



HAL
open science

Etude expérimentale du séquençement des chocs pour la Fusion par Confinement Inertiel

Grégoire Debras

► **To cite this version:**

Grégoire Debras. Etude expérimentale du séquençement des chocs pour la Fusion par Confinement Inertiel. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Ecole Polytechnique X, 2012. Français. NNT : . pastel-00715451

HAL Id: pastel-00715451

<https://pastel.hal.science/pastel-00715451>

Submitted on 7 Jul 2012

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.



énergie atomique • énergies alternatives



THESE DE DOCTORAT

présentée pour l'obtention du titre de

DOCTEUR EN SCIENCES DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Discipline : Physique

par **Grégoire Debras**

Etude expérimentale du séquençement des chocs pour la Fusion par Confinement Inertiel

Soutenue publiquement le 11 avril 2012 devant la commission d'examen composée de

Président : Jean-Marcel RAX

Rapporteur : Dimitri BATANI

Rapporteur : Laurent BERTHE

Examineur : Alessandra BENUZZI-MOUNAIX

Examineur : Jean CLEROUIN

Examineur : Olivier HENRY

Directeur : Michel KOENIG

Encadrant : Franck PHILIPPE

*A toutes celles qui
Au hasard*

Remerciements

Avant toute chose je tiens à remercier les membres de mon jury de thèse : Alessandra Benuzzi-Mounaix, Dimitri Batani, Laurent Berthe, Jean Clérouin, Olivier Henry, Michel Koenig, Franck Philippe et Jean-Marcel Rax.

Je remercie ensuite les collègues (un chef se cache parmi eux, saurez-vous le retrouver ?) qui m'ont apporté leur aide durant cette thèse : Patrick Renaudin, Bérénice Loupias, Sylvie Garie, Véronique Tassin, Gaël Huser, Christophe Rousseaux et Stéphanie Brygoo.

A cela s'ajoute la liste non-exhaustive des thésards que j'ai pu croiser ici ou là, Tomline, Frédéric, David, Floriane, Alexandre, Gauthier... Ainsi que la liste des anciens co-fusion que j'ai pu recroiser ici ou là, Yoann, Déborah (c'est pas tous les jours Plaisance), Quentin, Benjamin, Julien, Arnaud (un clin d'œil), JR, Marie...

A ce stade, lecteur (ou lectrice si tu préfères), tu te dis probablement (tu me permets de te tutoyer ?) qu'ils sont un peu fadasses ces remerciements. T'as pas tout à fait tort. Mais ne t'inquiète pas, c'est comme pas mal de petites choses, faut le temps que ça germe. Je sème deux ou trois graines et à la fin des fins tu verras la gerbe que t'auras sous les calots. Va pas t'imaginer non-plus que je vais te caler du sentier pour quelques kilomètres, c'est pas ici qu'tu vas user tes souliers.

Je reprends alors avec un merci généreux à Cédric Courtois, Flavien Lambert, Laurent Videau et Patrick Combis pour les nombreuses collaborations et fructueuses discussions sur l'aspect principal de ce sujet de thèse. Un grand merci aussi à Christophe Rousseaux, qu'il partagera (s'il le souhaite) avec Sophie Baton et Stéphane Laffite, pour son aimable contribution au second aspect, non moins intéressant, mais pour lequel la consigne était de n'en point parler davantage. Enfin je noterai qu'il était très agréable de travailler sur l'expérience de choc oblique avec Bérénice Loupias et Stéphanie Brygoo.

Je tiens aussi à remercier Jean-Luc Bourgade, Denis Juraszek et Eric Benzo, qui ont accordé un certain intérêt à mon travail.

Je poursuis en remerciant sincèrement les différentes secrétaires Valérie, Mélanie, Catherine, Julie et plus que naturellement Michelle, qui m'ont été d'un grand secours.

C'est à ce moment précis que je sors des sentiers battus, rebattus et débattus pour te griffonner les remerçaillements un peu plus personnels, ceux qui se dandinent dans ma tête depuis que j'ai commencé à coder mes premières lignes de \LaTeX . Il faut se faire plaisir, tu en conviendras. Allons-y de ce pas !

Comment donc ne pas accorder toutes mes plus honorables pensées à mon DELL 400

(enfin à l'ordinateur portable que l'on m'a aimablement confié) qui a supporté le poids de mon ouvrage et de ma prose scientifique du haut de sa dizaine de Gigaoctets de stockage et de ses 7 années de service. C'est avec moi que tu as fais ton dernier voyage (j'ose le croire), et je te suis gré de ne pas avoir rendu l'âme entre mes bras. J'en profite pour remercier discrètement le dépôt-froid pour le mobilier.

Je remercie toute la musique et tous les musiciens qui m'ont donné toutes les vibrations nécessaires à ce travail fastidieux. Je passe naturellement un bonjour à Henri-Patrick Jacquet.

Je remercie tous les voyageurs de seconde classe rencontrés en chemin, toutes les personnes avides d'un peu de chaleur humaine, de sourires, et qui ont la présence d'esprit de ne pas demander qui l'on est, d'où l'on vient et où l'on va. Nous sommes ici et ça doit bien suffire. Je remercie aussi toutes celles qui en chemin, même celles qui sans le savoir.

Je remercie le marin qu'a été s'échouer sur son île, qui est passé aux nouvelles et qui a toujours cru en moi, même aux antipodes. Je remercie ma tante et mon oncle pour m'avoir rafistoler le sourire quand c'est qu'y avait du grain, et qui de la même manière ont cru en moi, du début à la fin.

