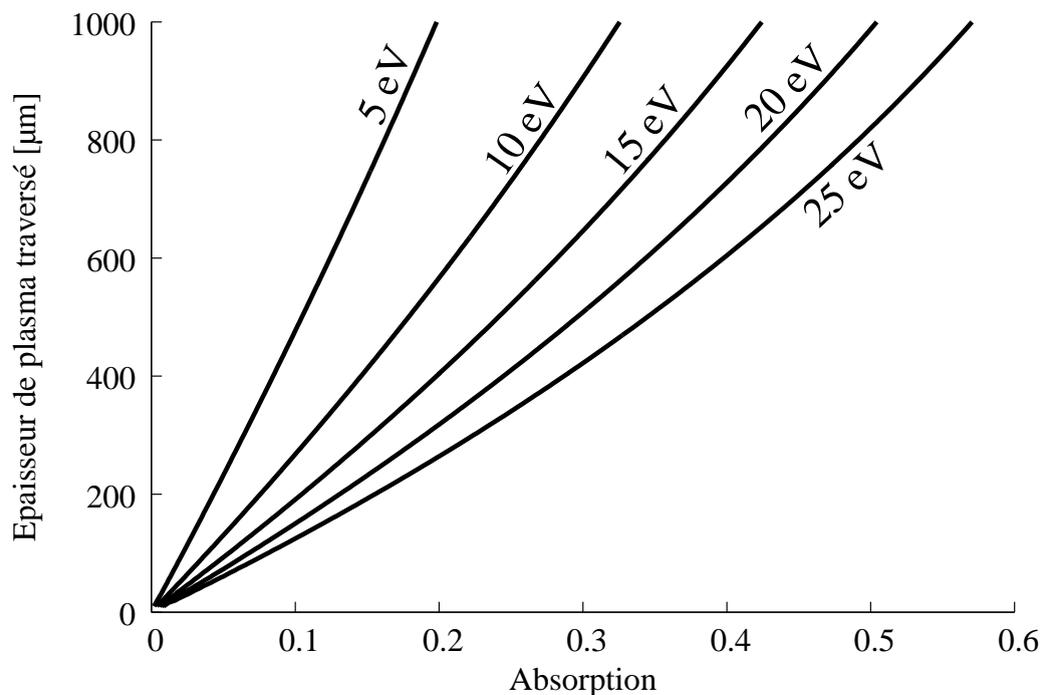


Figure 5.54 Température en fonction de l'absorption du laser sonde et de l'épaisseur de plasma traversé.

Sur la figure 5.54, j'ai donc tracé les différentes températures du précurseur en fonction de l'absorption du milieu et de l'épaisseur de plasma traversé par le laser sonde pour ce modèle *libre-libre*.

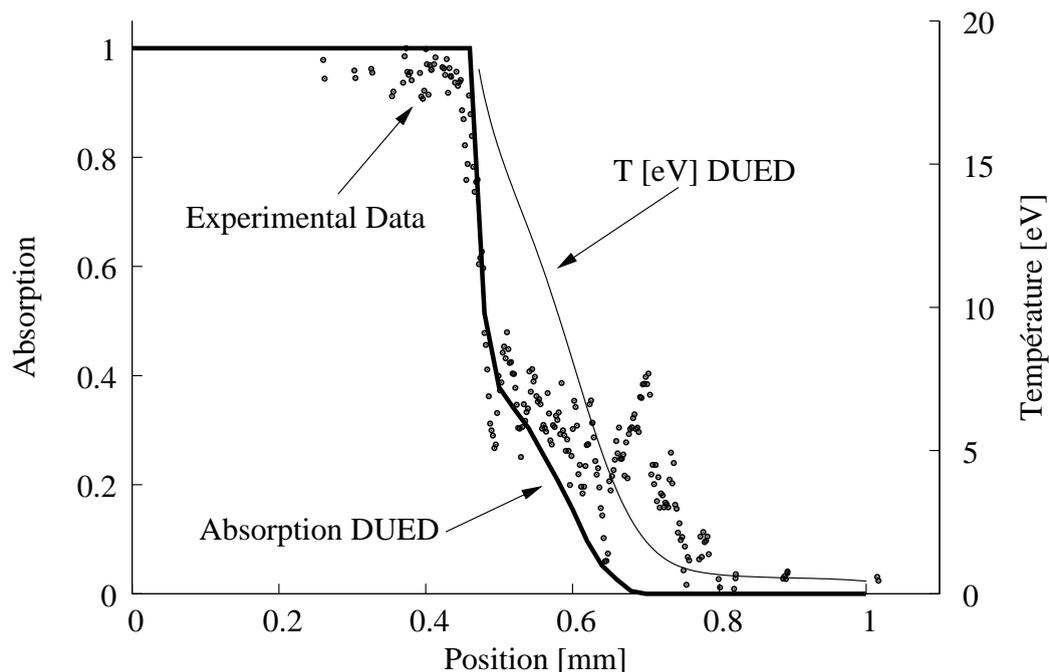


Figure 5.55 Coupe horizontale dans la direction de propagation du choc.

Comme on peut le voir pour une absorption de 0.3 et une épaisseur de plasma

d de 600 μm traversé (que l'on peut estimer à partir de la figure 5.35), on déduit une température du milieu dans le précurseur de 15 eV.

Sur l'image 5.55 je montre une coupe horizontale le long de l'axe de propagation du choc avec l'absorption expérimentale, l'absorption issue du tracé de rayons et la température électronique donnée par le code DUED. Pour une meilleure analyse, une « inversion d'Abel » serait nécessaire [Elder *et al.* 1965].

5.5 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons exposé les différents résultats expérimentaux obtenus au cours de deux campagnes expérimentales effectuées sur l'ancienne chaîne 6F et le nouveau LULI2000.

Nous avons ainsi pu déterminer un grand nombre de paramètres pertinents pour la physique du choc rayonnant comme les vitesses et les températures du choc et du précurseur radiatif, la densité électronique dans le précurseur l'évolution temporelle de la forme spatiale du choc, notamment son expansion radiale.

Pour l'analyse détaillée des résultats, nous avons développé les outils numériques nécessaires : simulations hydrodynamique radiatives 1D et 2D, outils de visualisation, reconstruction des diagnostics.

Un des points importants à souligner est la différence entre les deux expériences. En effet, en 2005 la mesure de l'énergie du laser principal après conversion en fréquence n'était pas encore en place ; c'est un paramètre clef pour adapter de façon fiable les codes numériques aux expériences. Pour remédier à cette lacune, la présence de la dernière couche de plastique et les mesures associées ont permis d'obtenir des données très fiables sur les conditions de la cible avant le débouché du choc dans le Xénon. Nous avons donc pu avoir un repère de l'intensité laser à chaque tir laser en nous calant sur les mesures liées à la couche de plastique.

Le diagnostic d'émission propre, dont le principe revient à compter les photons, nous a permis d'obtenir une estimation fiable de la température. Les analyses des données issues des campagnes d'expériences différentes (cible-test d'aluminium pour la campagne 2002 et mesure *in situ* en 2005) avec des configurations et des caméras streak distinctes, ont donné des résultats cohérents et démontrent ainsi la fiabilité de ce diagnostic. L'erreur sur la détermination de la température est relativement faible ($\sim 10\%$). Cette erreur est en majeure partie due à l'incertitude sur la réponse en énergie du système constitué des optiques, de la caméra streak et de la CCD. Cet outil nous a permis d'avoir une mesure de la température du choc dans le Xénon qui est en très bon accord avec les valeurs données par les simulations. De plus, nous avons observé (surtout pour la campagne de 2005) un refroidissement du front de choc au cours du temps qui a été associé à la perte d'énergie par rayonnement.

Egalement, à partir de l'émission propre, nous avons pu déterminer l'expansion radiale du front de choc. Pour ce paramètre, nous avons observé une différence entre les deux campagnes expérimentales : pour l'expérience de 2002, l'expansion peut être décrite par un modèle simple fondé sur la propagation d'une onde thermique en géométrie cylindrique. Par contre ce modèle ne semble pas expliquer les mesures acquises lors de la deuxième campagne (2005). On « suppose » alors une géométrie initiale différente pour le choc dès le débouché dans le Xénon. A l'aide du diagnostic d'imagerie 2D (GOI) nous avons pu mettre en évidence la non planéité du front de choc et, son évolution temporelle qui est bien reproduite par les simulations 2D.

Une zone d'absorption du laser sonde devant le front de choc, *i.e.* dans le précurseur radiatif, a été observée pour les tirs effectués avec des cellules gonflées à des pressions supérieures à 0.2 bar. A partir de la détermination de la valeur absolue de cette absorption, il a été possible de remonter à la température dans le précurseur. Le calcul repose sur les paramètres N_e , T donnés par les simulations 2D associées à une reconstruction du diagnostic par un tracé de rayons 3D. Les valeurs expérimentales de la température dans le précurseur sont conformes aux simulations.

Enfin grâce à l'interférométrie transverse, nous avons pu déterminer tout d'abord les vitesses de choc et du précurseur. Bien qu'ayant utilisé deux types d'interféromètres différents dans les expériences, les mesures sont cohérentes entre elles et en accord avec les simulations. Selon le type d'interférométrie transverse employé, nous avons pu accéder à la densité électronique dans le précurseur au cours du temps le long de l'axe de propagation.

Avec le Mach-Zehnder classique (expérience 2002), la mesure était directe et nous a permis d'établir la variation du gradient et sa longueur en fonction des conditions initiales : énergie laser, pression initiale du Xénon.

Avec le VISAR (expérience 2005), la mesure s'est avérée plus complexe et les conditions d'utilisation pas tout à fait optimales (étalon trop court notamment). Il reste néanmoins un outil puissant grâce à sa flexibilité, car il nécessite très peu de réglage ; on prévoit ainsi d'utiliser des étalons beaucoup plus longs pour pouvoir obtenir des mesures fiables dans les prochaines expériences.

Conclusions et perspectives

6.1 Synthèse

Dans cette thèse, nous avons abordé à la fois sur le plan expérimental et à la fois sur le plan théorique, plusieurs aspects de la physique des *chocs radiatifs*. Dans l'introduction, j'ai rappelé tout d'abord les principales expériences déjà effectuées sur les chocs radiatifs créés par laser. Cela nous a permis de souligner leur défaut majeur : en général, un seul paramètre physique a été mesuré ce qui induit une limitation dans l'impact des résultats expérimentaux, notamment dans la comparaison avec les codes de simulations. C'est pourquoi, afin d'améliorer notre compréhension des processus physiques mis en jeu dans les chocs radiatifs, j'ai essayé d'implanter autour de la chambre expérimentale le plus grand nombre de diagnostics possibles.

Les chocs radiatifs font partie d'un domaine de la physique appelée *Haute Densité d'Énergie* que nous avons défini en détail dans le premier chapitre. L'astrophysique de laboratoire, quant à elle, est une nouvelle branche qui est maintenant accessible grâce au développement de nouveaux moyens tels que les lasers de puissance. Nous montrons comment astrophysique et expériences de laboratoire peuvent être reliées entre elles par le biais de lois d'échelle.

Dans le deuxième chapitre, j'ai introduit les outils théoriques les plus simples pour comprendre l'hydrodynamique classique et les ondes de choc, leur formation à l'aide des lasers de puissance (notamment ceux du LULI). Puis j'ai rappelé les notions de courbe d'Hugoniot qui nous donnent les états accessibles par compression dynamique et nous décrivent la propagation du choc à l'interface de différents milieux. Ces notions sont fondamentales pour comprendre à la fois les limites du traitement classique des ondes de choc (sans rayonnement) et pour optimiser, par exemple, le chargement en pression d'une cible solide multi-couches.

Dans le chapitre trois, nous abordons les différents points liés au couplage entre matière et rayonnement. On montre alors comment le rayonnement se mêle aux processus hydrodynamiques classiques. A l'aide d'un modèle simple, stationnaire, je définis les frontières des différents régimes du choc correspondant à des seuils sur la vitesse du choc. La classification des différents types de chocs radiatifs est faite tout d'abord suivant l'approche classique [Zel'dovich & Raizer 1967] puis selon une classification directement liée aux objets astro-

physiques existants [Drake 2005a]. Afin de mieux appréhender les problèmes de couplage entre matière et rayonnement, j'introduis la notion d'équation du transfert radiatif en décrivant les diverses approximations les communément utilisées notamment dans les codes de simulation d'hydrodynamique radiative employés au cours de cette thèse.

Ayant établi les outils théoriques nécessaires à la compréhension des problèmes liés aux chocs radiatifs, j'explique comment nous avons dimensionné nos expériences afin d'atteindre un régime de choc radiatif en laboratoire. Pour cela, nous avons choisi un matériau de Z élevé (Xénon) et de faible densité (0.1-0.3 bar) conformément aux lois d'échelles établies dans la littérature [Bouquet *et al.* 2000]. Pour générer un choc suffisamment rapide dans le gaz, nous avons optimisé la cible solide qui sert d'accumulateur de pression et donc comme générateur de *piston* dans le gaz.

Dans le quatrième chapitre, je décris de façon détaillée les chaînes laser du LULI sur lesquelles les expériences ont été effectuées. Puis tous les diagnostics utilisés lors de ces campagnes expérimentales sont exposés et j'indique leur spécificité, le paramètre auquel ils permettent d'accéder ainsi que les limitations pour certains d'entre eux. Grâce aux nombreux diagnostics mis en place, nous avons déterminé, sur chaque tir laser, différents paramètres à la fois dans la cible solide et à la fois dans le gaz (choc et précurseur).

Dans le tableau ci-dessous, je résume les diverses mesures effectuées sur le choc radiatif lors des deux campagnes expérimentales qui sont décrites dans le chapitre cinq. Les « X » correspondent à des mesures précises tandis que les « \sim » indiquent des données dont les barres d'erreur sont élevées ou dont le nombre reste faible.

En 2005, le nombre de mesures simultanées a augmenté ce qui nous a permis d'avoir des données plus consistantes entre elles. C'est un point spécifique de mon travail de thèse par rapport aux études déjà effectuées dans le domaine des chocs radiatifs en laboratoire.

Enfin j'ai effectué un gros effort sur le plan des simulations numériques que ce soit pour dimensionner correctement les cibles et pour l'analyse des données expérimentales. Pour cela, j'ai utilisé deux codes : MULTI pour le cas 1D (déjà largement testé au LULI sur les expériences de chocs laser) et DUED pour les aspects 2D. Ce dernier a permis d'aborder certains phénomènes observés lors de la dernière campagne expérimentale (2005) où le développement et la propagation du choc radiatif sont étroitement liés à une perte d'énergie par rayonnement.

J'ai participé activement à l'optimisation des codes notamment DUED en collaboration avec S. Atzeni et A. Schiavi (Univ. Rome, avec le soutien de COST¹) ce qui a permis l'adaptation des simulations numériques aux conditions expérimentales. Une réécriture complète des interfaces graphiques, des outils de

¹European Cooperation in the field of Scientific and Technical research

	2002	2005
Mesures préliminaires		
Energie laser	X	~
Vitesse du choc		X
Température du choc		X
Réfectivité du choc		X
Mesures liées au choc dans le Xénon		
Vitesse	X	X
Température	X	X
Expansion radiale	X	X
Forme du choc		X
Mesures liées au précurseur dans le Xénon		
Vitesse	X	X
Densité électronique	X	~
Forme du précurseur	~	X
Absorption et température		X

visualisation et la simulation de diagnostics se sont avérés indispensables pour mieux pouvoir interpréter les données expérimentales

6.2 Perspectives

Bien que les expériences menées au cours de cette thèse, nous aient apporté énormément de résultats importants, la route demeure longue pour les chocs radiatifs en laboratoire. En particulier, il est apparu clairement au cours de cette thèse, la nécessité d'accéder également aux paramètres du choc dans le gaz (densité, températures électroniques et ioniques, pression). Mesurer la densité de milieux opaques au visible, implique l'utilisation de photons bien plus énergétiques, typiquement du rayonnement X plus ou moins dur suivant le contraste souhaité entre le milieu au repos et sous choc. Des expériences en ce sens sont menées actuellement par l'équipe de P.R. Drake sur le laser Oméga à Rochester [Reighard *et al.* 2004, Reighard *et al.* 2006] sur des gaz *lourds* (Xénon, Argon). Il a été mis en évidence un resserrement du front du choc dû aux pertes radiatives.

Très récemment [Loupas *et al.* 2006], une nouvelle expérience s'est déroulée sur le LULI2000, pour compléter les mesures, notamment pour accéder éventuellement à la densité du choc par imagerie X à l'aide d'un *cristal imageur monochromatique*. Plusieurs problèmes de nature technique ont été mis en évi-

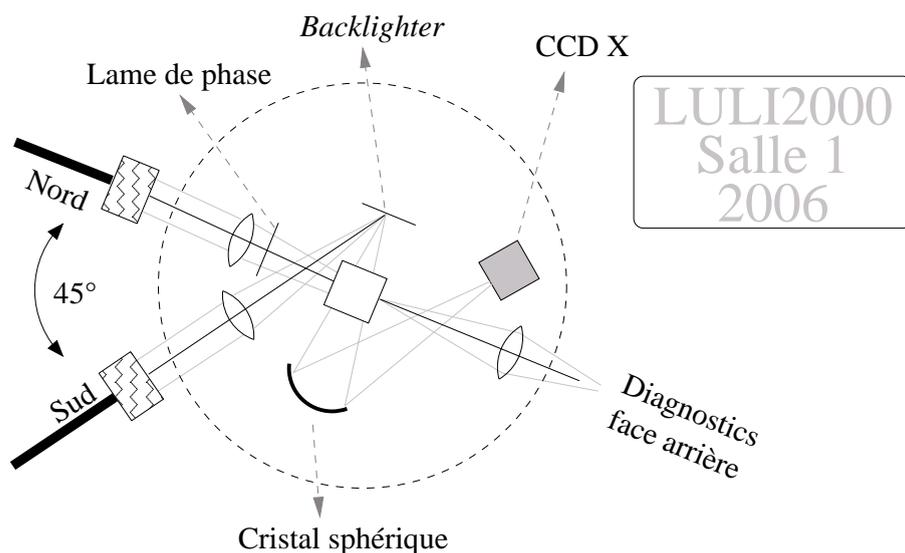


Figure 6.1 Nouveau diagnostic d'imagerie X.

dence lors de la fabrication et collage des cellules. En effet il a fallu remplacer les fenêtres de visées transverses (en quartz pour la campagne 2005) par des feuilles minces en plastique, pour permettre aux rayons X de traverser la cible sans être arrêtés par le quartz.

Sur la figure 6.1 je montre un schéma du nouveau diagnostic d'imagerie monochromatique X : un des deux bras du laser LULI2000 est focalisé sur une cible de Vanadium pour obtenir le rayonnement X de la raie d'émission $He - \alpha$ (5.2 keV). Ensuite les photons X traversent la cellule contenant le gaz sont recueillis sur un cristal sphérique et renvoyés sur une caméra CCD X par réflexion de Bragg. Le cristal permet d'avoir une image monochromatique [Faenov *et al.* 2003] de l'intérieur de la cellule avec très peu d'aberrations et une résolution mesurée expérimentalement de $\sim 10 \mu\text{m}$.

Dans le futur proche, une nouvelle expérience est programmée sur le laser LIL à Bordeaux² qui prolonge les expériences menées au LULI. Le but de cette expérience est l'observation et la mesure de différents paramètres liés à l'instabilité de *Vishniac* [Vishniac 1983].

Lorsqu'un plasma se refroidit (émission de rayonnement, par exemple), il se densifie fortement et il peut être soumis à l'instabilité de Vishniac - ou instabilité radiative - lorsque cette région dense est en contact avec une zone moins dense. Ce phénomène est supposé jouer un rôle important dans les plasmas astrophysiques (milieu interstellaire et formation d'étoiles, coquille dense de restes de supernovæ en expansion...) et il a été mis en évidence pour la première fois par [Grun *et al.* 1991] à l'aide d'une expérience à l'aide d'un laser de puissance.

Le choc radiatif remplit de façon naturelle les deux conditions d'apparition de cette instabilité (refroidissement et discontinuité de densité). En effet, la perte d'énergie du milieu choqué par flux radiatif conduit, en principe, à sa

²<http://www-lmj.cea.fr/html/rubrique231.html>

forte densification (avec un taux de compression qui peut atteindre 50 [Bouquet *et al.* 2004]) alors que la zone où le précurseur radiatif est présent a une densité encore égale à celle du milieu initial. Aussi, la question de savoir si l'instabilité de Vishniac peut se produire pour un choc radiatif entretenu est fondamentale en astrophysique (onde entretenue par une étoile en fin de vie, par un pulsar en rotation...).

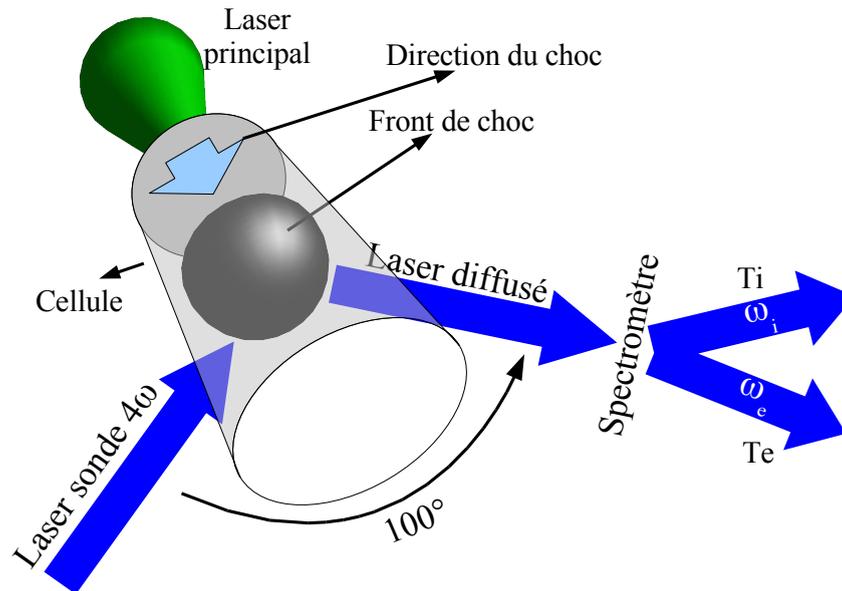


Figure 6.2 Schéma de la mesure par diffusion Thomson.

Comme nous l'avons rappelée dans le chapitre 2, toute matière qui rentre dans le choc est chauffée à une température T . En réalité, le choc chauffe les ions, qui cèdent leur énergie aux électrons par relaxation. Puisque le choc ne se trouve pas à l'équilibre thermodynamique local, les deux espèces (ions et électrons) ne se thermalisent pas à la même température, mais se trouvent à deux températures distinctes T_i et T_e pour les ions et les électrons respectivement. Le rapport entre les deux peut être important, de l'ordre de quelques dizaines.

Dans une expérience récente [Reighard *et al.* 2006], nos collègues de l'université du Michigan ont essayé pour la première fois de mesurer ces températures par diffusion Thomson à 4ω . Le principe revient à analyser le spectre produit par la diffusion du laser sonde sur le front du choc (figure 6.2) pour mesurer T_i et T_e à une densité électronique de $N_{4\omega} \sim 10^{21} \text{cm}^{-3}$. Pour une vitesse du choc de 100 km/s, ils trouvent $T_e = 250 \text{ eV}$ et $T_i = 700 \text{ eV}$.

Par la suite, le faisceau comprimé du LULI2000 (PICO2000) va être un outil indispensable pour les diagnostics de haute énergie, comme la radiographie X où la protonographie. Les faisceaux des protons générés à l'aide des lasers ultra-intenses permettent de sonder à la fois les chocs [Le Pape *et al.* 2006] et les champs électriques associés [Borghesi *et al.* 2001]. De nouveaux paramètres seront alors accessibles pour enrichir ultérieurement l'éventail de variables associées aux chocs déjà mesurées.

Avec ces nouveaux outils, il est possible d'envisager des expériences qui ont comme but la génération d'un choc *purement* radiatif. Nous avons vu dans l'introduction une expérience réalisée il y a quelques années [Bozier *et al.* 2000] où le choc est créé directement en focalisant le laser sur un matériau peu dense comme la mousse (50 mg/cm^3). Il est alors possible de générer un choc très fort qui peut atteindre un régime proche d'un régime *purement* radiatif. Avec le LULI2000 (une intensité de $5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$) on pourrait avoir une pression d'ablation (équation 2.34) de 50 Mbar dans une mousse de 50 mg/cm^3 . Si l'on se reporte à l'équation d'état de la mousse à telles pressions (sans tenir compte du rayonnement), la vitesse du choc correspondante est de 350 km/s et la température de 300 eV (qui est surestimée puisqu'on ne tient pas compte des effets radiatifs). Cette possibilité devra probablement être étudiée à l'avenir.

Troisième partie

Appendices:

Codes de Simulation

Outil Numériques

Expansion du Front de Choc

Articles

Liste de mes Publications

Bibliographie

Codes de simulations de l'hydrodynamique radiative

A.1 Tables numériques

A.1.1 Tables SESAME

Puisque les équations de l'hydrodynamique ne forment pas un système fermé, l'équation d'état permet de le faire. Cette équation décrit les propriétés thermodynamiques du fluide, et introduit une relation fonctionnelle entre la densité, la pression, l'énergie, la température et l'entropie.

Quand l'équation d'état est donnée par une formule analytique, elle implique habituellement quelques hypothèses de modèle sur le fluide, la rendant légèrement limitée dans son domaine de validité. En particulier, les formules analytiques simples ne décrivent pas des régions où les transitions de phase se produisent.

Une équation d'état peut être donnée sous forme de tableau et doit fournir des valeurs précises dans une gamme de paramètres consistants avec les données de nos expériences. Les valeurs sont déterminées à partir des meilleurs modèles physiques disponibles et doivent en principe être conformes aux résultats expérimentaux disponibles. Elle offre des possibilités intéressantes d'être plus précis qu'un modèle purement théorique.

SESAME est une équation d'état tabulaire développée au sein du laboratoire national de Los Alamos (E.U.), qui est destinée à être utilisées dans le cadre de simulations numériques. L'exactitude des tables est limitée par l'espacement d'ordre et de grille d'interpolation dans l'espace thermodynamique, ainsi que les valeurs données employées pour construire la table.

A.1.1.1 Table 301

la table 301 est une table de pression, d'énergie interne et, dans certains cas, d'énergie libre. Les variables indépendantes sont la température et la densité. Pour quelques matériaux, la pression et l'énergie sont séparées entre les composantes électronique et ionique données par plusieurs tables de type « 300 » différentes :

- 301 : tables totales de pression et d'énergie,
- 303 : EOS ionique (y compris courbe froide et contributions de point zéro)
- 304 : EOS électronique
- 305 : EOS ionique (y compris contributions de point zéro)
- 306 : courbe froide

La table 303 est la somme des tables 305 et 306.

A.1.1.2 Table 401

Les tables de type 400 concernent les propriétés liées au changement de phase (fusion, vaporisation ...). Plusieurs matériaux n'ont pas ce type de données et ainsi les tables « 400 » restent vides

A.1.1.3 Grilles

Les variables indépendantes ρ et T changent sur une grille rectangulaire fondamentale dans le plan $\rho - T$. Le programme *sesread*¹ contient l'algorithme requis pour accéder et employer les données sous forme de tableaux, lisant $E(\rho, T)$ et $p(\rho, T)$ pour un matériel désiré.

A.1.2 Tables d'opacité

Les tables d'opacité du Xénon que nous utilisons ont été calculées à partir du code SNOP [Tsakiris & Eidmann 1987, Eidmann 1994, Eidmann *et al.* 1994] ou du code TOPS [Abdallah & Clark 1995]. On présente en figure A.1 deux extraits des tables du Xénon. Sur la gauche et la droite, sont présentées les moyennes de Planck et de Rosseland respectivement. Ces opacités correspondent au groupe de photons compris entre 35 et 50 eV (qui représente le groupe le plus représentatif dans nos conditions expérimentales); en fixant la valeur de la température du milieu, on peut tracer les courbes de variation du libre parcours moyen en fonction de la densité atteinte dans les expériences *i.e.* entre 0.001 et 0.1 gr/cm⁻³.

On voit que dans nos conditions expérimentales, les photons provenant du choc (35-50 eV) et qui sont injectés dans le précurseur ($T_{\text{prec}} \sim 5 - 15$ eV) ont un libre parcours moyen de ≈ 0.1 mm. Cette valeur est un paramètre fondamental pour la propagation du précurseur, car elle détermine son extension eut égard aux conditions du choc (et qui donc nous permet en laboratoire de générer et observer un précurseur sub-millimétrique).

Sur cette même figure A.1, on présente aussi un point obtenu à l'aide d'un modèle plus sophistiqué [Peyrusse 2000]. Le point représente la moyenne (arithmétique) des valeurs du libre parcours moyen pour des photons entre 35 et 50

¹*sesread* est un programme développé au LULI à partir d'une suite d'utilitaires fournis avec les tables SE-SAME qui permet de générer différentes courbes (Hugoniot, adiabatique, isobare) et de convertir les tables dans le format compatible avec les codes de simulations.

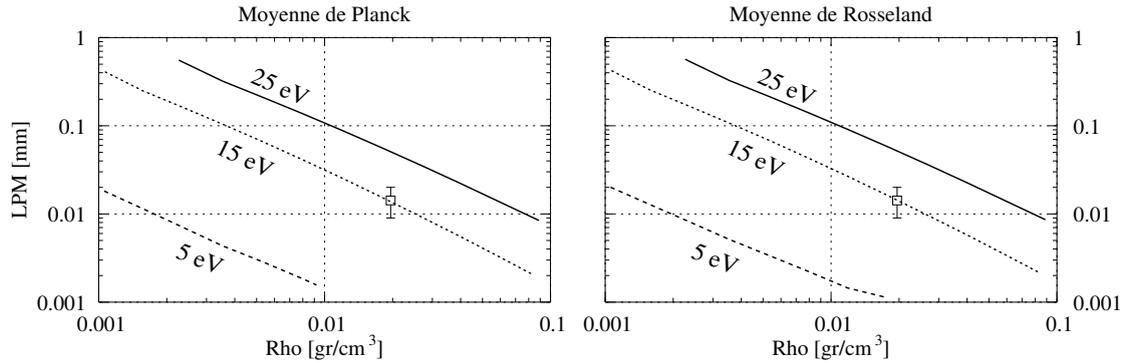


Figure A.1 Opacités du groupe de photons d'énergie comprise entre 35 eV \rightarrow 50 eV, pour différentes températures du milieu (5, 15 et 25 eV). Moyenne de Planck à gauche et moyenne de Rosseland à droite calculées à l'aide de SNOB. Les deux points représentent les valeurs à 15 eV en utilisant un calcul détaillé en super configuration (code AVERROES : [Peyrusse 2000]).

eV pour un gaz de Xénon à 15 eV et densité de 0.02 gr/cm^{-3} ; les barres d'erreur représentent les valeurs extrêmes du LPM.

A.2 Code 1D : MULTI

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.* 1988] La version que nous utilisons a été améliorée depuis plusieurs années au LULI.

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 instants 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 type « gaz parfait ».

A.2.0.1 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.

A.2.0.2 Flux de la chaleur et interaction laser-matière

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 2.32). Le facteur de flux limite 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 entre la variation de l'énergie du faisceau incident et celle du faisceau réfléchi en ce point. Ce dépôt s'effectue sur les électrons par absorption collisionnelle.

A.2.0.3 Transfert du rayonnement

MULTI découpe l'espace des fréquences du rayonnement 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 (3.24), qui traduit localement le bilan des processus d'absorption et d'émission dans le plasma est dépend de quatre variables (la position x , la direction Ω , la fréquence ν et le temps t) et donne N équations différentielles ne dépendant plus que de x et t . Ce système peut alors être résolu par la méthode des différences finies.

Le code a recours à des tables d'opacités préalablement découpées en groupes (voir paragraphe précédent). 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.

A.2.0.4 Maillage

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 soit régulier (*i.e.* les mailles ont toutes la même taille), soit à pas variable 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 qui doit être au plus de 10%. Cela peut poser un problème lorsqu'on relie deux couches de densité initiale très différentes (comme cela est le cas dans les simulations de nos expériences au contact entre le piston et le gaz). Des deux côtés, il y aura une dimension de maille très différente : le rapport entre les densités des deux matériaux atteint facilement 4×10^4 au contact entre le Titane et le Xénon pour les simulations relative à la campagne 2002. Donc en supposant vouloir résoudre le front du choc dans le Xénon (typiquement une dizaine de microns), il faut avoir les cellules de Xénon de l'ordre du micron d'épaisseur. Par conséquent pour garder la différence de masse entre la dernière cellule de titane et la première de Xénon, il faudrait avoir la première cellule de Titane de 1.2, qui commence à être comparable aux dimensions atomiques. De plus, en augmentant le nombre des cellules de la simulation, on augmente aussi le temps de calcul.

Le nombre total de maille utilisé est choisi par l'utilisateur (avec un maximum de 1500 mailles, pour les simulations complètes on atteint facilement 1000), 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. Pour finir, l'absorption du laser nous donne une autre contrainte sur l'épaisseur : en effet pour bien décrire le dépôt d'énergie il faut que la taille des premières cellules soit de l'ordre de 10 fois inférieure à la longueur d'onde du laser (dons pour nôtres expériences ≈ 50 nm).

A.2.0.5 Description du laser incident

Le faisceau laser incident est décrit par sa longueur d'onde et la forme temporelle de l'impulsion (durée, maximum, temps de montée etc. . .). Il est possible d'utiliser jusqu'à quatre impulsions successives, décalées temporellement ou se superposants. Les impulsions peuvent être gaussiennes ou carrées avec une montée et une descente linéaire ou gaussienne. Pour effectuer les simulations des expériences de 2005 j'ai ajouté un dernière type d'impulsion décroissante au cours du temps (montré auparavant en figure 5.4).

A.2.0.6 Variables simulées par MULTI

Le code permet de calculer à des temps fixées par l'utilisateur les valeurs de plusieurs variables pour chaque cellule, entre autres, celle qui nous intéressent de plus près :

1. position dans le référentiel du laboratoire

2. densité
3. température
4. densité électronique
5. densité ionique
6. pression
7. vitesse
8. ionisation
9. compression

Les simulations numériques 1D sont aussi utilisées pour la conception des cibles (voir auparavant la figure 4.6). On fait une série de simulations en faisant varier les paramètres de la cible (épaisseur des différentes couches notamment) et l'intensité laser, afin de déterminer quels paramètres permettent d'obtenir un choc fort dans le Xénon sans qu'il soit préchauffé par les photons provenant de la couronne du plasma lors de l'attaque du laser sur la cible.

A.2.1 Influence du rayonnement dans le Xénon

On montre ici comment le rayonnement émis dans le choc génère le précurseur, en étudiant en détail les effets radiatifs dans le gaz obtenu à partir d'une simulation numérique.

Si l'on regarde en fonction des différents groupes d'opacités, la densité d'énergie radiative qui se trouve dans la cellule de gaz, on peut étudier ceux qui jouent un rôle primordial dans le couplage hydro-radiatif. Sur la figure A.2, on montre un instantané de la simulation (~ 6 ns après le début du laser ~ 4 ns après le débouché du choc dans le Xénon). On a en abscisse la position à l'intérieur de la cellule (le zéro représente le début de la couche de gaz) dans le système de référence du laboratoire (éulerien). en ordonnée (à gauche) il y a l'énergie des photons, à droite la température électronique du milieu (trait noir) ; l'échelle de couleur représente le flux radiatif (en J/cm^2).

Après 4 ns, le choc est situé à 200 microns dans la cellule de gaz., la couche de plastique (CH), qui a été choqué, est en train de se refroidir. Puis en remontant vers le laser on peut remarquer, dans la région numérotée 1, un grand nombre de photons à très haute énergie produits dans la première couche de plastique (ablateur) dû au chauffage par le laser. On observe aussi le Titane (le bouclier radiatif, numéroté 2 sur la figure A.2) arrête tout les photons qui pourraient préchauffer le gaz (les photons qui passent ne sont pas arrêtés et donc ne chauffent pas le gaz).