Je remercie aussi Jean-Luc Ulmer et Coralie pour les conversations toujours très agréables et enrichissantes.

Je remercie tout particulièrement Paul-Edouard Masson-Laborde pour sa gentillesse et ses conseils, et surtout de m'avoir appris à replier l'espace temps (où sont-elles passées ces deux plombs ?) et accessoirement à me servir d'une boussole. De la même manière je remercie chaleureusement Denis Marion pour son soutien, son écoute et tous les précieux conseils qui m'ont permis d'évoluer de manière positive au cours de cette thèse, et par la suite.

Je remercie évidemment Claude Boniface qui a su encadrer avec brio ma rédaction de thèse - tu vois, en fait, je crois que si j'avais fait de la FCM, ben ça ne se serait pas passé tout à fait pareil. Merci pour toutes les discussions, les conseils, les fou-rires, les cafés, la FCI, les vagues déferlantes... Merci de m'avoir montré qu'il reste peut-être encore un soupçon de morale.

Je remercie tout autant Stéphanie Brygoo qui m'a accueilli, suivi, écouté et aidé tout au long de cette thèse (jusqu'à la dernière minute !). Merci pour ces heures de discussion, pour toute ta patience, et merci de m'avoir communiqué autant de bonne humeur. Je me dois d'un "Salut !", tu comprendras.

Je remercie enfin mes deux parents qui ont fourni, je n'en doute pas une seule seconde, les plus grands efforts pour que je menne à bien ce travail, et plus encore. Quelques phrases au bout de cet enchaînement de paroles doucereuses ne suffiront pas à exprimer toute ma gratitude. Je ne m'étalerai donc pas outre mesure, merci.

Voilà lecteur, t'es arrivé au bout de la partie qui sera peut-être, sans doute même, la seule vraiment lue. T'es peut-être un peu déçu, tu t'attendais à plus efficace ? Ce n'est pas vraiment mon problème, je fais les choses comme je les ai faites depuis le début de l'ouvrage, dans les marges de tolérance, et beaucoup savent que malgré tout je l'ai été, tolérant.

Table des matières

Introduction	9
I La fusion par confinement inertiel	19
1 Le confinement inertiel	21
1.1 La production d'énergie, les conditions d'allumage et de combustion	21
1.1.1 La production d'énergie	21
1.1.2 Les conditions d'allumage et de combustion	25
1.1.3 Critères sur la vitesse d'implosion	28
1.2 Schémas standards d'allumage - point chaud autogénéré	32
1.2.1 Schéma d'attaque directe	32
1.2.1.1 Ablation par un laser	32
1.2.1.2 Interaction laser-plasma	34
1.2.2 Attaque indirecte	35
1.2.2.1 Ablation par rayonnement X	35
1.2.2.2 Conversion X en cavité	36
1.2.2.3 Interaction laser-plasma	38
1.3 Schémas alternatifs - allumage séparé	38
1.3.1 Avantage de la séparation de la création du point chaud	39
1.3.2 Les différentes voies envisagées	40
1.3.2.1 Allumage rapide	40
1.3.2.2 Allumage par choc	41
1.3.3 Difficultés de l'allumage par choc et points à explorer	42
2 La chronométrie de chocs	45
2.1 Rappels sur la physique des chocs	45
2.1.1 Création de l'onde de choc	45
2.1.1.1 Equations fluides	45
2.1.1.2 Propagation des ondes sonores	46
2.1.1.3 Formation de l'onde de choc	47
2.1.2 Relations de Rankine-Hugoniot	48
2.1.3 Dynamique d'un choc et création d'entropie	50

2.1.3.1	Création d'entropie le long de l'Hugoniot	51
2.1.3.2	Température de choc	54
2.2	Coalescence de plusieurs chocs et approche de l'isentropie	55
2.2.1	La coalescence de deux chocs	56
2.2.2	Schéma de coalescence des trois premiers chocs	56
2.2.3	Niveaux envisagés et exigence sur la précision de la chronométrie des quatre chocs	58
2.3	Contexte actuel et stratégie adoptée	59
2.3.1	Les expériences de chronométrie de chocs	59
2.3.2	Les cibles NIF et LMJ	62
2.3.3	Les besoins expérimentaux	63

II Campagne de chronométrie de chocs en attaque indirecte 65

3	Configuration expérimentale	67
3.1	L'installation laser : la LIL	67
3.1.1	Le quadruplet LIL	67
3.1.1.1	Le pilote	68
3.1.1.2	La section amplificatrice	68
3.1.1.3	La conversion de fréquence et la focalisation	69
3.1.2	La chambre d'expériences	70
3.2	Principe et dimensionnement de l'expérience	72
3.2.1	Principe expérimental	72
3.2.2	Les conditions laser demandées	72
3.2.2.1	La tache focale	73
3.2.2.2	Les impulsions	74
3.2.3	La cible	75
3.2.3.1	La cavité de conversion et les protections du trou d'entrée laser	75
3.2.3.2	L'échantillon et le traitement antireflet	76
3.2.3.3	Rôle de l'aluminium	77
3.2.4	Le plan de tir	78
4	Le bilan énergétique de la cavité	79
4.1	La puissance laser - bilan énergétique et évaluation des pertes	79
4.1.1	Évaluation des pertes en chambre	79
4.1.1.1	Le dépointage laser	79
4.1.1.2	Bilan d'énergie laser	80
4.1.1.3	La rétrodiffusion	81
4.1.2	Les profils de puissance	82
4.2	La température radiative	83