Pour le précurseur (numéroté 3), on remarque que les groupes qui l'alimentent en énergie, sont compris entre 50 et 200 eV (pour une température du

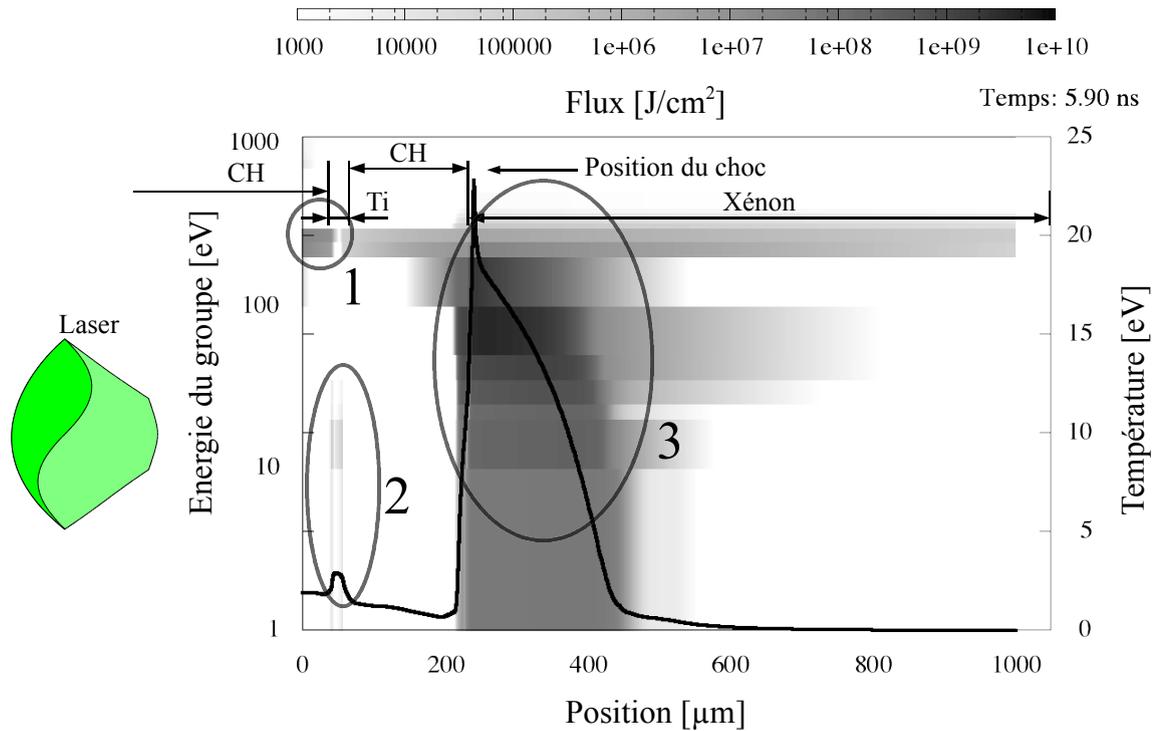


Figure A.2 Flux radiatif pour une simulation sur tricouche + Xénon. 1 : photons énergétiques de la couronne. 2 : bouclier radiatif. 3 : précurseur.

choc de 23 eV et une température du précurseur de ~ 15 eV, visible sur l'échelle de droite). Comme nous l'avons déjà souligné dans le paragraphe 3.4.3.1, la moyenne de Rosseland a un maximum pour les photons d'énergie $h\nu = 4kT$. À l'aide de ce simple diagnostic numérique, on peut donc comprendre que les groupes radiatifs qui *comptent* (*i.e.* ceux qui fournissent le plus d'énergie) sont approximativement compris entre 3 et 10 fois la température du choc.

A.3 Code 2D : DUED

Pour appréhender les effets bidimensionnels qui interviennent probablement dans nos expériences, nous avons utilisé le code bidimensionnel lagrangien DUED [Atzeni 1986, Temporal *et al.* 1997, Koenig *et al.* 1995, Atzeni & Meyer-ter-Vehn 2004, Atzeni *et al.* 2005], développé à l'ENEA (Frascati, Italie) et modifié pour traiter nos conditions expérimentales.

Les distorsions de la grille de calcul sont gérées automatiquement par un algorithme de remaillage (voir paragraphe suivant).

Le code utilise deux températures différentes pour les électrons et les ions. Les effets radiatifs sont calculés dans l'approximation de la diffusion multi-groupes² [Atzeni 2004], avec les mêmes opacités provenant du modèle SNOP

²La version actuelle contient une amélioration du *package* développée par S. Atzeni et S. Graziadei en 1994

que pour le code MULTI [Eidmann 1994]. Les équations d'état utilisées proviennent de la table SESAME et sont donc identiques à celles que nous avons employées dans les simulations effectuées avec MULTI. Le dépôt d'énergie du laser par bremsstrahlung inverse est calculé par tracé de rayons pour tenir compte de la réfraction du plasma.

Les premières simulations de ces cibles se sont heurtées à de sévères effets de cisaillement du maillage lors du débouché du choc dans le Xénon. On a donc apporté au schéma hydrodynamique des modifications spécifiques lui permettant de traiter une telle situation.

A.3.1 Résolution du problème du maillage en *sablier*

La discrétisation temporelle effectuée dans la plupart des codes hydrodynamiques, nous amène à bouger les coins de chaque maille de la simulation pendant un temps donné avec une vitesse constante (si R_n^i est le vecteur position de la cellule « i » au pas temporel « n », sa variation δR_n^i au cours d'un intervalle de temps δt_n est $\delta R_n^i = V^i \cdot \delta t_n$ où V^i est sa vitesse).

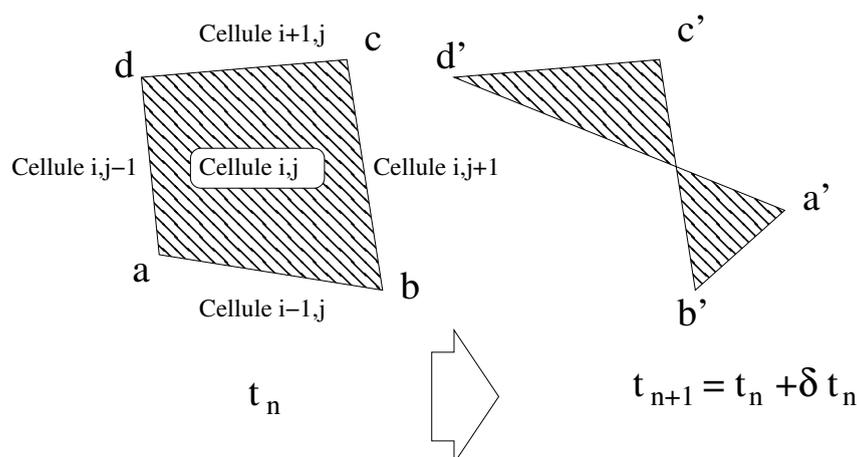


Figure A.3 Illustration de la pathologie en forme de « sablier » : le coin a croise le bord de la maille sur le côté bc.

Dans certain cas, ces mouvements finis peuvent amener à une distorsion du maillage qui peut être ou pas pathologique. Si un coin de la maille croise un des bords « en face » (voir figure A.3), la distorsion devient pathologique car on obtient des valeurs de surface négatifs. Plus le nombre de dimensions est grand et plus il est facile d'accéder à une situation pathologique³.

Dans notre cas spécifique, lorsque le choc du piston débouche dans le gaz de Xénon, on a une accélération instantanée qui commence à « déchirer » les cellules. Sur une maille, deux coins commencent à bouger très vite, sans transmettre leur impulsion aux deux coins opposés.

(voir 1994-95 Progress Report - ENEA Nuclear Fusion Division, ENEA, Rome, Italy, 1996 ;Section 12.6).

³Les codes 1D tels que MULTI, ne souffrent pas de ce problème car la distorsion se produit lorsqu'une cellule s'écrase. Dans ce cas, il est simple de fixer le temps d'avancement de la simulation à une fraction du temps nécessaire à une collision pour ne pas l'avoir (on appelle cette loi la *loi de Courant*).

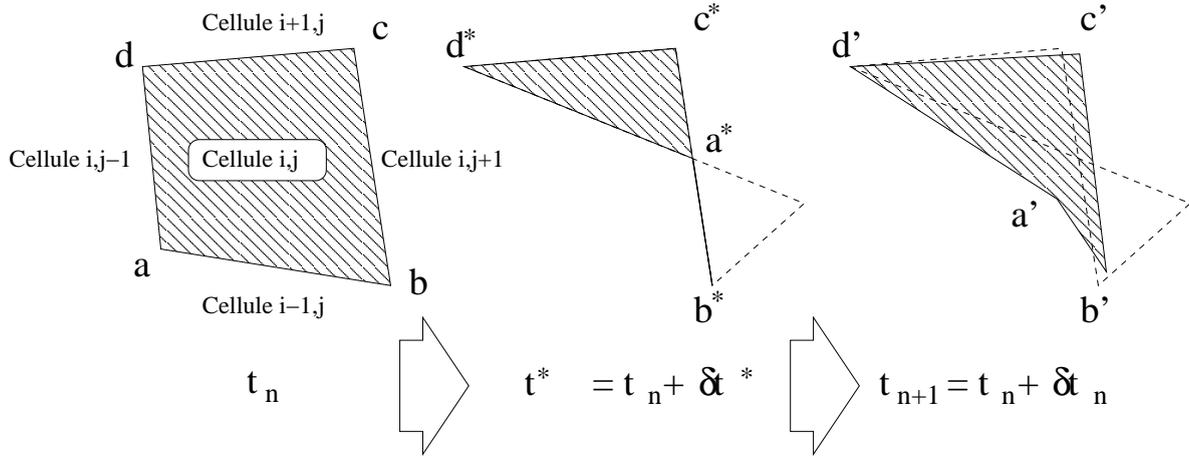


Figure A.4 Mécanisme de résolution collisionnelle.

Remarquons que si les cellules pathologiques sont peu nombreuses (inférieures à une dizaine sur un total de 500), La simulation peut aboutir à son terme avec des erreurs réduites. Cependant est difficile d'accorder un crédit à ce type de simulations, sans ajouter un contrôle artificiel garantissant l'ordre initial des cellules.

Il est toutefois évident qu'on ne peut pas utiliser la même astuce que pour un cas monodimensionnel, puisque le pas temporel peut alors être divisé indéfiniment. On propose ici d'adopter un schéma de résolution par collisions élastiques entre un coin de la cellule et la « paroi » opposé (voir figure A.4). Cette méthode a été proposée par [Sofronov *et al.* 1984], avec une amélioration décrite par [Pais & Caruso 1988].

A.3.1.1 Temps de collision

A partir du schéma A.3, on cherche le temps t^* compris entre t_n et t_{n+1} auquel se produit l'intersection. Dans le système de référence fixé sur le point \mathbf{a} , où la position des coins \mathbf{b} et \mathbf{c} est donné par les vecteurs \mathbf{R}_{ba} et \mathbf{R}_{ca} , on remarque que le produit vectoriel $\mathbf{R}_{ba} \times \mathbf{R}_{ca}$ change de signe entre t_n et t_{n+1} et est nul au temps t^* .

Étant donné que la vitesse \mathbf{V} du coin reste constante au cours du temps d'intégration, on peut relier le vecteur position au temps (*) \mathbf{R}^* et au temps (') \mathbf{R}' par

$$\mathbf{R}' - \mathbf{R}^* = \mathbf{V} (\delta t_n - \delta t^*)$$

Donc si on écrit le produit vectoriel au temps de collision, on obtient une expression quadratique pour δt^* :

$$(\mathbf{V}_{ba} \times \mathbf{V}_{ca})(\delta t_n - \delta t^*)^2 - (\mathbf{V}_{ba} \times \mathbf{R}'_{ca} + \mathbf{R}'_{ba} \times \mathbf{V}_{ca})(\delta t_n - \delta t^*) + (\mathbf{R}'_{ba} \times \mathbf{R}'_{ca}) = 0 \quad (\text{A.1})$$

A.3.1.2 Base du modèle

L'hypothèse de fond est que chaque coin se présente comme un point matériel de mass δm (moyenne des masses des quatre cellules voisines $\delta m = \sum_{i=1}^4 m_i/4$) et que chaque coté de la maille est impénétrable aux coins opposées.

Pour résoudre la distorsion qui intervient entre le temps t_n et t_{n+1} , on propose une *collision* avec un degré de inélasticité q (le paramètre q varie entre 0 et 1). La principale raison de l'introduction d'un paramètre d'inélasticité est due à la réduction des oscillations qu'une collision purement élastique engendre (on évite de faire rebondir *trop* le point a sur le coté bc). Si les cellules sont assez proches l'une de l'autre, la correction d'une cellule peut engendrer la distorsion d'une autre à côté. Il faut donc faire très attention à choisir le temps de la première collision entre toutes les cellules et réitérer pour éviter la création d'une pathologie nouvelle.

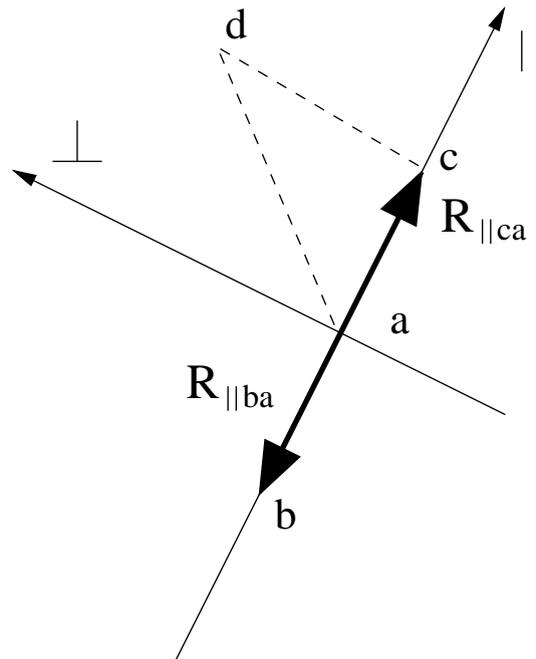


Figure A.5 Système de référence cartésien utilisé pour calculer les équations au temps de collision.

Donc pour trouver les vitesses des coins après une collision, on peut utiliser les lois de conservation de la mécanique classique (quantité de mouvement, énergie cinétique et moment cinétique). Au temps t^* , dans un système de référence statique avec l'origine en \mathbf{R}_a^* et les abscisses le long du côté \mathbf{bc} , les lois de conservation deviennent :

$$(\mathbf{V}_{\parallel a}^+ - \mathbf{V}_{\parallel a}^-) = 0 \quad (\text{A.2})$$

$$\sum_a (\delta m_a (\mathbf{V}_{\perp a}^+ - \mathbf{V}_{\perp a}^-)) = 0 \quad (\text{A.3})$$

$$\sum_a (\delta m_a ((\mathbf{V}_{\perp a}^+)^2 - (\mathbf{V}_{\perp a}^-)^2)) = 2qE_{ac} \quad (\text{A.4})$$

$$\sum_a (\delta m_a \mathbf{R}_{\parallel aa} \cdot (\mathbf{V}_{\perp a}^+ - \mathbf{V}_{\perp a}^-)) = 0 \quad (\text{A.5})$$

où a varie entre les points matériels \mathbf{a} , \mathbf{b} et \mathbf{c} ; $\mathbf{R}_{\parallel aa}$ est la position du point \mathbf{a} dans le système mentionné en précédemment (figure A.5) et E_{ac} représente la variation d'énergie pour une collision complètement inélastique. Cette variation d'énergie est alors conservée car elle doit être réinsérée dans la cellule sous forme d'énergie interne pour compenser la perte ou le gain. Les suffixes \perp et \parallel expriment les directions orthogonales (ordonnée) et parallèles (abscisse) par rapport au « mur » sur lequel rebondit le point \mathbf{a} , tandis que V^- et V^+ sont respectivement les vitesses absolues avant et après la collision. Pour préserver l'énergie totale, la quantité d'énergie perdue lors de la collision, doit être ajoutée à l'énergie interne de la cellule à partir des équations A.3-A.5 on arrive à :

$$\mathbf{V}_{\perp \alpha}^+ = \mathbf{V}_{\perp \alpha}^- - (1 + \sqrt{1 - q}) \delta m_{\beta} \delta m_{\gamma} \mathbf{R}_{\parallel \beta \gamma} B/A \quad (\text{A.6})$$

où α , β et γ correspondent aux rotations de \mathbf{a} , \mathbf{b} et \mathbf{c} . Ici, $\mathbf{R}_{\parallel \beta \gamma} = (\mathbf{R}_{\parallel \beta \mathbf{a}} - \mathbf{R}_{\parallel \gamma \mathbf{a}})$ et A et B sont :

$$B = \sum_{\alpha, \beta, \gamma} (\mathbf{R}_{\parallel \alpha \beta} \cdot \mathbf{V}_{\perp \gamma}^-)$$

et

$$A = \sum_{\alpha, \beta, \gamma} (\delta m_{\alpha} \delta m_{\beta} \mathbf{R}_{\parallel \alpha \beta}^2)$$

En utilisant les équations A.2, A.3 et A.6, on peut corriger une cellule déformée et trouver ainsi les positions et les vitesses de tous les coins à la fin du pas temporel δt_n .

Ce système a été fait spécialement pour nos expériences et nous donne un système de contrôle et de correction des pathologies des cellules dans le code DUED :

1. Le maillage est contrôlé au temps t_n et l'on essaie de voir si le maillage est pathologique pour le temps t_{n+1} . Si c'est le cas, on passe au passage suivant, en faisant les correction, sinon on peut continuer l'exécution normale du code.