4.2.1	Les mesures expérimentales	84
4.2.1.1	Les diagnostics DMX et μ DMX	84
4.2.1.2	Les résultats expérimentaux	85
4.2.2	Les simulations	87
4.2.2.1	Comparaison aux mesures expérimentales	87
4.2.2.2	Estimation de la température radiative sur l'échantillon	89
4.2.2.3	Estimation de la bande M	90
5	Diagnostics de la propagation des chocs dans l'échantillon	93
5.1	Les diagnostics en face arrière	93
5.1.1	Le VISAR	93
5.1.1.1	Principe de l'interféromètre de Mach-Zehnder	93
5.1.1.2	Influence de l'étalon	96
5.1.1.3	La vélocimétrie Doppler	97
5.1.1.4	Influence de l'indice de réfraction de la fenêtre cible	102
5.1.1.5	Le VISAR LIL	105
5.1.1.6	Sensibilité et choix des étalons	109
5.1.2	Les mesures d'émission propre	110
5.1.2.1	Emission propre d'un choc	110
5.1.2.2	Mesure de température après étalonnage	110
5.1.2.3	Présentation du VDC et pyromètre LIL	112
5.2	La prévision des signaux VISAR - L'interface graphique POSTHER	113
5.2.1	Le VISAR synthétique	114
5.2.2	L'analyse des signaux prévus	115
5.2.3	Discussions et perspectives d'améliorations	117
6	Etude de la propagation des chocs dans l'échantillon	119
6.1	Etude préliminaire	119
6.1.1	Recalage en temps des images VISAR et VDC	119
6.1.2	Mise en évidence des phénomènes prévus	120
6.1.2.1	Observation du choc coalescé	120
6.1.2.2	Description des images expérimentales	121
6.1.3	Influence du traitement antireflet	126
6.2	Analyse et comparaison aux simulations	127
6.2.1	Profil tronqué à 7 ns	127
6.2.2	Profil nominal - 12 ns	132
6.2.3	Profil tronqué à 10 ns	137
7	Phénomènes optiques et température	143
7.1	Etude des phénomènes d'opacification	143
7.1.1	L'opacification partielle du premier choc - le préchauffage	143
7.1.2	L'opacification quasi-totale du second choc - la bande M de l'or	147
7.2	La réflectivité des chocs	148

7.3	Evaluation de la température	153
III	Expérience d'allumage par choc	157
8	Configuration expérimentale	159
8.1	L'installation laser : le LULI2000	159
8.2	Principe et dimensionnement de l'expérience	159
8.2.1	Principe expérimental	160
8.2.1.1	Les conditions laser	161
8.2.1.2	Les cibles	161
8.2.2	Les systèmes de mesure	162
8.2.2.1	Les diagnostics d'instabilités paramétriques	162
8.2.2.2	Les diagnostics vélocimétriques	163
9	Résultats et simulations	165
9.1	L'interaction laser-plasma	165
9.1.1	Mesures de la rétrodiffusion	165
9.1.2	Détection des électrons chauds	166
9.2	La chronométrie	166
9.2.1	Analyse vélocimétrique et estimation de la température de choc . . .	166
9.2.2	Comparaison avec les simulations numériques	169
9.2.3	Phénomène d'opacification	172
	Conclusion générale	177
	Annexes	181
A	Le code ESTHER	183
A.1	L'hydrodynamique radiative 1D	183
A.1.1	Equation d'état	184
A.1.2	Comportement solide	184
A.1.3	Limitation du pas de temps	184
A.1.4	Transfert radiatif	184
A.1.5	Dépôt d'énergie	185
A.1.6	Conductivités thermique et électrique	186
A.2	La propagation optique du faisceau sonde	186
	Bibliographie	189

Introduction

Actuellement, et depuis plusieurs décennies, l'énergie est un enjeu majeur pour le développement de nos civilisations. Les besoins sont de plus en plus élevés, tandis qu'un grand nombre de ressources tendent à disparaître, ou sont associées à des nuisances environnementales. Ainsi le charbon, le pétrole ou la fission nucléaire, ne sont pas toujours considérés comme des solutions d'avenir (réchauffement climatique, déchets radioactifs...). Le développement d'autres sources d'énergies renouvelables (énergies solaire, éolienne, géothermique...) étant encore relativement anecdotique vis à vis de la consommation par habitant ($\approx 7,5 \text{ MW}\cdot\text{h}\cdot\text{hab}^{-1}$ en 2009 [1]), la fusion thermonucléaire offre une alternative prometteuse pour une énergie durable.

Ses avantages sont bien connus :

- le carburant utile est essentiellement constitué des isotopes lourds de l'hydrogène (deutérium et tritium), le deutérium est un élément disponible en quantité suffisante dans l'eau des océans pour des milliards d'années, le tritium peut-être produit directement dans le réacteur grâce à une couverture tritigène¹ ;
- l'énergie produite pour une masse donnée de carburant utile est plus importante que les sources actuelles, à savoir que 1 g d'hydrogène fusionné correspond approximativement en énergie produite à 100 g d'uranium fissionné ou 10 t de pétrole brûlé ;
- la réaction en elle-même ne présente aucun danger d'emballement, aucun déchet radioactif n'est créé mis à part l'activation du centre confiné de l'éventuelle centrale ;
- la dangerosité du carburant radioactif (tritium) est limitée vis à vis de celle de l'uranium, le rayonnement produit étant un β^- de faible énergie (5,7 keV) et la durée de vie de l'élément étant courte à notre échelle (13 ans).

Nous allons en rappeler les principes essentiels.

Principe d'une réaction de fusion

La masse d'un noyau constitué de Z protons et $(A - Z)$ neutrons² est inférieure à la somme de la masse de ses constituants isolés, il s'agit du défaut de masse positif. On associe à ce défaut de masse une énergie de liaison donnée par :

$$E = \Delta mc^2$$

1. Voir chapitre 1.

2. Z est le numéro atomique et A le nombre de masse.

La figure 1, diagramme d'Aston, donne l'énergie de liaison rapportée à un nucléon des noyaux atomiques en fonction de leur nombre de masse.

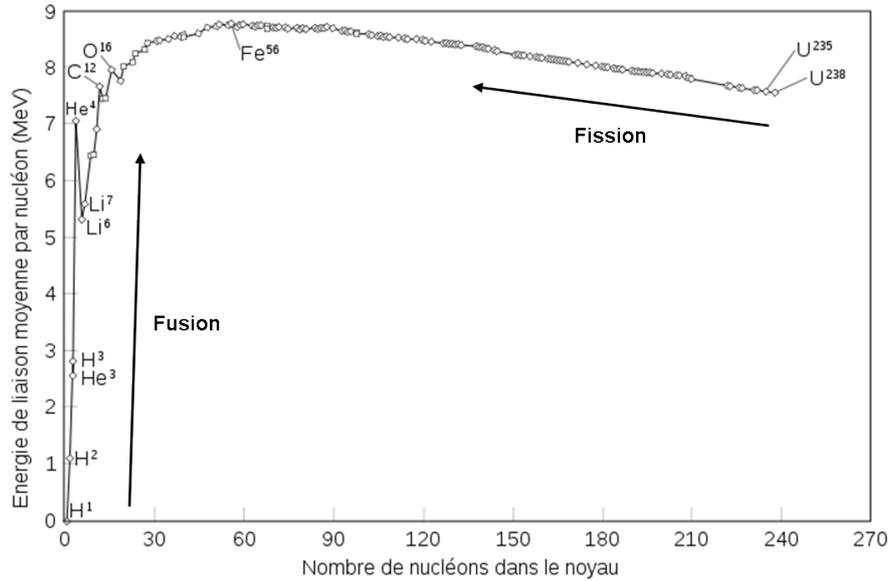


FIGURE 1 : Energie de liaison par nucléon en fonction du nombre de masse

Le maximum à 8,7 MeV est atteint pour $A = 56$. Une réaction permettant de passer d'un noyau initial caractérisé par un défaut de masse Δm_i à un noyau final (Δm_f) délivre une énergie :

$$Q = (\Delta m_f - \Delta m_i)c^2 \quad (1)$$

On précise qu'une réaction est exothermique si $Q > 0$, c'est-à-dire si le rapport E/A est plus élevé pour les noyaux finaux que pour les noyaux initiaux. Deux voies potentielles de production d'énergie nucléaire apparaissent sur le diagramme. Les réactions nucléaires de fission concernent les noyaux lourds qui se scindent en deux noyaux plus légers. Ces réactions sont spontanées ou induites et sont utilisées pour la production commerciale d'électricité. Les noyaux légers, eux, fusionnent et créent un noyau plus lourd accompagné d'une particule élémentaire. Ces réactions de fusion ne sont pas spontanées et exigent un investissement énergétique important pour les initier.

Considérons une réaction de fusion type, caractérisée par l'équation :



Deux grandeurs caractérisent la réaction, la section efficace et l'énergie dégagée par une réaction.

La section efficace $\sigma_{12}(v_1)$ donne le nombre de réactions par noyau cible et par unité de temps lorsque la cible est soumise à un flux de particules projectiles de vitesse v_1 ³. En considérant la vitesse relative v entre la cible et le projectile, on a : $\sigma_{12}(v) = \sigma_{21}(v)$. La

3. On notera souvent par la suite v pour $|\vec{v}|$

probabilité de réaction d'un noyau '1' avec les noyaux cibles de densité n_2 par unité de temps est donné par $n_2\sigma(v)v$.

On définit la réactivité comme la probabilité de réaction par unité de temps et unité de densité de noyau cible, soit le produit $\sigma(v)v$. La vitesse de chaque paire de noyaux réagissants étant différente, on donne une réactivité moyenne :

$$\langle\sigma v\rangle = \int_0^\infty \sigma(v)v f(v)dv \quad (3)$$

Où $f(v)$ est la fonction de distribution normalisée des vitesses relatives, $\int_0^\infty f(v)dv = 1$, on prend en général une loi de distribution maxwellienne.

Enfin le taux de réaction donne le nombre de réactions par unité de temps et unité de volume :

$$R_{12} = n_1 n_2 \langle\sigma v\rangle = \frac{\rho_1 \rho_2}{m_1 m_2} \langle\sigma v\rangle \quad (4)$$

On précise que l'on a $\rho = nm$ la masse volumique.

Pour obtenir une réaction de fusion il faut que les noyaux se rapprochent suffisamment pour vaincre la répulsion coulombienne, l'interaction forte entre alors en jeu. Le potentiel coulombien augmente à mesure que les noyaux se rapprochent jusqu'à une valeur maximale dite barrière coulombienne V_b . Au delà de cette barrière, la force nucléaire forte prédomine et les noyaux fusionnent.