2. Une fois qu'on a déterminé la pathologie qui a le δt^* minimum, on recalcule ses positions et vitesses en utilisant les équations A.2, A.3 et A.6.
3. On revient au point de contrôle 1. Cette boucle est répétée jusqu'à que l'on arrive à ne plus avoir des distorsions pour ce pas temporel. Puis on avance temporellement.

A.3.1.3 Résultats

Nous avons appliquée le modèle décrit dessus au code numérique DUED. Les résultats sont très satisfaisants. Comme on peut le voir sur la figure A.6 qui montre une simulation de l'expérience. En haut le code sans correction, ou on peut remarque un groupe de cellule *pathologique* et en bas le code au même instant temporel avec la correction.

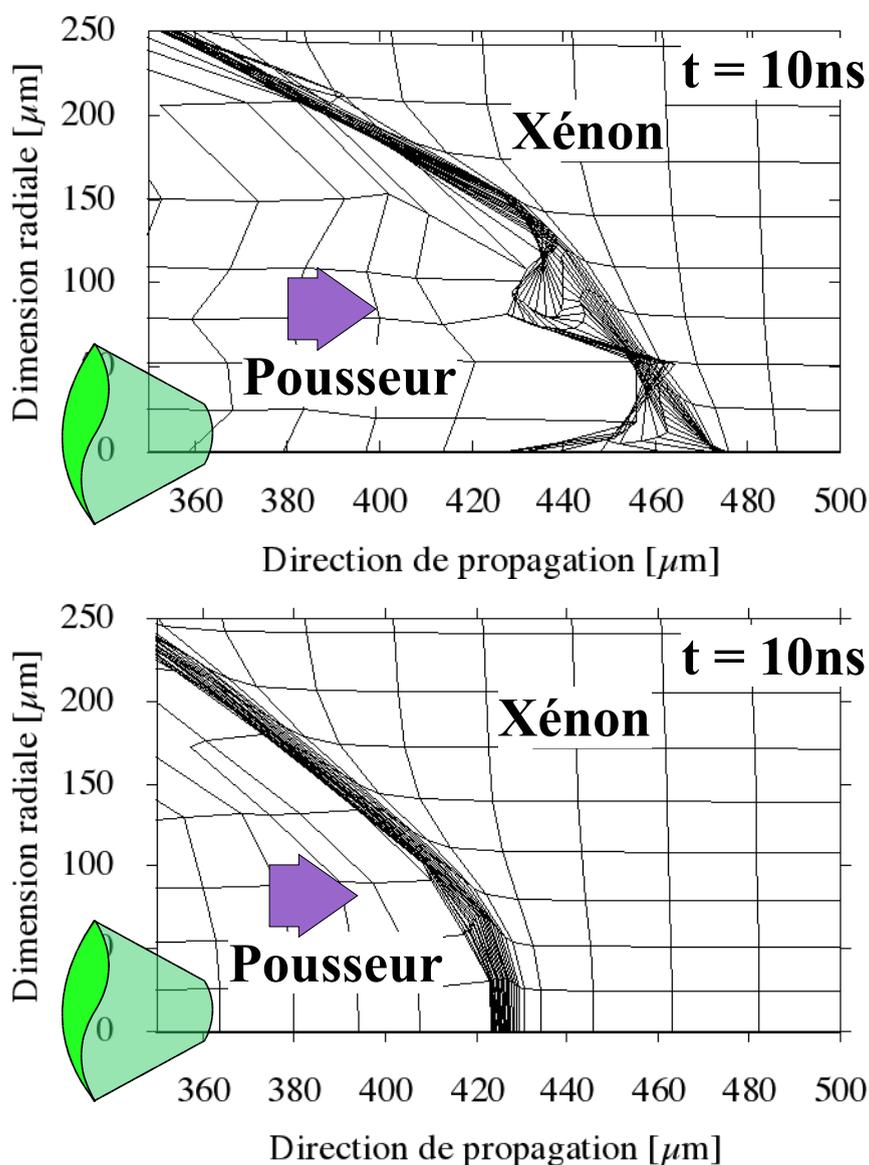


Figure A.6 Application du modèle collisionnel au code.

Comme l'on peut voir, les cellules ne se croisent plus ; de plus, la partie concernée par le problème est celle qui concerne le choc et donc très sensible pour le code ; En effet, on voit que la position du choc se trouve à des endroits différents dans les deux cas.

A.4 1D *versus* 2D

Les questions qui se posent lorsqu'on utilise différents codes de simulation pour analyser et interpréter les expériences, sont liées à leur cohérence réciproque. Il faut donc pouvoir comparer leur résultats en essayant de répondre aux questions suivantes :

- Comment effectuer la comparaison ?
- Quelles sont les différences qui existent entre les deux codes ?

Nous avons pu faire tourner les deux codes (MULTI et DUED) sur nos propres ordinateurs en ayant les codes sources et les outils numériques de visualisation.

Le premier pas est de *reduire* les possibilités du code DUED en faisant des simulations mono-dimensionnelles, il faut savoir qu'il est possible de faire ce type de simulations, mais il faut utiliser des astuces avoir les memes condition que pour un code *purement* 1D :

1. On utilise une seule maille radiale
2. On dirige un faisceau laser parallèle à la direction de propagation (non focalisé)
3. On ne permet pas au maillage de pouvoir se déformer radialement
4. On n'autorise pas au rayonnement de sortir par les parois externes.

A ce stade, il est alors possible d'effectuer des simulations semblables avec les deux codes. Signalons aussi les autre point en commun :

Maillage spatial : le maillage spatial, tout comme la température de départ, les densités et l'ionisation sont les mêmes pour les deux codes au temps zéro.

Irradiation laser : les deux codes peuvent tourner utilisant l'interaction laser matière. On va donc comparer des simulations qui utilisent la même impulsion laser (intensité et forme temporelle)

Hydrodynamique (EOS) : les deux codes utilisent les mêmes tables d'équation d'état, SESAME bien que DUED puisse utiliser des modèles internes.

Rayonnement : les deux codes utilisent les mêmes tables d'opacité de Planck et de Rosseland

DUED et MULTI sont donc tout à fait comparables, mais demeure certaines différences que nous cherchons à tester par la suite. Par exemple l'interpolation

des tables (équation d'état et opacité) n'est pas identique et plus important, la méthode de résolution de l'équation du transfert radiatif est différente (approximation à deux flux pour MULTI et de diffusion pour DUED).

A.4.1 Comparaison hydrodynamique

On montre sur la figure A.7 une comparaison sur l'hydrodynamique dans l'interaction laser matière. Étant donnée la nature *lagrangienne* des deux codes, on représente l'évolution de la pression dans chaque cellule au cours du temps.

On remarque que les deux codes se ressemblent beaucoup, pour une cible bi-couche de plastique-titane (configuration de l'expérience 2002). Le laser avait une intensité maximale de $4 \times 10^{13} \text{W/cm}^2$

Le code MULTI a montré sa fiabilité dans les dix dernières années d'utilisation au laboratoire LULI à reproduire les expériences de choc laser. Si dans la même configuration, le code DUED arrive à donner les mêmes résultats numériques, on s'assure de sa validité et nous permet d'avoir une base solide pour exploiter ce code en géométrie cylindrique 2D.

A.4.2 Comparaison radiative

En utilisant la même simulation que pour la figure A.7, on compare sur la figure A.8 l'évolution de la température dans les cellules de Xe. On peut voir ici aussi que les deux codes (utilisant DUED en 1D), se ressemblent beaucoup. On remarque que la ligne qui représente le choc, a la même inclinaison (donc la même vitesse), car le maillage est égal pour les deux simulations.

Pour la partie du précurseur (région à droite du choc), dans DUED le front d'ionisation se propage un peu plus vite que dans MULTI (en effet la différence en vitesse est de 6%). On suppose que cette différence est liée au schéma de résolution de l'équation du transfert radiatif.

Ce type de comparaison peut être assez brutale, car on compare en même temps la partie hydrodynamique et la partie radiative. Il est difficile donc de comprendre d'où proviennent les différences entre les deux codes, bien qu'elles soient minimales. Pour tout cela, il faudrait effectuer des comparaisons exhaustives, ce qui va au-delà du but de cette thèse. Notre but, dans ce cas particulier est de montrer que le nouveau code DUED, qu'on exploite pour valider certains aspects des expériences de laboratoire, est fiable comme le code 1D MULTI utilisée par l'équipe dans les dernières années [Grandjouan 1990, Huser *et al.* 2004, Benuzzi 1997].

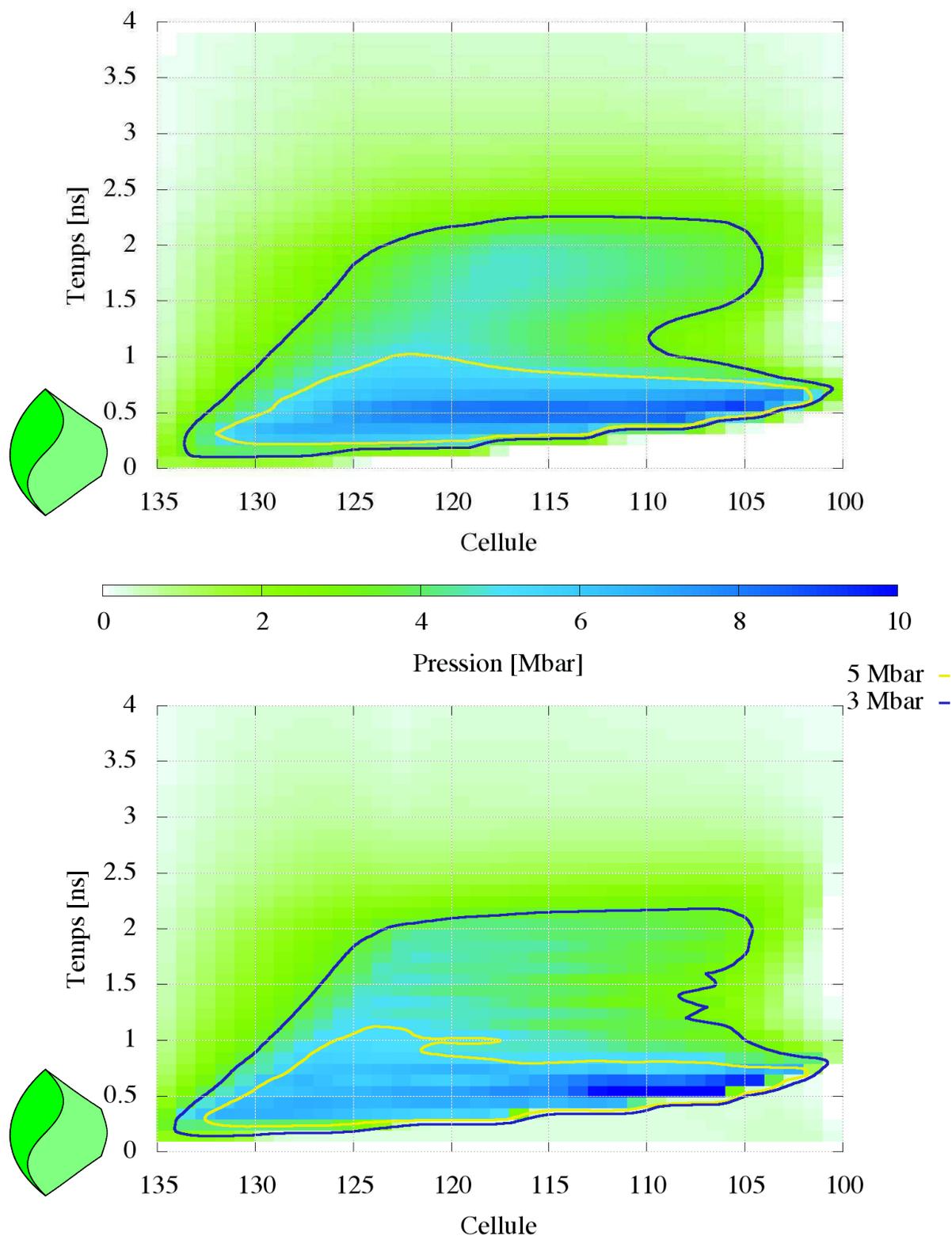


Figure A.7 Comparaison entre le code 1D MULTI (en haut) et le code DUED en 1D (en bas), pour une cible de CH-Ti.

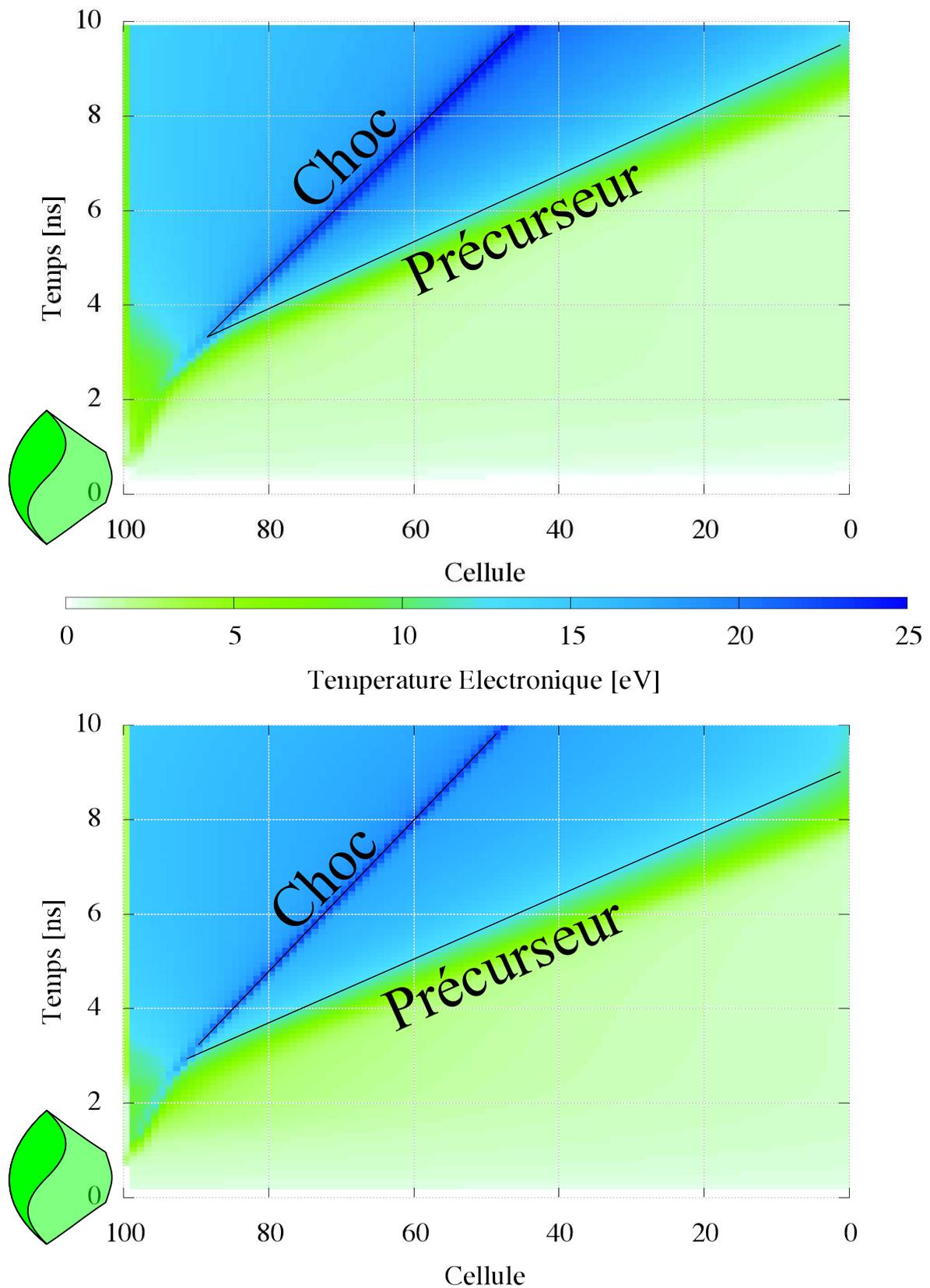


Figure A.8 Comparaison entre le code 1D MULTI (en haut) et le code DUED en 1D (en bas), pour une cible de Xénon.