Classiquement franchir la barrière demande une énergie élevée ($V_b \approx 370$ keV), heureusement l'effet tunnel permet de la franchir avec une probabilité significative dès une énergie de 50 keV.

Les différentes réactions envisagées

De nombreuses réactions de fusions sont possibles, mais comme on peut le voir en figure 2 celle impliquant les deux isotopes de l'hydrogène (H), à savoir le deutérium (D - ^2H) et le tritium (T - ^3H), est la plus propice à l'atteinte de la fusion contrôlée.

Il apparait clairement que la réaction DT a la section efficace la plus grande (maximum à ≈ 5 barn) pour une énergie modeste de 64 keV. Elle produit de plus une énergie relativement importante vis à vis des autres réactions de fusion, soit $Q_{\text{DT}} = 17,6$ MeV. Pour maximiser la puissance dégagée, on aura donc intérêt à rechercher la fusion d'un mélange équimolaire de deutérium-tritium (DT).

Les réactions primaires, secondaires et tertiaires les plus probables ($S > 10$ barn · keV) avec un tel mélange sont :

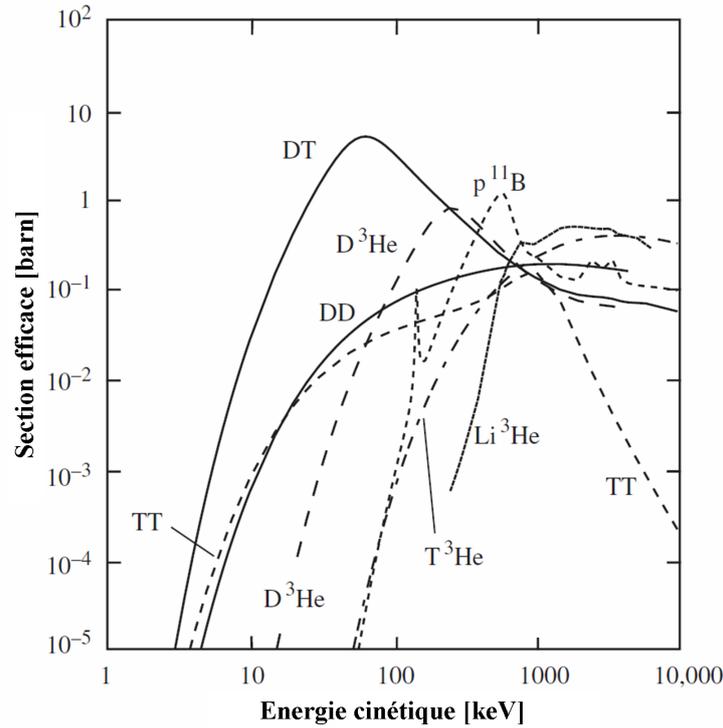
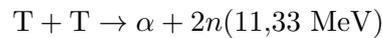


FIGURE 2 : Section efficaces de réactions de fusion en fonction de l'énergie cinétique relative des produits - Figure tirée de la référence [2]

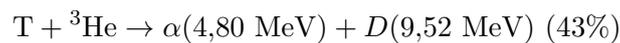
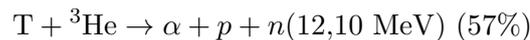
Reaction primaire :



Reactions secondaires :



Reactions tertiaires :



En considérant une distribution de vitesse maxwellienne, la section efficace est plus élevée pour les noyaux les plus chauds (d'énergie $\epsilon \gg k_B T$), contenus dans la queue de la distribution. La réactivité est finalement non négligeable pour le DT à des températures de l'ordre d'une dizaine de keV. Cela justifie la dénomination usuelle de fusion thermonucléaire.

Les différentes voies envisagées

Dans une étoile comme le soleil, le confinement est assuré sur des temps très longs par la gravitation de l'étoile. Afin de contrôler sur Terre la fusion, le principal enjeu est le confinement de l'énergie du plasma de DT, deux principales voies sont envisagées, à savoir la Fusion par Confinement Magnétique (FCM) et la Fusion par Confinement Inertiel (FCI).

La Fusion par Confinement Magnétique

La FCM repose sur l'utilisation de champs magnétiques pour confiner les noyaux de DT du plasma. Les instruments utilisés actuellement et en construction sont principalement des tokamaks (*Joint European Torus*, *Tore-Supra*, *International Thermonuclear Experimental Reactor*) [3, 4, 5], constitués de plusieurs types d'aimants pour produire des lignes de champ hélicoïdales autour d'un tore.

Pour produire de l'énergie, il faut que la puissance volumique produite par les réactions de fusion W_{fus} dépasse la puissance volumique auxiliaire déposée dans le plasma pour entretenir la combustion W_{aux} . En d'autres termes, on veut :

$$Q = W_{fus}/W_{aux} > 1$$

On a

$$W_{fus} = \frac{n^2}{4} \langle \sigma v \rangle Q_{DT} \quad (5)$$

où $Q_{DT} = 17,6$ MeV est l'énergie de fusion libérée par la réaction de fusion, $n = 2n_D = 2n_T$ est la densité de noyaux, comme nous sommes en présence d'un mélange équimolaire.

On sait qu'avec la réaction de fusion du DT 80% de l'énergie créée est portée par les neutrons pour lesquels le plasma est quasi-transparent. Les 20% restant, portés par les α se redéposent dans le plasma et contribuent à le chauffer, la puissance volumique représente $W_{alpha} = W_{fus}/5$.

Dans un plasma de fusion, les principales pertes énergétiques sont liées :

- au rayonnement de freinage (*Bremsstrahlung*) de particules chargées, et dont la puissance volumique perdue s'exprime par

$$W_{Brem} = C_b n_e^2 T^{1/2} \quad (6)$$

avec $C_b = 5,34 \cdot 10^{-24}$ erg \cdot cm³ \cdot s⁻¹ \cdot keV^{-1/2}, on rappelle que 1 erg = 10⁻⁷ J, et n_e la densité électronique ;

- à la conduction thermique donnée approximativement par

$$W_{cond} = \frac{3nk_B T}{\tau_E}$$

avec $n = n_e = n_i$.

Pour un bilan d'énergie nul, il faut que l'énergie déposée dans le plasma égalise les pertes. On fait ici l'hypothèse que l'énergie apportée au plasma par les réactions de fusion ne l'est que par le dépôt des α , on néglige le dépôt des neutrons.

$$W_{Brem} + W_{cond} = W_{fus} \left(\frac{1}{Q} + \frac{1}{5} \right)$$

d'où l'on tire le critère de Lawson, autrement appelé paramètre de confinement :

$$n\tau_E = \frac{3k_bT}{\frac{1}{4}[(1/Q) + (1/5)]Q_{DT} \langle \sigma v \rangle C_b T^{1/2}} \quad (7)$$

Les valeurs attendues du paramètre de Lawson, pour l'ignition thermonucléaire, sont données en fonction de la température du plasma pour $Q = \infty$, soit une puissance volumique auxiliaire nulle, il s'agit d'une réaction auto-entretenue.

On peut introduire ici un paramètre relatif à la fusion : la température de Post, $T_{Post} = 4,3$ keV. En dessous de cette température on a toujours $W_{alpha} < W_{Brem}$.

Les densités du plasma étant faibles, le temps de confinement de l'énergie τ_E doit être relativement important.

La Fusion par Confinement Inertiel

La FCI repose sur le confinement du plasma par sa propre inertie. Le choix s'est porté sur une coquille de combustible (DT) que l'on va faire imploser afin de comprimer le plasma et obtenir les conditions propres à l'ignition.

Le processus d'allumage se décompose en différents temps, d'abord l'ablation de la paroi externe, qui initie un choc par effet fusée, ensuite l'implosion de la paroi mise en vitesse, suivie rapidement de l'allumage et de la combustion. La figure 3 schématise le principe général de l'allumage par point chaud.

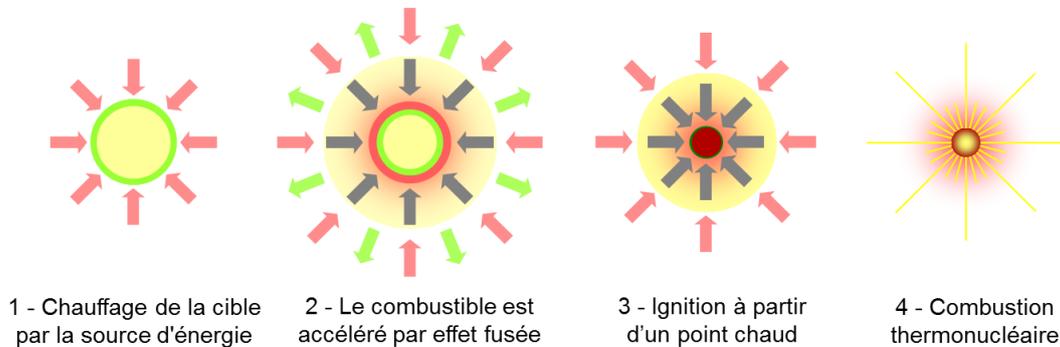


FIGURE 3 : Principe de l'allumage par point chaud en quatre étapes : d'abord le chauffage de la cible (1), ensuite l'accélération de la cible par effet fusée (2), puis l'ignition à partir d'un point chaud central (3) et enfin la combustion thermonucléaire (4)

Nous verrons que cette méthode d'allumage par point chaud minimise l'énergie à investir lors de la compression du combustible. Cela revient à chercher les conditions d'allumage dans un petit volume, à l'origine de la propagation d'une onde de combustion thermonucléaire dans le reste du combustible, tant que celui-ci demeure suffisamment confiné.

Nous pouvons exprimer un paramètre analogue au critère de Lawson en considérant le confinement d'une plasma sphérique de rayon R_f , de masse m_f et de densité massique ρ

qui se détend à la vitesse c_s . On peut alors exprimer le temps de confinement de la masse comme $\tau_{conf} = R_f/c_s$. En prenant $n_0 = \rho/m_f$ on peut alors écrire :

$$n_0\tau_{conf} = \frac{\rho R_f}{m_f c_s} \quad (8)$$

On fait alors apparaître la densité surfacique ρR_f comme paramètre clef du confinement en FCI.

Différentes sources sont envisagées dans le but d'un chauffage rapide des couches extérieures de la coquille, afin de les ablater et créer ainsi l'accélération par effet fusée :

- la striction magnétique, ou *Z-pinch* ;
- les ions lourds ;
- les rayonnements laser ou X.

Actuellement la voie la plus avancée pour obtenir l'ignition thermonucléaire est celle employant des lasers.