A.5 Effets du rayonnement en géométrie cylindrique

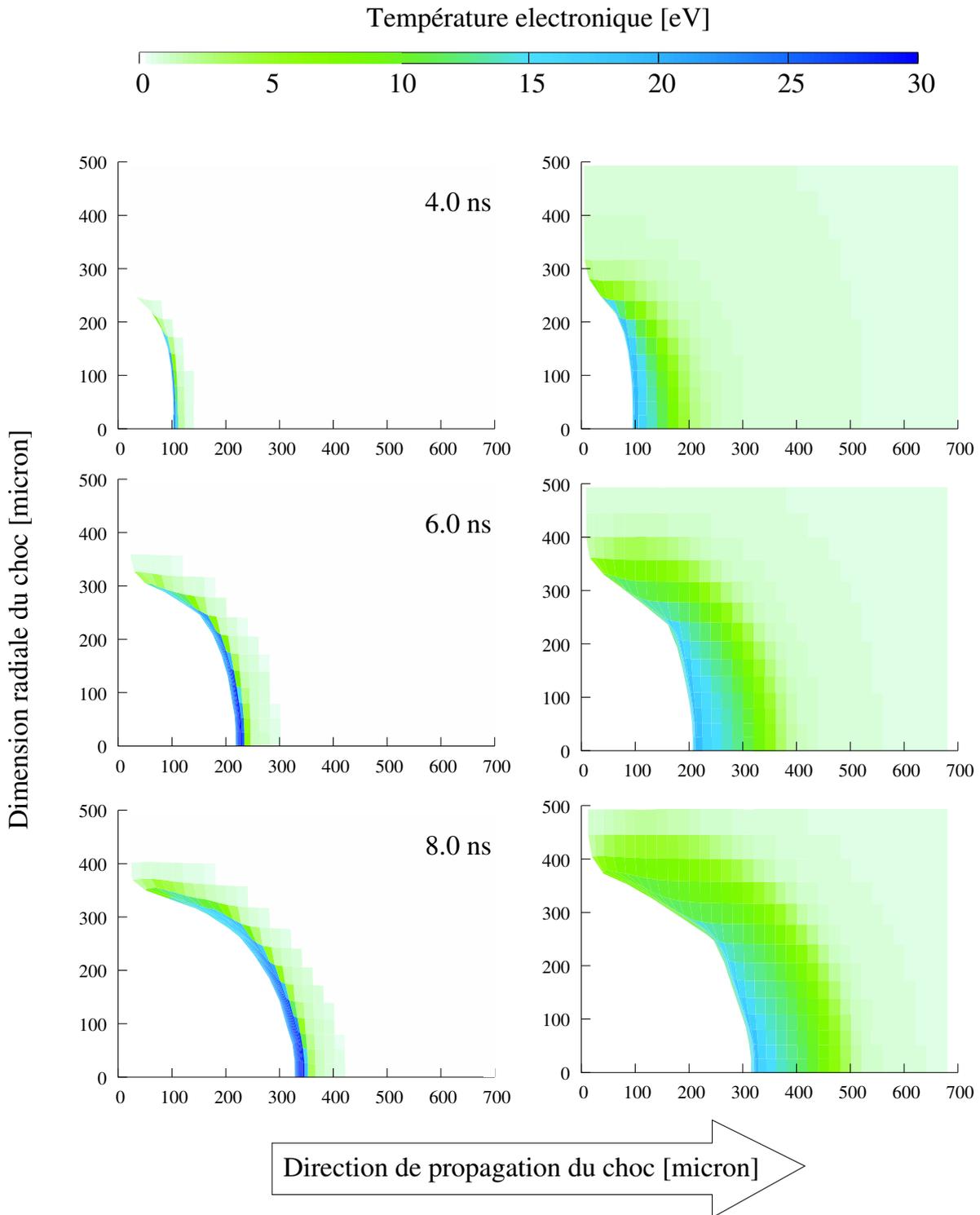


Figure A.9 Comparaison entre le cas radiatif (*gauche*) et le cas hydrodynamique (*gauche*) pur pour le code DUED en 2D, pour une cible de Xénon.

Sur la figure A.9, je montre l'évolution du front de choc donnée par le code DUED à trois instants : 4, 6 et 8 ns après le début de la simulation. À gauche

on présente le cas hydrodynamique pur (sans transfert radiatif) et à droite la même simulation mais avec le traitement du rayonnement.

On remarque que, dans le deux cas, l'hydrodynamique est identique : la forme du front de choc évolue de façon très semblable. Une petite remarque est à faire sur ce point ; en effet avec le rayonnement, l'évolution du choc est un peu plus chaotique et mène à la formation d'un coin artificiel visible sur les images de droite. Cet aspect peut être amélioré en augmentant le nombre de cellules à l'endroit problématique, mais en augmentant sensiblement le temps de calcul.

Pour pouvoir mieux comprendre comment les diagnostics sont sensibles à ces deux cas (hydrodynamique pur et radiatif), voir la figure B.4 dans la suite, où l'on compare l'émission en face arrière du diagnostic VDC à partir de deux simulations DUED, l'une avec et l'autre sans le rayonnement (à gauche et à droite respectivement).

Outil numériques développés

Au cours de cette thèse, un grand nombre d'outil numériques ont été utilisées ou créés. D'une part le post-processeur graphique de MULTI et DUED ont été réécrits pour qu'il soient plus souples et utilisables.

D'autre part, comme déjà montre au cours du manuscrit d'autres codes numériques on permis de reproduire et comparer les images expérimentales aux résultats des simulations. Par exemple, le tracé de rayons pour reproduire les images issues des diagnostic transverses, ou pour la reconstruction des images d'émissivité en face arrière.

B.1 Post-Processeurs graphiques pour les codes 1D et 2D

Différents post processeurs graphiques ont été développé à la fois pour le code 1D MULTI et à la fois pour le code 2D DUED :

`multiplot.tk` pour les variables hydrodynamiques de MULTI

`multiradpost.tk` pour l'étude de la radiation dans MULTI

`duedpost.tk` pour les variables hydrodynamiques de DUED

`duedmono.tk` pour les valeurs de DUED le long de l'axe de révolution (symétrie cylindrique)

Les 4 sont écrits en `tcl/tk`¹, qui est un langage de *scripting* c'est-à-dire qu'il n'a pas besoin d'être compilé et obtenir un fichier binaire avant d'être exécuté, mais il est lu et interprété *runtime*, au moment du lancement par un programme « interprète » qui est disponible pour toutes les architectures, librement (*open-source*) et gratuitement.

Pour le post-processeur de MULTI (`multiplot.tk`), un ultérieur programme a été créé : `lettore` c'est un programme en C qui se charge de convertir les fichiers binaires de MULTI en fichier de données sous forme textuelle. Ce programme à vrai dire à été créé avant d'avoir la possibilité de faire « tourner » les simulations sur son propre ordinateur, c'est pour ça qu'il peut extraire les données enregistrées par le code sous forme de *record*² et de pouvoir ex-

¹<http://www.tcl.tk/software/tcltk/>

²en Fortran77, le langage de MULTI, les données binaires sont écrites au milieu d'une entête et une queue. Pour les extraire, il faut les récupérer au milieu.

traire d'un fichier binaire écrit indifféremment sur une architecture *big-endian* (comme les ordinateurs SUN où était installé MULTI) ou *little-endian* (comme les ordinateurs INTEL).

Le moteur graphique des interfaces graphiques est **gnuplot**³, logiciel libre, open-source et gratuit. Il permet de faire des plot en 2D, 3D et aussi des contour (surfaces) en 4D. Il est très flexible et peut être utilisé à partir de son interprète interne ou bine en lui passant les commandes en *pipe* c'est-à-dir que la commandes sont générées par notre programme **multipost.tk** et envoyée comme entrée dans **gnuplot**.

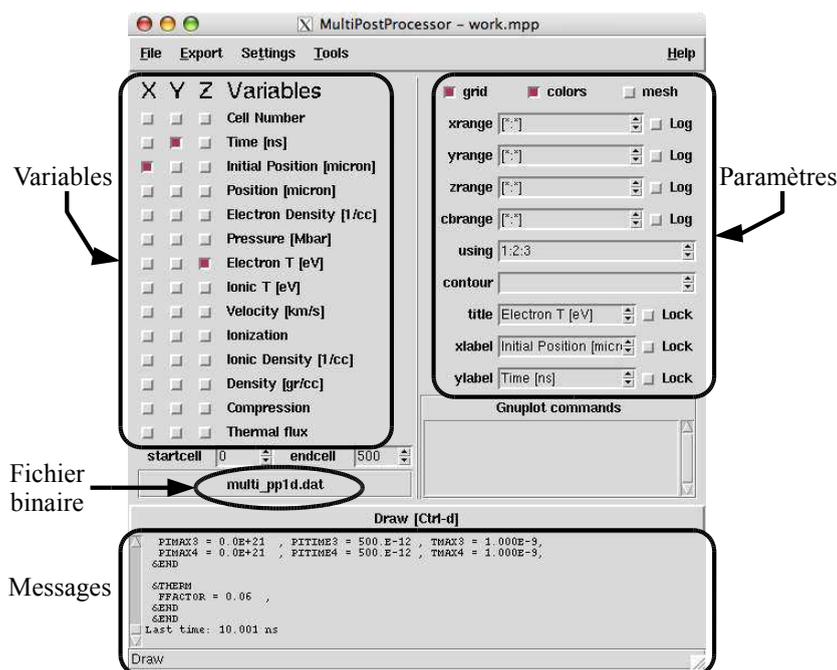


Figure B.1 Fenêtre principale du programme **multipost.tk**

On décrit maintenant brièvement l'interface du *post-processeur* graphique e MULTI. Il se présente comme en figure B.1. Le programme est aussi doté d'un éditeur pour la *namelist* de la simulation et d'un outil d'aide pour créer le maillage (et qui permet de pouvoir créer facilement un maillage régulier et optimale).

Il est possible de créer ou modifier une simulation, la lancer et dessiner les graphiques sans abandonner le programme. En suite, on peut exporter les données sous forme *brute* textuelle ou sous un format graphique vectoriel (Post-Script, EPS, PDF ou SVG) ou *raster* (JPEG, GIF, PNG). Il est possible de créer aussi des films pour montrer l'évolution d'une variable au cours du temps (Pour certaines de ces options, il nécessite d'une version de **gnuplot** assez récente (version ≥ 4.0) qui utilise des bibliothèques extérieures comme les **libgd**⁴ et

³<http://www.gnuplot.info/>

⁴<http://www.boutell.com/gd>

les `pdflib`⁵ ou encore des programmes externes comme `mencoder`⁶).

B.2 Tracé de rayon (Mach-Zender transverse et GOI)

Sur la figure B.2 on montre le principe de base du calcul à l'aide d'un schéma. En supposant la symétrie cylindrique et à partir d'une simulation DUED (la région en tirets sur la figure), on reconstruit l'image telle qu'elle apparaît sur le GOI en traçant un grand nombre (~ 1000) de rayons et tenant compte de la réfraction et de l'absorption données par les modèles exposés auparavant (section 5.4.1). La déflexion du faisceau et la variation du chemin optique (et donc de la phase) sont calculées à chaque pas avec la formule classique de Snell-Descartes.

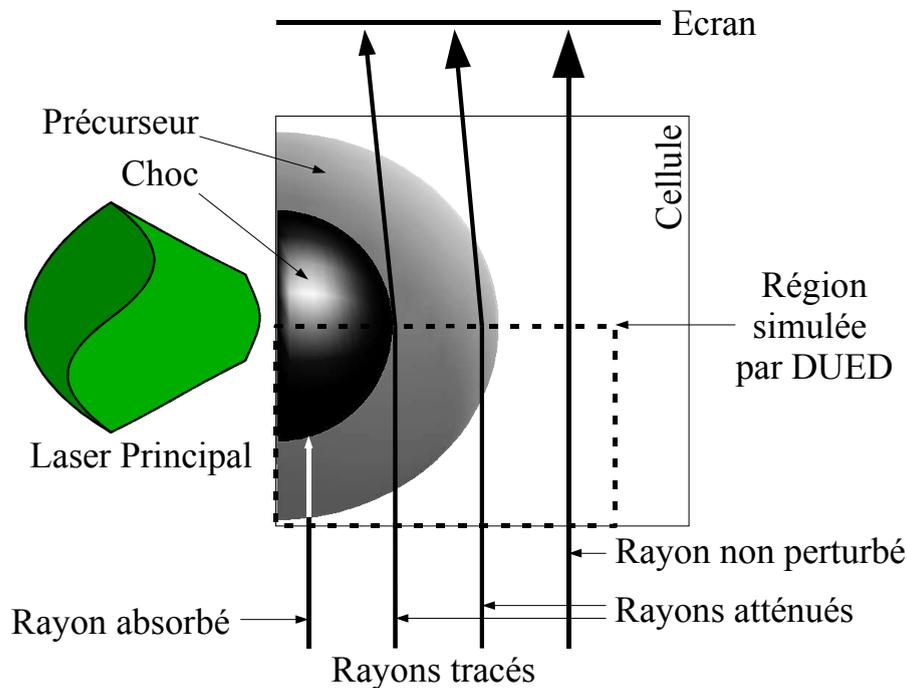


Figure B.2 Principe du tracé de rayons pour la reconstruction de l'image du GOI.

Les rayons sont tracés en 2D le long de l'axe de propagation pour reconstruire les diagnostic d'interférométrie ou en 3D pour les images des GOI. Il est donc possible de reconstruire les images des différents diagnostics transverses. On a montré dans le chapitre 5 diverses images issues de ce tracée de rayons (5.44 pour le diagnostic VISAR transverse, 5.53 pour le diagnostic GOI). Il est aussi possible de reconstruire les interférogrammes du diagnostic Mach-Zehnder (figure 4.35) transverse pour comprendre l'influence de l'angle de déphasage entre les deux chemins dans les deux bras de l'interféromètre.

⁵<http://www.pdfliib.com>

⁶<http://www.mplayerhq.hu>

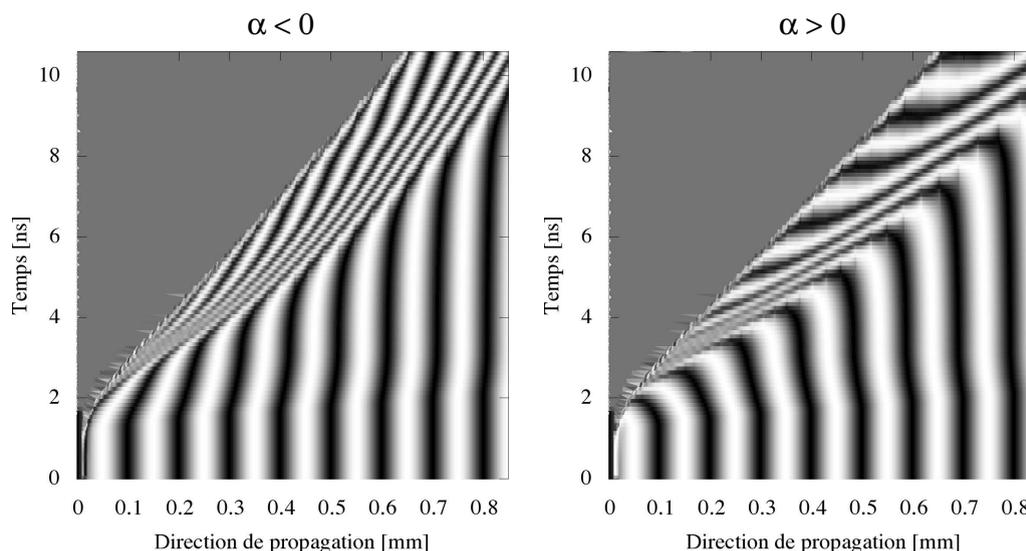


Figure B.3 Reconstruction des interferogrammes expérimentales de figure 4.35. A gauche pour $\alpha < 0$, les franges sont « pliées » dans le sens positif de x . A droite pour $\alpha > 0$, les franges « reviennent en arrière », dans le sens négatif

B.3 Reconstruction de l’image d’émissivité

On voit sur les images d’émissivité (figure 5.28) une première émission due au choc lorsqu’il traverse la couche de plastique (pour les expériences de 2005) et puis une émission plus importante due au choc lorsqu’il débouche dans le gaz.

Pour comparer ces images avec les simulations numériques, il faut (comme nous l’avons fait pour la validation du diagnostic au début du chapitre 5) faire un calcul de transfert radiatif à l’intérieur de la cellule (figure 5.10). Etant donné que dans les deux campagnes expérimentales, le diagnostic concerne seulement les photons émis dans le spectre visible (une bande étroite en 2005 et presque tout le spectre visible en 2002), on peut dire que le mécanisme d’absorption des photons est principalement dû à l’absorption free-free. On utilise donc l’opacité donnée par la formule 5.4 et on calcule le transfert radiatif supposant une émission à l’ETL pour chaque cellule de la simulation.

Pour obtenir la reconstruction de l’émissivité expérimentale, on calcule le flux de rayonnement dans la cellule à partir des profils de densité et de température donnés par les simulations bidimensionnelles.

Afin d’évaluer l’importance des effets radiatifs dans nos expériences, nous avons reconstruit le diagnostic VDC dans le cas hydrodynamique pur (sans rayonnement) et global (avec rayonnement).

Comme on peut le voir (figure B.4), l’expansion radiale du front de choc est identique dans les deux cas. Sur la figure B.5 on montre une coupe verticale des deux cas traités précédemment. Dans le cas radiatif la température observable est beaucoup plus faible (16 eV) que pour le cas sans rayonnement (27 eV).

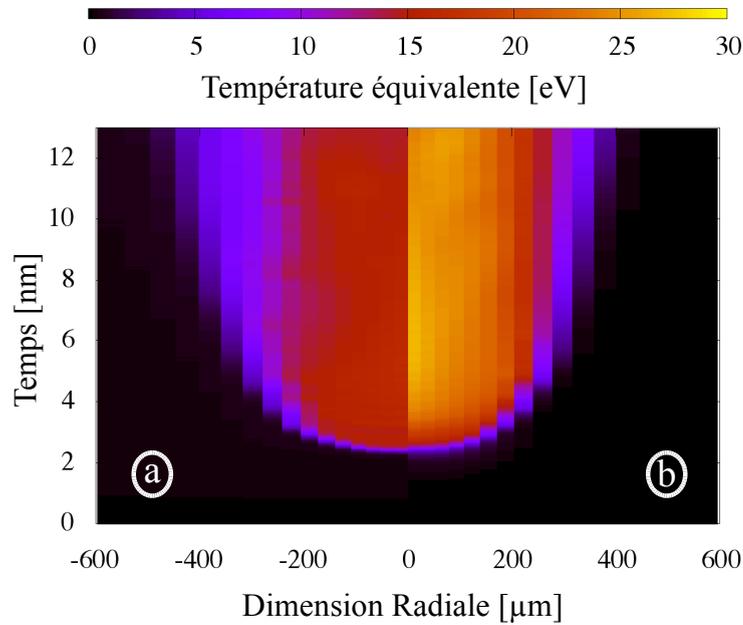


Figure B.4 Reconstruction des cas radiatif et hydrodynamique pur de l'émission en face arrière telle que recueillie par le diagnostic VDC. a) cas avec rayonnement, b) cas sans rayonnement.

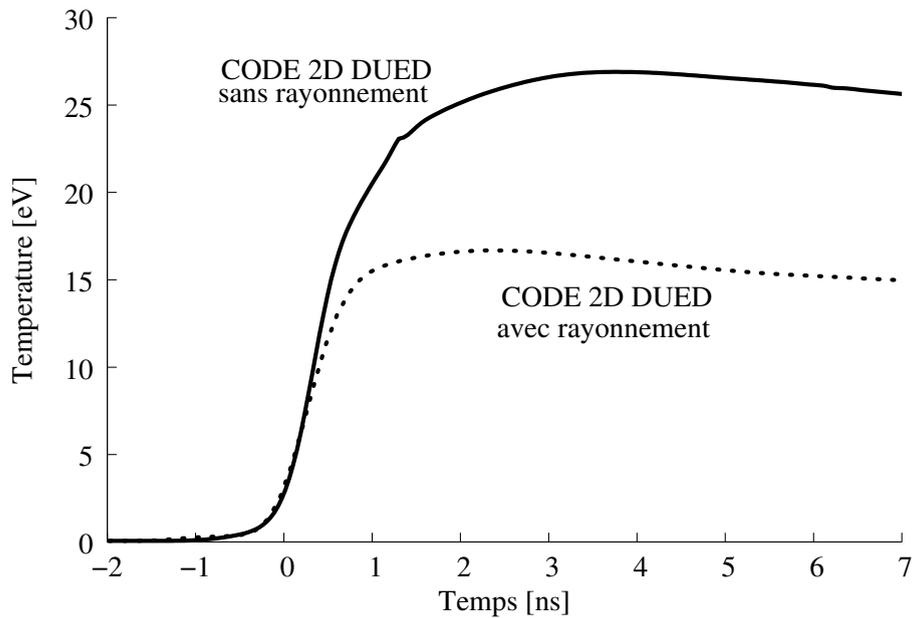


Figure B.5 Différence d'émissivité pour le code DUED avec et sans transfert de rayonnement.

Aspects multi-dimensionnels de la propagation

Les aspects multidimensionnels de la propagation du choc sont très importants, en géométrie sphérique tout comme en géométrie cylindrique. Dans cette partie, on va tenter une approche analytique du problème de l'expansion du front de choc en géométrie cylindrique.

C.1 Expansion du front de choc

La question à laquelle on souhaite répondre est liée à l'expansion radiale du front de choc.

En partant de l'équation non linéaire de la chaleur [Zel'dovich & Raizer 1967, Mihalas *et al.* 1986] :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r^k} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^k T^n \frac{\partial T}{\partial r} \right) ; \text{ où } k = \begin{cases} 0 & \text{plan} \\ 1 & \text{cylindre} \\ 2 & \text{sphère} \end{cases} \quad (\text{C.1})$$

On cherche une solution $T(r, t)$ des deux variables r et t , en essayant de trouver une forme autosemblable du type

$$T(r, t) = t^\delta \hat{T}(\hat{r}) ; \text{ où } \hat{r} = r/t^\mu$$

Cela permet de simplifier le problème car, maintenant la nouvelle fonction $\hat{T}(\hat{r})$ est à une seule variable. Il reste à trouver les exposants δ et μ .

La partie gauche de C.1 devient alors :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \delta t^{\delta-1} \hat{T} + t^\delta \frac{\partial \hat{r}}{\partial t} \frac{d\hat{T}}{d\hat{r}}$$

mais $\frac{\partial \hat{r}}{\partial t} = -\mu \frac{\hat{r}}{t}$ et donc :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = t^{\delta-1} \left(\delta \hat{T} - \mu \hat{r} \frac{d\hat{T}}{d\hat{r}} \right)$$

maintenant on passe à la partie droite de l'équation C.1 et au terme $\frac{\partial T}{\partial r}$:

$$\frac{\partial T}{\partial r} = t^{\delta-\mu} \frac{d\hat{T}}{d\hat{r}}$$

la partie entre parenthèses de l'équation C.1 devient alors :

$$r^k T^n \frac{\partial T}{\partial r} = t^{\delta(n+1)+\mu(k-1)} \hat{r}^k \hat{T}^n \frac{d\hat{T}}{d\hat{r}}$$

et donc

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(r^k T^n \frac{\partial T}{\partial r} \right) = t^{\delta(n+1)+\mu(k-2)} \frac{d}{d\hat{r}} \left(\hat{r}^k \hat{T}^n \frac{d\hat{T}}{d\hat{r}} \right)$$

on peut donc exprimer en fonction des nouvelles variables la partie droite de C.1 :

$$\frac{1}{r^k} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^k T^n \frac{\partial T}{\partial r} \right) = t^{\delta(n+1)-2\mu} \frac{1}{\hat{r}^k} \frac{d}{d\hat{r}} \left(\hat{r}^k \hat{T}^n \frac{d\hat{T}}{d\hat{r}} \right)$$

l'équation C.1 s'écrit alors :

$$\delta t^{\delta-1} \hat{T} + t^{\delta} \frac{\partial \hat{T}}{\partial t} \frac{d\hat{T}}{d\hat{r}} = t^{\delta(n+1)-2\mu} \frac{1}{\hat{r}^k} \frac{d}{d\hat{r}} \left(\hat{r}^k \hat{T}^n \frac{d\hat{T}}{d\hat{r}} \right)$$

soit :

$$\delta \hat{T} - \mu \hat{r} \frac{d\hat{T}}{d\hat{r}} = t^{\delta n+1-2\mu} \frac{1}{\hat{r}^k} \frac{d}{d\hat{r}} \left(\hat{r}^k \hat{T}^n \frac{d\hat{T}}{d\hat{r}} \right) \quad (\text{C.2})$$

On peut remarquer que cette équation est une équation différentielle qui dépend uniquement de \hat{r} . On ne cherche pas à la résoudre, mais en revanche pour qu'elle soit auto-semblable, il faut que la dépendance de la variable t disparaisse, c'est pourquoi il faut poser la condition suivante :

$$\delta n + 1 - 2\mu = 0 \quad \text{donc} \quad \delta = \frac{2\mu - 1}{n}$$

maintenant il nous faut une autre équation pour μ . On prend l'équation de conservation de l'énergie :

$$\int T r^k dr = \text{constante}$$

dans nos nouvelles variables ($\hat{\quad}$) on a :

$$t^{\delta+\mu(k+1)} \int \hat{T} \hat{r}^k d\hat{r} = \text{constante}$$

qui nous donne la nouvelle condition :

$$\delta + \mu(k + 1) = 0 \quad \text{donc} \quad \delta = -\mu(k + 1)$$

En prenant les deux conditions, on élimine la dépendance de δ :

$$-(k + 1)\mu = \delta = \frac{2\mu - 1}{n}$$

donc on obtient le valeur du paramètre μ :

$$\mu = \frac{1}{n(k + 1) + 2} \tag{C.3}$$

Etant donné que $r = \hat{r}t^\mu$, μ représente le valeur d'échelle qui nous intéresse. n est la conductivité, qui selon le modèle de [Spitzer 1962] vaut 5/2.

Donc, selon la géométrie, on obtient

$$r \propto \begin{cases} t^{1/4.5} & \text{plane} \\ t^{1/7} & \text{cylindrique} \\ t^{1/9.5} & \text{sphérique} \end{cases} \tag{C.4}$$

Liste de mes Publications

- [1] A. Aliverdiev, D. Batani, V. Malka, Vinci, T., M. Koenig, A. Benuzzi-Mounaix, and R. Dezulian. Time-Resolved Analysis of High-Power-Laser Produced Plasma Expansion in Vacuum. In *AIP Conf. Proc. 762 : Rarefied Gas Dynamics : 24th International Symposium on Rarefied Gas Dynamics*, pages 419–424, May 2005.
- [2] A. Benuzzi-Mounaix, E. Henry, M. Koenig, A. Ravasio, Vinci, T., S. Le Pape, N. Ozaki, G. Hüser, M. Rabec Le Gloahec, P. Loubeyre, and S. Brygoo. Laser driven shocks on pre-compressed targets : applications to Equation Of State studies. *APS Meeting Abstracts*, pages 1074P–+, November 2004.
- [3] A. Benuzzi-Mounaix, M. Koenig, A. Ravasio, Vinci, T., N. Ozaki, S. Lepape, M. Rabec Le Gloahec, C. Michaut, L. Boireau, S. Bouquet, S. Brygoo, E. Henry, P. Loubeyre, D. Riley, and K. Tanaka. High density energy physics experiments on LULI 2000 facility. *Journal de Physique IV*, 133 :1065–1070, June 2006.
- [4] R. Dezulian, F. Canova, S. Barbanotti, F. Orsenigo, R. Redaelli, Vinci, T., G. Lucchini, D. Batani, B. Rus, J. Polan, M. Kozlova, M. Stupka, A. R. Praeg, P. Homer, T. Havlicek, M. Soukup, E. Krousky, J. Skala, R. Dudzak, M. Pfeifer, H. Nishimura, K. Nagai, F. Ito, T. Norimatsu, A. Kilpio, E. Shashkov, I. Stuchebrukhov, V. Vovchenko, V. Chernomyrdin, and I. Krasuyk. Hugoniot data of plastic foams obtained from laser-driven shocks. *Physical Review E (Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics)*, 73(4) :047401, 2006.
- [5] R. Dezulian, F. Canova, S. Barbanotti, F. Orsenigo, R. Redaelli, Vinci, T., G. Lucchini, D. Batani, B. Rus, J. Polan, M. Kozlova, M. Stupka, A. R. Praeg, P. Homer, T. Havlicek, M. Soukup, E. Krousky, J. Skala, R. Dudzak, M. Pfeifer, H. Nishimura, K. Nagai, F. Ito, and T. Norimatsu. Equations of state data of plastic foams obtained from laser driven shocks at pals (prague asterix laser system). In Maurizio Lontano and Dimitri Batani, editors, *AIP Conference Proceedings*, volume 827, pages 376–381. AIP, 2006.
- [6] E. Henry, S. Brygoo, P. Loubeyre, M. Koenig, A. Benuzzi-Mounaix, A. Ravasio, and Vinci, T. Laser-driven shocks in precompressed water samples. *Journal de Physique IV*, 133 :1093–1095, June 2006.
- [7] G. Huser, A. Benuzzi-Mounaix, M. Koenig, B. Faral, N. Grandjouan, E. Henry, Vinci, T., D. Batani, M. Tomasini, B. Telaro, and F. Guyot.

- Experimental Study of Laser Shock-Released States of Iron into a LiF Window. In *American Institute of Physics Conference Series*, pages 1397–1400, July 2004.
- [8] G. Huser, M. Koenig, A. Benuzzi-Mounaix, E. Henry, **Vinci, T.**, B. Faral, M. Tomasini, B. Telaro, and D. Batani. Interface velocity of laser shocked Fe/LiF targets. *Physics of Plasmas*, 11 :L61+, October 2004.
- [9] G. Huser, M. Koenig, A. Benuzzi-Mounaix, E. Henry, **Vinci, T.**, B. Faral, M. Tomasini, B. Telaro, and D. Batani. Temperature and melting of laser-shocked iron releasing into an lif window. *Physics of Plasmas*, 12(6) :060701, 2005.
- [10] M. Koenig, A. Benuzzi, N. Grandjouan, S. Bouquet, S. Leygnac, C. Michaut, C. Stehlé, J.-P. Chièze, F. Thais, H. Merdji, D. Batani, **Vinci, T.**, and V. Malka. Radiative shock experiments at LULI. *APS Meeting Abstracts*, pages 1011–+, November 2002.
- [11] M. Koenig, A. Benuzzi-Mounaix, N. Ozaki, A. Ravasio, **Vinci, T.**, S. Lepape, K. Tanaka, and D. Riley. High Energy Density Physics on LULI2000 Laser Facility. In M. D. Furnish, M. Elert, T. P. Russell, and C. T. White, editors, *American Institute of Physics Conference Series*, pages 1421–1424, July 2006.
- [12] M. Koenig, A. Benuzzi-Mounaix, A. Ravasio, **Vinci, T.**, N. Ozaki, S. Lepape, D. Batani, G. Huser, T. Hall, D. Hicks, A. MacKinnon, P. Patel, H. S. Park, T. Boehly, M. Borghesi, S. Kar, and L. Romagnani. Progress in the study of warm dense matter. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 47 :B441–B449, December 2005.
- [13] M. Koenig, E. Henry, G. Huser, A. Benuzzi-Mounaix, B. Faral, E. Martinolli, S. Lepape, **Vinci, T.**, D. Batani, M. Tomasini, B. Telaro, P. Loubeyre, T. Hall, P. Celliers, G. Collins, L. Da Silva, R. Cauble, D. Hicks, D. Bradley, A. MacKinnon, P. Patel, J. Eggert, J. Pasley, O. Willi, D. Neely, M. Notley, C. Danson, M. Borghesi, L. Romagnani, T. Boehly, and K. Lee. High pressures generated by laser driven shocks : applications to planetary physics. *Nuclear Fusion*, 44 :208–+, December 2004.
- [14] M. Koenig, **Vinci, T.**, A. Benuzzi-Mounaix, S. Lepape, N. Ozaki, S. Bouquet, L. Boireau, S. Leygnac, C. Michaut, C. Stehle, J.-P. Chièze, D. Batani, T. Hall, K. Tanaka, and M. Yoshida. Radiative Shock Experiments At Luli. *Astrophysics and Space Science*, 298 :69–74, July 2005.
- [15] M. Koenig, **Vinci, T.**, A. Benuzzi-Mounaix, N. Ozaki, A. Ravasio, M. Rabec le Glohaec, L. Boireau, C. Michaut, S. Bouquet, S. Atzeni, A. Schiavi, O. Peyrusse, and D. Batani. Radiative shocks : An opportunity to study laboratory astrophysics. *Physics of Plasmas*, 13(5) :056504, 2006.
- [16] S. Le Pape, M. Koenig, **Vinci, T.**, E. Martinolli, A. Benuzzi-Mounaix, D. Hicks, P. Patel, A. MacKinnon, A.on, L. Romagnani, M. Borghesi,

- M.ghesi, and S. Kar. Novel diagnostic of low-z shock compressed material. *High Energy Density Physics*, 2(1-2) :1–6, june 2006.
- [17] S. Le Pape, M. Koenig, **Vinci, T.**, E. Martinolli, D. Hicks, A. MacKinnon, P. Patel, M. Borghesi, L. Romagnani, and T. Boehly. Novel Diagnostic of Shock Fronts in Low-Z Dense Plasmas. *Astrophysics and Space Science*, 298 :313–316, July 2005.
- [18] S. Leygnac, S. Bouquet, C. Stehlé, A. Benuzzi, J.-P. Boireau, J.-P. Chièze, N. Grandjouan, G. Huser, M. Koenig, V. Malka, H. Merdji, C. Michaut, F. Thais, and **Vinci, T.**. New radiative shocks experiment. In *SF2A-2002 : Semaine de l’Astrophysique Francaise*, pages 531–+, June 2002.
- [19] A. J. Mackinnon, P. K. Patel, R. P. Town, M. J. Edwards, T. Phillips, S. C. Lerner, D. W. Price, D. Hicks, M. H. Key, S. Hatchett, S. C. Wilks, M. Borghesi, L. Romagnani, S. Kar, T. Toncian, G. Pretzler, O. Willi, M. Koenig, E. Martinolli, S. Lepape, **Vinci, T.**, A. Benuzzi-Mounaix, P. Audebert, J. C. Gauthier, J. King, R. Snavely, R. R. Freeman, and T. Boehly. Proton radiography as an electromagnetic field and density perturbation diagnostic (invited). *Review of Scientific Instruments*, 75(10) :3531–3536, 2004.
- [20] C. Michaut, L. Boireau, **Vinci, T.**, S. Bouquet, M. Koenig, A. Benuzzi-Mounaix, N. Ozaki, C. Clique, and S. Atzeni. Experimental and numerical studies of radiative shocks. *Journal de Physique IV*, 133 :1013–1017, June 2006.
- [21] N. Ozaki, M. Koenig, A. Benuzzi-Mounaix, **Vinci, T.**, A. Ravasio, M. Esposito, S. Lepape, E. Henry, G. Hüser, K. A. Tanaka, W. Nazarov, K. Nagai, and M. Yoshida. Laser-driven flyer impact experiments at the LULI 2000 laser facility. *Journal de Physique IV*, 133 :1101–1105, June 2006.
- [22] A. B. Reighard, R. P. Drake, K. K. Dannenberg, D. J. Kremer, M. Grosskopf, E. C. Harding, D. R. Leibbrandt, S. G. Glendinning, T. S. Perry, B. A. Remington, J. Greenough, J. Knauer, T. Boehly, S. Bouquet, L. Boireau, M. Koenig, and **Vinci, T.**. Observation of collapsing radiative shocks in laboratory experiments. *Physics of Plasmas*, 13(8) :082901, 2006.
- [23] **Vinci, T.**, M. Koenig, A. Benuzzi-Mounaix, L. Boireau, S. Bouquet, S. Leygnac, C. Michaut, C. Stehlé, O. Peyrusse, and D. Batani. Density and Temperature Measurements on Laser Generated Radiative Shocks. *Astrophysics and Space Science*, 298 :333–336, July 2005.
- [24] **Vinci, T.**, M. Koenig, A. Benuzzi-Mounaix, C. Michaut, L. Boireau, S. Leygnac, S. Bouquet, O. Peyrusse, and D. Batani. Temperature and electron density measurements on laser driven radiative shocks. *Physics of Plasmas*, 13(1) :010702, 2006.
- [25] **Vinci, T.**, M. Koenig, A. Benuzzi-Mounaix, N. Ozaki, A. Ravasio, L. Boireau, C. Michaut, S. Bouquet, S. Atzeni, A. Schiavi, and O. Peyrusse.

Radiative shocks : New results for laboratory astrophysics. *Journal de Physique IV*, 133 :1039–1041, June 2006.