L'énergie laser peut être directement communiquée à la coquille, on parle alors d'**attaque directe**, ou être convertie préalablement en rayonnement X dans une cavité, dans ce cas ce sont les rayons X qui permettent la mise en vitesse de la coquille et on parle d'**attaque indirecte**. Deux grandes installations laser visent actuellement à explorer cette voie d'allumage en attaque indirecte, le NIF (*National Ignition Facility*) aux Etats-Unis et le LMJ (Laser MegaJoule) en France. A plus long terme, des méthodes plus spécifiques en attaque directe sont aussi à l'étude, avec entre autre les projets HiPER (*High Power laser Energy Research*) en Europe et FIREX (*Fast Ignition Realization EXperiment*) au Japon.

Problématique et objectifs de thèse

En FCI, l'atteinte de l'ignition thermonucléaire est fortement dépendante de la compression du combustible. Celle-ci s'opère par le biais de plusieurs chocs convergents successifs, dont les temps d'arrivée doivent être précisément synchronisés afin d'atteindre les niveaux souhaités pour l'allumage et la combustion du DT.

Ce travail de thèse vise à étudier expérimentalement le séquençement de chocs pour la fusion par confinement inertiel. Nous nous intéresserons plus particulièrement au cas de deux chocs plans successifs, ce qui permet une première approximation raisonnable des expériences finales. Ces chocs sont étudiés dans le cadre de deux approches différentes de l'ignition : l'allumage par point chaud central classique en attaque indirecte, et l'allumage par choc en attaque directe. Chacune a fait l'objet d'une expérience dont nous présenterons les résultats dans ce mémoire.

La première expérience, en attaque indirecte, a eu lieu sur la Ligne d'Intégration Laser (LIL). Elle s'inscrit dans le cadre de la préparation de la future campagne d'ignition sur le Laser MégaJoule, les deux chocs plans s'apparentent en effet aux deux premiers chocs convergents, sachant que le rayon de courbure des chocs est grand devant l'épaisseur de la capsule. L'expérience vise à tester la méthode de mesure d'une coalescence de chocs,

et surtout à valider les prédictions de la simulation sur le cas modèle d'un échantillon de polystyrène.

La seconde expérience, en attaque directe, a eu lieu sur l'installation LULI 2000. Elle visait à caractériser la propagation d'un choc fort créé à éclairage laser élevé (de l'ordre de $10^{15} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$) dans le plasma préformé par une première impulsion laser. Cette configuration est inspirée par la méthode récemment proposée d'allumage par choc. Elle constitue un premier test expérimental, dans une configuration simplifiée, de notre compréhension de l'hydrodynamique dans ce régime et de la validité de nos simulations.

La méthode expérimentale que nous avons privilégiée pour ce travail est l'utilisation de diagnostics optiques en face arrière de la cible, permettant de remonter à la dynamique des chocs. Ainsi, nous avons eu recours, pour chacune de ces expériences, à un ensemble constitué de deux VISAR (*Velocity Interferometer System for Any Reflector*) apportant des mesures velocimétriques et de réflectivité, et à un diagnostic de Visualisation de Débouchés de Chocs (VDC) par mesure de l'émission propre de la cible, qui fournit des temps caractéristiques et des évaluations de température. Le diagnostic VISAR fait intervenir un faisceau sonde, qui se réfléchit sur une surface en mouvement. La qualité de ses résultats dépend, d'une part, de la transparence du milieu traversé par la sonde, et, d'autre part, de l'absence de réflexions parasites à l'interface fenêtre-vide. Ces mesures ont donc été l'occasion de tester les propriétés optiques des matériaux cibles, et de valider la faisabilité de traitements antireflets (essentiellement dans le cas du polystyrène). Par ailleurs, la surface en mouvement dont on souhaite mesurer la vitesse doit être réfléchissante, s'il s'agit d'un front de choc, il faut donc que le milieu sous choc soit conducteur.

Signalons au passage que nous avons eu également l'occasion d'appliquer avec succès ce même ensemble de diagnostics à l'étude de chocs obliques, lors d'une autre expérience sur le LULI 2000. Nous ne traiterons toutefois pas ici de ces résultats, qui s'inscrivent dans un cadre très différent de celui de cette thèse.

Plan de thèse

Ce mémoire comporte neuf chapitres et est découpé en trois parties.

Nous donnerons d'abord quelques éléments indispensables sur le contexte de la thèse : le premier chapitre décrit les principes de la fusion par confinement inertiel, et montre comment la chronométrie des chocs y intervient. Le deuxième chapitre rappelle quelques notions essentielles sur les chocs, et dresse un bref panorama des études antérieures de chronométrie des chocs pour la FCI.

La seconde partie, qui constitue le coeur de la thèse, traite de la campagne expérimentale en attaque indirecte sur la LIL. Nous présentons en détail le principe général de l'expérience et la configuration utilisée au chapitre 3. Les résultats expérimentaux relatifs à l'énergétique de la cavité de conversion, et donc à notre connaissance du flux incident sur l'échantillon, sont présentés au chapitre 4. L'ensemble des diagnostics optiques qui permettent de caractériser les chocs est décrit dans le chapitre 5. Le sixième chapitre s'attache à l'analyse et à l'interprétation des données velocimétriques, comparées aux prévisions des

simulations numériques. Enfin, les phénomènes optiques qui apparaissent sur les images expérimentales sont étudiés dans le chapitre 7, à l'aide d'une analyse de la réflectivité par des modèles simples. Ce chapitre présente également pour finir les mesures de températures de choc, celles-ci s'appuyant notamment sur la mesure de la réflectivité.