Bibliographie

- [Abdallah & Clark 1995] ABDALLAH, J. J. & CLARK, R., «Tops : A multi-group opacity code». *Los Alamos Scientific Report* **LA-10454**.
- [Amiranoff *et al.* 1982] AMIRANOFF, F., EIDMANN, K., SIGEL, R., FEDOSEJEVS, R., MAASWINKEL, A., TENG, Y.-L., KILKENNY, J. D., HARES, J. D., BRADLEY, D. K., MACGOWAN, B. J. & GOLDSACK, T. J., «The evolution of two-dimensional effects in fast-electron transport from high-intensity laser-plasma interactions». *Journal of Physics D Applied Physics* **15**, p. 2463–2468.
- [Atzeni 1986] ATZENI, S., «2-D Lagrangian studies of symmetry and stability of laser fusion targets». *Computer Physics Communications* **43**, p. 107–124.
- [Atzeni 2004] ATZENI, S., «Multigroup radiation diffusion in the two-dimensional, two-temperature lagarngian hydrodynamic code dued». *communication privée*.
- [Atzeni & Meyer-ter-Vehn 2004] ATZENI, S. & MEYER-TER-VEHN, J., *The Physics of Inertial Fusion : Beam-Plasma Interaction, Hydrodynamics, Hot Dense Matter.*, tome 46. Oxford Science Publications.
- [Atzeni *et al.* 2005] ATZENI, S., SCHIAVI, A., CALIFANO, F., CATTANI, F., CORNOLTI, F., DEL SARTO, A., LISSEIKINA, T., MACCHI, A. & PEGORARO, F., «Fluid and kinetic simulation of inertial confinement fusion plasmas». *Computer Physics Communications* **169**, p. 153–159.
- [Barker 1971] BARKER, L. M., «Velocity Interferometer Data Reduction». *Review of Scientific Instruments* **42**, p. 276–+.
- [Barker & Hollenbach 1970] BARKER, L. M. & HOLLENBACH, R. E., «Shock-wave studies of pmma, fused silica, and sapphire». *Journal of Applied Physics* **41**, no. 10, p. 4208–4226.
- [Barker & Schuler 1974] BARKER, L. M. & SCHULER, K. W., «Correction to the velocity-per-fringe relationship for the visar interferometer». *Journal of Applied Physics* **45**, no. 8, p. 3692–3693.
- [Basov *et al.* 1967] BASOV, N. G., KROKHIN, O. N. & SKLIZKOV, G. V., «Laser application for the production and diagnostics of pulsed plasma». *Applied Optics* **6**, p. 1814–+.
- [Benuzzi 1997] BENUZZI, A., *Génération de hautes pressions par choc laser : application à la mesure d'équations d'état*. Thèse de docto-

rat, Ecole Polytechnique, <http://www.imprimerie.polytechnique.fr/Theses/Files/benuzzi.pdf>.

- [Benuzzi *et al.* 1995] BENUZZI, A., DE WISPELAERE, E., KRISHNAN, J., DESCAMPS, D., KOENIG, M. & MALKA, V., «Calibration temporelle et spectrale d'une caméra visible à balayage de fente». *Rapport technique, LULI*.
- [Benuzzi *et al.* 1998a] BENUZZI, A., KOENIG, M., FARAL, B., KRISHNAN, J., PISANI, F., BATANI, D., BOSSI, S., BERETTA, D., HALL, T., ELLWI, S., HÜLLER, S., HONRUBIA, J. & GRANDJOUAN, N., «Preheating study by reflectivity measurements in laser-driven shocks». *Physics of Plasmas* **5**, p. 2410–2420.
- [Benuzzi *et al.* 1998b] BENUZZI, A., KOENIG, M., KRISHNAN, J., FARAL, B., NAZAROV, W., TEMPORAL, M., BATANI, D., MÜLLER, L., TORSIELLO, F., HALL, T. & GRANDJOUAN, N., «Dynamics of laser produced shocks in foam-solid targets». *Physics of Plasmas* **5**, p. 2827–2829.
- [Benuzzi *et al.* 1996] BENUZZI, A., LÖWER, T., KOENIG, M., FARAL, B., BATANI, D., BERETTA, D., DANSON, C. & PEPLER, D., «Indirect and direct laser driven shock waves and applications to copper equation of state measurements in the 10-40 Mbar pressure range». *Physical Review E* **54**, p. 2162–2165.
- [Benuzzi-Mounaix *et al.* 2002] BENUZZI-MOUNAIX, A., KOENIG, M., HUSER, G., FARAL, B., BATANI, D., HENRY, E., TOMASINI, M., MARCHET, B., HALL, T. A., BOUSTIE, M., DE RESSÉGUIER, T., HALLOUIN, M., GUYOT, F., ANDRAULT, D. & CHARPIN, T., «Absolute equation of state measurements of iron using laser driven shocks». *Physics of Plasmas* **9**, p. 2466–+.
- [Bethe 1997] BETHE, H. A., «Supernova Shock. VIII.». *Astrophysical Journal* **490**, p. 765–+.
- [Bett *et al.* 1995] BETT, T. H., JINKS, P., STEVENSON, R. M., DANSON, C. N., PEPLER, D. A. & ROSS, I. N., «Binary phase zone-plate arrays for laser-beam spatial-intensity distribution conversion». *Applied Optics* **34**, p. 4025–+.
- [Blondin *et al.* 1998] BLONDIN, J. M., WRIGHT, E. B., BORKOWSKI, K. J. & REYNOLDS, S. P., «Transition to the Radiative Phase in Supernova Remnants». *Astrophysical Journal* **500**, p. 342–+.
- [Blue *et al.* 2005] BLUE, B. E., WEBER, S. V., GLENDINNING, S. G., LANIER, N. E., WOODS, D. T., BONO, M. J., DIXIT, S. N., HAYNAM, C. A., HOLDER, J. P., KALANTAR, D. H., MACGOWAN, B. J., NIKITIN, A. J., REKOW, V. V., WONTERGHEM, B. M. V., MOSES, E. I., STRY, P. E., WILDE, B. H., HSING, W. W. & ROBNEY, H. F., «Expe-

- rimental investigation of high-mach-number 3d hydrodynamic jets at the national ignition facility». *Physical Review Letters* **94**, no. 9, p. 095005.
- [Borghesi *et al.* 2001] BORGHESI, M., SCHIAVI, A., CAMPBELL, D. H., HAINES, M. G., WILLI, O., MACKINNON, A. J., GIZZI, L. A., GALIMBERTI, M., CLARKE, R. J. & RUHL, H., «Proton imaging : a diagnostic for inertial confinement fusion/fast ignitor studies». *Plasma Physics and Controlled Fusion* **43**, p. A267+.
- [Borkowski & Szymkowiak 1997] BORKOWSKI, K. J. & SZYMKOWIAK, A. E., «X-Ray Emission from Dust in Hot Plasmas». *Astrophysical Journal, Letters* **477**, p. L49+.
- [Bouquet *et al.* 2004] BOUQUET, S., STÉHLÉ, C., KOENIG, M., CHIÈZE, J.-P., BENUZZI-MOUNAIX, A., BATANI, D., LEYGNAC, S., FLEURY, X., MERDJI, H., MICHAUT, C., THAIS, F., GRANDJOUAN, N., HALL, T., HENRY, E., MALKA, V. & LAFON, J.-P. J., «Observation of Laser Driven Supercritical Radiative Shock Precursors». *Physical Review Letters* **92**, no. 22, p. 225001+.
- [Bouquet *et al.* 2000] BOUQUET, S., TEYSSIER, R. & CHIEZE, J. P., «Analytical Study and Structure of a Stationary Radiative Shock». *Astrophysical Journal, Supplement* **127**, p. 245–252.
- [Bozier *et al.* 2000] BOZIER, J. C., LE BRETON, J. P., JALINAUD, T. & VALADON, J., «A New Supercritical Shock Wave Regime». *Astrophysical Journal, Supplement* **127**, p. 253–260.
- [Bozier *et al.* 1986] BOZIER, J. C., THIELL, G., LE BRETON, J. P., AZRA, S. & DECROISETT, M., «Experimental observation of a radiative wave generated in xenon by a laser-driven supercritical shock». *Physical Review Letters* **57**, p. 1304–1307.
- [Braun *et al.* 2006] BRAUN, D. G., BRADLEY, D. K., COLLINS, G. W., MOON, S. J. & MUNRO, D. H., «The design of direct drive targets for high pressure relative equation of state experiments». *submitted to : journal High Pressure Research*.
- [Calvet & Gullbring 1998] CALVET, N. & GULLBRING, E., «The Structure and Emission of the Accretion Shock in T Tauri Stars». *Astrophysical Journal* **509**, p. 802–818.
- [Celliers & Ng 1993] CELLIERS, P. & NG, A., «Optical probing of hot expanded states produced by shock release». *Physical Review E* **47**, p. 3547–3565.
- [Celliers *et al.* 2004a] CELLIERS, P. M., BRADLEY, D. K., COLLINS, G. W., HICKS, D. G., BOEHLY, T. R. & ARMSTRONG, W. J., «Line-imaging velocimeter for shock diagnostics at the omega laser facility». *Review of Scientific Instruments* **75**, p. 4916–4929.

- [Celliers *et al.* 1998] CELLIERS, P. M., COLLINS, G. W., DA SILVA, L. B., GOLD, D. M. & CAUBLE, R., «Accurate measurement of laser-driven shock trajectories with velocity interferometry». *Applied Physics Letters* **73**, p. 1320–1322.
- [Celliers *et al.* 2004b] CELLIERS, P. M., COLLINS, G. W., HICKS, D. G., KOENIG, M., HENRY, E., BENUZZI-MOUNAIX, A., BATANI, D., BRADLEY, D. K., DA SILVA, L. B., WALLACE, R. J., MOON, S. J., EGGERT, J. H., LEE, K. K. M., BENEDETTI, L. R., JEANLOZ, R., MASCLLET, I., DAGUE, N., MARCHET, B., RABEC LE GLOAHEC, M., REVERDIN, C., PASLEY, J., WILLI, O., NEELY, D. & DANSON, C., «Electronic conduction in shock-compressed water». *Physics of Plasmas* **11**, p. L41+.
- [Chakrabarti & Titarchuk 1995] CHAKRABARTI, S. & TITARCHUK, L. G., «Spectral Properties of Accretion Disks around Galactic and Extragalactic Black Holes». *Astrophysical Journal* **455**, p. 623+.
- [Chandrasekhar 1960] CHANDRASEKHAR, S., *Radiative transfer*. New York : Dover.
- [Chenais-Popovics 2002] CHENAIS-POPOVICS, C., «Astrophysics in laboratory : Opacity measurements». *Laser and Particle Beams* **20**, p. 291–298.
- [Chenais-Popovics *et al.* 2000] CHENAIS-POPOVICS, C., MERDJI, H., MISALLA, T., GILLERON, F., GAUTHIER, J.-C., BLENSKI, T., PERROT, F., KLAPISCH, M., BAUCHE-ARNOULT, C., BAUCHE, J., BACHELIER, A. & EIDMANN, K., «Opacity Studies of Iron in the 15-30eV Temperature Range». *Astrophysical Journal, Supplement* **127**, p. 275–281.
- [Cherkaoui *et al.* 1996] CHERKAOUI, M., DUFRESNE, J.-L., FOURNIER, R., GRANDPEIX, J.-Y. & LAHELLEC, A., «Monte Carlo simulation of radiation in gases with a narrow-band model and a net-exchange formulation». *Journal of Heat Transfer* **118**, p. 401–407.
- [Chevalier 1997] CHEVALIER, R. A., «Type II supernovae SN 1987A and SN 1993J.». *Science* **276**, p. 1374–1378.
- [Collins *et al.* 2001] COLLINS, G. W., CELLIERS, P. M., DA SILVA, L. B., CAUBLE, R., GOLD, D. M., FOORD, M. E., HOLMES, N. C., HAMMEL, B. A., WALLACE, R. J. & NG, A., «Temperature Measurements of Shock Compressed Liquid Deuterium up to 230 GPa». *Physical Review Letters* **87**, no. 16, p. 165504+.
- [Collins *et al.* 1998] COLLINS, G. W., DA SILVA, L. B., CELLIERS, P., GOLD, D. M., FOORD, M. E., WALLACE, R. J., NG, A., WEBER, S. V., BUDIL, K. S. & CAUBLE, R., «Measurements of the equation of state of deuterium at the fluid insulator-metal transition». *Science* **281**, p. 1178–1181.

- [Cottet & Romain 1982] COTTET, F. & ROMAIN, J. P., «Formation and decay of laser-generated shock waves». *Physical Review A: General Physics* **25**, p. 576–579.
- [Cottet *et al.* 1984] COTTET, F., ROMAIN, J. P., FABBRO, R. & FARAL, B., «Ultrahigh-pressure laser-driven shock-wave experiments at 0.26 micron wavelength». *Physical Review Letters* **52**, p. 1884–1886.
- [Davidson 2005] DAVIDSON, R. C., «Frontiers for discovery in high energy density physics». *APS Meeting Abstracts* p. A1001+.
- [Draine & McKee 1993] DRAINE, B. T. & MCKEE, C. F., «Theory of interstellar shocks». *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **31**, p. 373–432.
- [Drake 2005a] DRAKE, R. P., «Radiative Shocks in Astrophysics and the Laboratory». *Astrophysics and Space Science* **298**, p. 49–59.
- [Drake 2005b] DRAKE, R. P., «Supercritical Radiative Shocks Do Not Exist». *APS Meeting Abstracts* p. 1090P+.
- [Drake *et al.* 2002] DRAKE, R. P., ROBEY, H. F., HURRICANE, O. A., ZHANG, Y., REMINGTON, B. A., KNAUER, J., GLIMM, J., ARNETT, D., KANE, J. O., BUDIL, K. S. & GROVE, J., «Experiments to Produce a Hydrodynamically Unstable, Spherically Diverging System of Relevance to Instabilities in Supernovae». *Astrophysical Journal* **564**, p. 896–908.
- [Edwards *et al.* 2001] EDWARDS, M. J., MACKINNON, A. J., ZWEIBACK, J., SHIGEMORI, K., RYUTOV, D., RUBENCHIK, A. M., KEILTY, K. A., LIANG, E., REMINGTON, B. A. & DITMIRE, T., «Investigation of Ultrafast Laser-Driven Radiative Blast Waves». *Physical Review Letters* **87**, no. 8, p. 085004+.
- [Eidmann 1994] EIDMANN, K., «Radiation transport and atomic physics modeling in high-energy-density laser-produced plasmas». *Laser and Particle Beams* **12**, p. 223–224.
- [Eidmann *et al.* 1994] EIDMANN, K., SCHWANDA, W., FOELDES, I. B., SIGEL, R. & TSAKIRIS, G. D., «Experimental investigation of radiative transport in x-ray heated low-Z matter». *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* **51**, p. 77–87.
- [Elder *et al.* 1965] ELDER, P., JERRICK, T. & BIRKELAND, J. W., «Determination of the radial profile of absorption and emission coefficients and temperature in cylindrically symmetric sources with self-absorption». *Applied Optics* **4**, p. 589+.
- [Ensmann & Burrows 1992] ENSMAN, L. & BURROWS, A., «Shock breakout in SN 1987A». *Astrophysical Journal* **393**, p. 742–755.
- [Fabbro *et al.* 1985] FABBRO, R., FARAL, B., VIRMONT, J., COTTET, F., ROMAIN, J. P. & PÉPIN, H., «Experimental study of ablation pressures

and target velocities obtained in 0.26 μm wavelength laser experiments in planar geometry». *Physics of Fluids* **28**, p. 3414–3423.

- [Fabre *et al.* 1980] FABRE, E., AMIRANOFF, F., FABBRO, R. & LABAUNE, C., *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research*. IAEA, Vienne.
- [Fadeyev & Gillet 2004] FADEYEV, Y. A. & GILLET, D., «The structure of radiative shock waves. V. Hydrogen emission lines». *Astronomy and Astrophysics* **420**, p. 423–435.
- [Faenov *et al.* 2003] FAENOV, A. Y., PIKUZ, T. A., AVRUTIN, V., IZYUMSKAYA, N., SHABELNIKOV, L., SHULAKOV, E. & KYRALA, G. A., «Hard x-ray imaging using free-standing spherically bent crystals». *Review of Scientific Instruments* **74**, p. 2224–2227.
- [Farnsworth 1971] FARNSWORTH, H. E., «Time reversal symmetry or the reciprocity theorem in low-energy electron diffraction». *Physics Letters A* **36**, p. 56–56.
- [Fleury *et al.* 2002] FLEURY, X., BOUQUET, S., STELÉ, C., KOENIG, M., BATANI, D., BENUZZI-MOUNAIX, A., CHIÈZE, J.-P., GRANDJOUAN, N., GRENIER, J., HALL, T., HENRY, E., LAFON, J.-P., LEYGNAC, S., MALKA, V., MARCHET, B., MERDJI, H., MICHAUT, C. & THAIS, F., «A laser experiment for studying radiative shocks in astrophysics». *Laser and Particle Beams* **20**, no. 02.
- [Foster *et al.* 2005] FOSTER, J. M., WILDE, B. H., ROSEN, P. A., WILLIAMS, R. J. R., BLUE, B. E., COKER, R. F., DRAKE, R. P., FRANK, A., KEITER, P. A., KHOKHLOV, A. M., KNAUER, J. P. & PERRY, T. S., «High-Energy-Density Laboratory Astrophysics Studies of Jets and Bow Shocks». *Astrophysical Journal, Letters* **634**, p. L77–L80.
- [Garban-Labaune *et al.* 1982] GARBAN-LABAUNE, C., FABRE, E., MAX, C. E., FABBRO, R., AMIRANOFF, F., VIRMONT, J., WEINFELD, M. & MICHARD, A., «Effect of Laser Wavelength and Pulse Duration on Laser-Light Absorption and Back Reflection». *Physical Review Letters* **48**, p. 1018–1021.
- [Goosman 1975] GOOSMAN, D. R., «Analysis of the laser velocity interferometer». *Journal of Applied Physics* **46**, p. 3516–3524.
- [Grandjouan 1990] GRANDJOUAN, N., «The modified equation approach to flux-corrected transport». *Journal of Computational Physics* **91**, p. 424–440.
- [Gray & Kilkenney 1980] GRAY, D. R. & KILKENNEY, J. D., «The measurement of ion acoustic turbulence and reduced thermal conductivity caused by a large temperature gradient in a laser heated plasma». *Plasma Physics* **22**, p. 81–111.

- [Grun *et al.* 1991] GRUN, J., STAMPER, J., MANKA, C., RESNICK, J. & BURRIS, R., «Instability of Taylor-Sedov blast waves propagating through a uniform gas». *Physical Review Letters* **66**, p. 2738–2741.
- [Hall *et al.* 1997] HALL, T. A., BENUZZI, A., BATANI, D., BERETTA, D., BOSSI, S., FARAL, B., KOENIG, M., KRISHNAN, J., LÖAUTWER, T. & MAHDIEH, M., «Color temperature measurement in laser-driven shock waves». *Physical Review E* **55**, p. 6356–+.
- [Hansen *et al.* 2005] HANSEN, J. F., EDWARDS, M. J., FROULA, D., GREGORI, G., EDENS, A. & DITMIRE, T., «Laboratory simulations of supernova shockwaves : Formation of a second shock ahead of a radiative shock». Dans «AIP Conf. Proc. 784 : Magnetic Fields in the Universe : From Laboratory and Stars to Primordial Structures.», p. 721–729.
- [Hartigan 2003] HARTIGAN, P., «Shock Waves in Outflows from Young Stars». *Astrophysics and Space Science* **287**, p. 111–122.
- [Hemsing 1979] HEMSING, W. F., «Velocity sensing interferometer /VISAR/ modification». *Review of Scientific Instruments* **50**, p. 73–78.
- [Henry 2004] HENRY, E., *Equation d'état de l'eau comprimée par choc laser*. Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique, <http://www.imprimerie.polytechnique.fr/Theses/Files/henry.pdf>.
- [Henry *et al.* 2001] HENRY, E., BATANI, D., KOENIG, M., BENUZZI, A., MASCLÉ, I., MARCHET, B., REBEC, M., REVERDIN, C., CELLIERS, P., DA SILVA, L., CAUBLE, R., COLLINS, G., HALL, T. & CAVAZZONI, C., «Equation of state of water in the megabar range». *Laser Particle Beams* **19**, p. 111–115.
- [Howell 1998] HOWELL, J., «Monte Carlo method in radiative heat transfer». *Journal of Heat Transfer* **120**, p. 547–560.
- [Hujeirat & Papaloizou 1998] HUJEIRAT, A. & PAPALOIZOU, J. C. B., «Shock formation in accretion columns - a 2D radiative MHD approach». *Astronomy and Astrophysics* **340**, p. 593–604.
- [Huser 2004] HUSER, G., *Equation d'état du fer comprimée par choc laser*. Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique, <http://www.imprimerie.polytechnique.fr/Theses/Files/Huser.pdf>.
- [Huser *et al.* 2004] HUSER, G., KOENIG, M., BENUZZI-MOUNAIX, A., HENRY, E., VINCI, T., FARAL, B., TOMASINI, M., TELARO, B. & BATANI, D., «Interface velocity of laser shocked Fe/LiF targets». *Physics of Plasmas* **11**, p. L61+.
- [Kane *et al.* 1999] KANE, J., ARNETT, D., REMINGTON, B. A., GLENDINNING, S. G., BAZAN, G., DRAKE, R. P., FRYXELL, B. A., TEYSSIER, R. & MOORE, K., «Scaling supernova hydrodynamics to the laboratory». *Physics of Plasmas* **6**, p. 2065–2071.

- [Kang *et al.* 2001] KANG, Y.-G., NISHIMURA, H., TAKABE, H., NISHIHARA, K., SUNAHARA, A., NORIMATSU, T., NAGAI, K., KIM, H., NAKATSUKA, M. & KONG, H. J., «Laboratory Simulation of the Collision of Supernova 1987A with Its Circumstellar Ring Nebula». *Plasma Physics Reports* **27**, p. 843–851.
- [Keilty *et al.* 2000] KEILTY, K. A., LIANG, E. P., DITMIRE, T., REMINGTON, B. A., SHIGEMORI, K. & RUBENCHIK, A. M., «Modeling of Laser-generated Radiative Blast Waves». *Astrophysical Journal* **538**, p. 645–652.
- [Keiter *et al.* 2002] KEITER, P. A., DRAKE, R. P., PERRY, T. S., ROBEY, H. F., REMINGTON, B. A., IGLESIAS, C. A., WALLACE, R. J. & KNAUER, J., «Observation of a Hydrodynamically Driven, Radiative-Precursor Shock». *Physical Review Letters* **89**, no. 16, p. 165003–+.
- [Knudson *et al.* 2001] KNUDSON, M. D., HANSON, D. L., BAILEY, J. E., HALL, C. A., ASAY, J. R. & ANDERSON, W. W., «Equation of State Measurements in Liquid Deuterium to 70 GPa». *Physical Review Letters* **87**, no. 22, p. 225501–+.
- [Koenig *et al.* 2005] KOENIG, M., BENUZZI-MOUNAIX, A., BATANI, D., HALL, T. & NAZAROV, W., «Shock velocity and temperature measurements of plastic foams compressed by smoothed laser beams». *Physics of Plasmas* **12**, p. 2706–+.
- [Koenig *et al.* 2001] KOENIG, M., BENUZZI-MOUNAIX, A., GRANDJOUAN, N., MALKA, V., BOUQUET, S., FLEURY, X., MARCHET, B., STEHLE, C., LEYGNAC, S. & MICHAUT, C., «Radiative Shock Experiment Using High Power Laser». Dans «AIP Conf. Proc. 620 : Shock Compression of Condensed Matter», p. 1367–1370.
- [Koenig *et al.* 1999] KOENIG, M., BENUZZI-MOUNAIX, A., PHILIPPE, F., FARAL, B., BATANI, D., HALL, T. A., GRANDJOUAN, N., NAZAROV, W., CHIEZE, J. P. & TEYSSIER, R., «Laser driven shock wave acceleration experiments using plastic foams». *Applied Physics Letters* **75**, p. 3026–3028.
- [Koenig *et al.* 1994] KOENIG, M., FARAL, B., BOUDENNE, J. M., BATANI, D., BENUZZI, A. & BOSSI, S., «Optical smoothing techniques for shock wave generation in laser-produced plasmas». *Physical Review E* **50**, p. 3314–+.
- [Koenig *et al.* 1995] KOENIG, M., FARAL, B., BOUDENNE, J. M., BATANI, D., BENUZZI, A., BOSSI, S., RÉMOND, C., PERRINE, J. P., TEMPORAL, M. & ATZENI, S., «Relative Consistency of Equations of State by Laser Driven Shock Waves». *Physical Review Letters* **74**, p. 2260–2263.
- [Koenig *et al.* 2004] KOENIG, M., HENRY, E., HUSER, G., BENUZZI-MOUNAIX, A., FARAL, B., MARTINOLLI, E., LEPAPE, S., VINCI, T.,

- BATANI, D., TOMASINI, M., TELARO, B., LOUBEYRE, P., HALL, T., CELLIERS, P., COLLINS, G., DA SILVA, L., CAUBLE, R., HICKS, D., BRADLEY, D., MACKINNON, A., PATEL, P., EGGERT, J., PASLEY, J., WILLI, O., NEELY, D., NOTLEY, M., DANSON, C., BORGHESI, M., ROMAGNANI, L., BOEHLY, T. & LEE, K., «High pressures generated by laser driven shocks : applications to planetary physics». *Nuclear Fusion* **44**, p. 208–+.
- [Lamb 1993] LAMB, H., *Hydrodynamics*. Cambridge University Press, November 1993.
- [Le Pape *et al.* 2006] LE PAPE, S., KOENIG, M., VINCI, T., MARTINOLLI, E., BENUZZI-MOUNAIX, A., HICKS, D., PATEL, P., MACKINNON, A., ROMAGNANI, L., BORGHESI, M. & KAR, S., «Novel diagnostic of low-z shock compressed material». *High Energy Density Physics In Press, Corrected Proof*, p. –.
- [Leibbrandt *et al.* 2005] LEIBRANDT, D. R., DRAKE, R. P., REIGHARD, A. B. & GLENDINNING, S. G., «A Validation Test of the Flux-limited Diffusion Approximation for Radiation Hydrodynamics». *Astrophysical Journal* **626**, p. 616–625.
- [Loupias *et al.* 2006] LOUPIAS, B., FALIZE, E., KOENIG, M., BOUQUET, S., OZAKI, N., BENUZZI-MOUNAIX, A., RABEC LE GOAHEC, M., MICHAUT, C., NAZAROV, W., COURTOIS, C., AGLITSKIY, Y., FAENOV, A. Y. & PIKUZ, T., «Plasma jets and bow shocks experiment using luli 2000 laser facility». *Astrophysics and Space Science* **accepté**.
- [Luciani *et al.* 1983] LUCIANI, J. F., MORA, P. & VIRMONT, J., «Nonlocal heat transport due to steep temperature gradients». *Physical Review Letters* **51**, p. 1664–1667.
- [Michaut *et al.* 2004] MICHAUT, C., STEHLÉ, C., LEYGNAC, S., LANZ, T. & BOIREAU, L., «Jump conditions in hypersonic shocks. Quantitative effects of ionic excitation and radiation». *European Physical Journal D* **28**, p. 381–392.
- [Mihalas *et al.* 1986] MIHALAS, D., MIHALAS, B. W. & MACHADO, M. E., *Foundations of Radiation Hydrodynamics*. Dover.
- [Miles *et al.* 2004] MILES, A. R., BRAUN, D. G., EDWARDS, M. J., ROBey, H. F., DRAKE, R. P. & LEIBRANDT, D. R., «Numerical simulation of supernova-relevant laser-driven hydro experiments on OMEGA». *Physics of Plasmas* **11**, p. 3631–+.
- [Mora 1982] MORA, P., «Theoretical model of absorption of laser light by a plasma». *Phys. Fluids* **25**, no. 6, p. 1051.
- [Mora & Luciani 1994] MORA, P. & LUCIANI, J. F., «Nonlocal electron transport in laser created plasmas». *Laser and Particle Beams* **12**, no. 3, p. 387–400.

- [Oppenheimer 1951] OPPENHEIMER, J. R., «Rate of growth of atomic fireballs». *Los Alamos Scientific report* **LA-1214**.
- [Pais & Caruso 1988] PAIS, V. & CARUSO, A., «A collisional method to correct the mesh distortion in two-dimensional lagrangian hydrocodes». *Rapport technique RT/FUS/88/05, ENEA*.
- [Peyrusse 2000] PEYRUSSE, O., «A superconfiguration model for broadband spectroscopy of non-LTE plasmas ». *Journal of Physics B Atomic Molecular Physics* **33**, p. 4303–4321.
- [Ramis *et al.* 1988] RAMIS, R., SCHMALZ, R. & MEYER-TER-VEHN, J., «MULTI A computer code for one-dimensional multigroup radiation hydrodynamics». *Computer Physics Communications* **49**, p. 475–505.
- [Reighard *et al.* 2006] REIGHARD, A., DRAKE, R., DANNENBERG, K., LEIBRANDT, D., KREMER, D., GLENDINNING, S., PERRY, T. S., ROBEY, H. F., REMINGTON, B., WALLACE, R. J., J., K., RYUTOV, D. D., GREENOUGH, J., KNAUER, J., BOUQUET, S., BOIREAU, L., CALDER, A., ROSNER, R., FRYXELL, B. A., ARNETT, D., KOENIG, M. & STONE, J., «Collapsing radiative shocks in xenon on the omega laser». *J. Phys. IV* **133**.
- [Reighard *et al.* 2006] REIGHARD, A. B., DRAKE, R. P., DANNENBERG, K. K., KREMER, D. J., GROSSKOPF, M., HARDING, E. C., LEIBRANDT, D. R., GLENDINNING, S. G., PERRY, T. S., REMINGTON, B. A., GREENOUGH, J., KNAUER, J., BOEHLY, T., BOUQUET, S., BOIREAU, L., KOENIG, M. & VINCI, T., «Observation of collapsing radiative shocks in laboratory experiments». *Physics of Plasmas* **13**, no. 8, p. 082901.
- [Reighard *et al.* 2004] REIGHARD, A. B., DRAKE, R. P., DANNENBERG, K. K., KREMER, D. J., SUSALLA, P., GROSSKOPF, M., LEIBRANDT, D., DONAJKOWSKI, T., MUSCATELLO, C., MEYER, N., GLENDINNING, S. G., PERRY, T. S., REMINGTON, B. A., WALLACE, R. J., RYUTOV, D. D., GREENOUGH, J., KNAUER, J., BOEHLEY, T., BOUQUET, S., BOIREAU, L., KOENIG, M. & VINCI, T., «Collapsing Radiative Shocks in Xenon Gas on the Omega Laser». *APS Meeting Abstracts* p. 1013P–+.
- [Remington 2005] REMINGTON, B. A., «High energy density laboratory astrophysics». *Plasma Physics and Controlled Fusion* **47**, p. A191–A203.
- [Remington *et al.* 2000] REMINGTON, B. A., DRAKE, R. P., TAKABE, H. & ARNETT, D., «A review of astrophysics experiments on intense lasers». *Physics of Plasmas* **7**, p. 1641–1652.
- [Remington *et al.* 1997] REMINGTON, B. A., KANE, J., DRAKE, R. P., GLENDINNING, S. G., ESTABROOK, K., LONDON, R., CASTOR, J., WALLACE, R. J., ARNETT, D., LIANG, E., MCCRAY, R., RUBEN-

- CHIK, A. & FRYXELL, B., «Supernova hydrodynamics experiments on the Nova laser». *Physics of Plasmas* **4**, p. 1994–2003.
- [Rybicki & Lightman 1986] RYBICKI, G. B. & LIGHTMAN, A. P., *Radiative Processes in Astrophysics*. Wiley-VCH.
- [Ryutov *et al.* 1999] RYUTOV, D., DRAKE, R. P., KANE, J., LIANG, E., REMINGTON, B. A. & WOOD-VASEY, W. M., «Similarity Criteria for the Laboratory Simulation of Supernova Hydrodynamics». *Astrophysical Journal* **518**, p. 821–832.
- [Ryutov *et al.* 2000] RYUTOV, D. D., DRAKE, R. P. & REMINGTON, B. A., «Criteria for Scaled Laboratory Simulations of Astrophysical MHD Phenomena». *Astrophysical Journal, Supplement* **127**, p. 465–468.
- [Ryutov *et al.* 2001] RYUTOV, D. D., REMINGTON, B. A., ROBEY, H. F. & DRAKE, R. P., «Magnetohydrodynamic scaling : From astrophysics to the laboratory». *Physics of Plasmas* **8**, p. 1804–1816.
- [Sachs 1946] SACHS, R. G., «Some Properties of Very Intense Shock Waves». *Physical Review* **69**, p. 514–522.
- [SESAME 1992] SESAME, «The LANL Equation of State Database». *Rapport technique LA-UR-92-3407*, LANL.
- [Shkarovsky *et al.* 1966] SHKAROVSKY, I. P., JOHNSTON, T. W. & BASHYNSKI, M. P., *The particles kinetics of plasmas*. Addison-Wesley, Reading, MA.
- [Shu 1992] SHU, F. H., «Book-Review - the Physics of Astrophysics - V.2 - Gas Dynamics». *Science* **256**, p. 253–+.
- [Sivron *et al.* 1996] SIVRON, R., CADITZ, D. & TSURUTA, S., «Effects of Shocks on Emission from the Central Engines of Active Galactic Nuclei. I.». *Astrophysical Journal* **469**, p. 542–+.
- [Sofronov *et al.* 1984] SOFRONOV, I. D., RASSKAZOVA, V. V. & NESTERENKO, L. V., «The use of nonregular nets for solving two-dimensional problems in gas dynamics». *Numerical Method in Fluid Dynamics* p. 82–121.
- [Spitzer 1962] SPITZER, L., *Physics of Fully Ionized Gases*. New York : Interscience (2nd edition).
- [Spitzer & Härm 1953] SPITZER, L. & HÄRM, R., «Transport Phenomena in a Completely Ionized Gas». *Physical Review* **89**, p. 977–981.
- [Takabe 2001] TAKABE, H., «Astrophysics with Intense and Ultra-Intense Lasers “Laser Astrophysics”». *Progress of Theoretical Physics Supplement* **143**, p. 202–265.
- [Temporal *et al.* 1997] TEMPORAL, M., ATZENI, S., BATANI, D., KOENIG, M., BENUZZI, A. & FARAL, B., «Numerical simulations for the design

of absolute equation-of-state measurements by laser-driven shock waves». *Nuovo Cimento D Serie* **19**, p. 1839–+.

[Teyssier *et al.* 2000] TEYSSIER, R., RYUTOV, D. & REMINGTON, B., «Accelerating Shock Waves in a Laser-produced Density Gradient». *Astrophysical Journal, Supplement* **127**, p. 503–508.

[Tsakiris & Eidmann 1987] TSAKIRIS, G. D. & EIDMANN, K., «An approximate method for calculating Planck and Rosseland mean opacities in hot, dense plasmas». *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* **38**, p. 353–368.

[Vinci *et al.* 2005] VINCI, T., KÆNIG, M., BENUZZI-MOUNAIX, A., BOIREAU, L., BOUQUET, S., LEYGNAC, S., MICHAUT, C., STEHLÉ, C., PEYRUSSE, O. & BATANI, D., «Density and Temperature Measurements on Laser Generated Radiative Shocks». *Astrophysics and Space Science* **298**, p. 333–336.

[Vinci *et al.* 2006] VINCI, T., KOENIG, M., BENUZZI-MOUNAIX, A., MICHAUT, C., BOIREAU, L., LEYGNAC, S., BOUQUET, S., PEYRUSSE, O. & BATANI, D., «Temperature and electron density measurements on laser driven radiative shocks». *Physics of Plasmas* **13**, no. 1, p. 010702.

[Vishniac 1983] VISHNIAC, E. T., «The dynamic and gravitational instabilities of spherical shocks». *Astrophysical Journal* **274**, p. 152–167.

[Woolsey *et al.* 2001] WOOLSEY, N. C., ABOU ALI, Y., EVANS, R. G., GRUNDY, R. A. D., PESTEHE, S. J., CAROLAN, P. G., CONWAY, N. J., DENDY, R. O., HELANDER, P., MCCLEMENTS, K. G., KIRK, J. G., NORREYS, P. A., NOTLEY, M. M. & ROSE, S. J., «Collisionless shock and supernova remnant simulations on VULCAN». *Physics of Plasmas* **8**, p. 2439–2445.

[Zel'dovich & Raizer 1967] ZEL'DOVICH, Y. B. & RAIZER, Y. P., *Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamic phenomena*. New York : Academic Press.