Enfin, la dernière partie du mémoire évoque l'expérience menée en attaque directe sur le LULI 2000. Le chapitre 8 présente le dispositif expérimental, tandis que le dernier chapitre rassemble les résultats obtenus et leur analyse, en comparant les résultats VISAR avec les résultats de simulations numériques.

Première partie

La fusion par confinement inertiel

Chapitre 1

Le confinement inertiel

1.1 La production d'énergie, les conditions d'allumage et de combustion

L'idée d'un confinement inertiel est née avec l'apparition des premiers lasers de puissance [6]. En effet, ceux-ci permettent de délivrer une puissance importante sur un temps court, et de focaliser celle-ci sur de petits volumes. Ils sont donc bien adaptés à la production des hautes densités d'énergie requises par la FCI. L'objectif est d'utiliser un rayonnement énergétique pour comprimer une cible contenant le réactif fusible. Le but étant, si possible, de produire à terme de l'énergie électrique par cette voie.

Ce qui est recherché dans les futures expériences de fusion par confinement inertiel est l'allumage du combustible suivi de la combustion d'une fraction appréciable de carburant, auto-entretenu par les particules α issues des premières réactions de fusion.

1.1.1 La production d'énergie

Nous avons vu que les réactions de fusion sont exo-énergétiques, elles peuvent donc en principe être employées pour produire de l'énergie. Cependant ces réactions ne se déclenchent pas spontanément et l'atteinte des conditions de température et de densité pour lesquelles elles se produisent à un niveau non négligeable demande un apport d'énergie. La comparaison de l'énergie investie avec l'énergie dégagée conduit à la notion de gain.

Dans le cas de la fusion par confinement inertiel avec un laser, le gain cible, noté G_{cible} est défini comme le rapport entre l'énergie de fusion créée par la combustion de la cible E_{fus} et l'énergie laser nécessaire à l'obtention de l'allumage E_{laser}

$$G_{cible} = \frac{E_{fus}}{E_{laser}} \quad (1.1)$$

L'énergie laser dépend elle-même d'une énergie électrique d'entrée E_{in} , soumise à une efficacité de conversion $\eta_{laser} = E_{laser}/E_{in}$. La figure 1.1 rend compte de tous les paramètres de gain et d'efficacité, propres à un éventuel réacteur à fusion de type FCI.

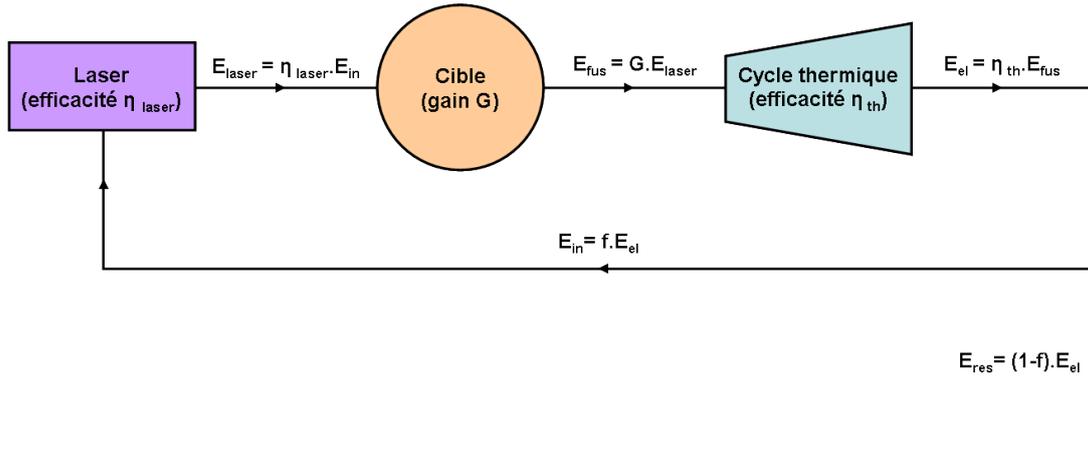


FIGURE 1.1 : Bilan d'nergie d'un réacteur de type FCI

L'nergie produite par la cible devra être récupérée par un fluide caloporteur¹, permettant de transmettre l'nergie sous forme de chaleur à un liquide (de l'eau en général) qui, se vaporisant, entraînera une turbine, elle même transformant le travail mécanique en nergie électrique E_{el} . On prend en compte l'efficacité thermique η_{th} d'un tel processus, on a $E_{el} = \eta_{th} E_{fus}$. On remarque que pour qu'un tel réacteur soit autosuffisant il faut prélever une fraction f d'nergie électrique pour alimenter le laser, le reste $E_{res} = (1 - f) E_{el}$ est transmis au réseau. Le cycle est autosuffisant si l'on a effectivement :

$$f \eta_{th} G \eta_{laser} = 1 \quad (1.4)$$

Encore reste-t-il à obtenir assez d'nergie sur le réseau pour rendre un tel réacteur rentable. Il faut bien sûr dépasser cette valeur minimale de gain.

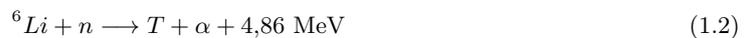
La production d'nergie nécessiterait un gain cible important, S. Atzeni [2] estime au premier ordre l'efficacité thermique à $\eta_{th} = 40\%$ et que la fraction à prélever doit être inférieure à $1/4$. Quant au rendement du laser il est pris entre 10 et 33%. Cela implique que l'on doit avoir un gain de cible $G_{cible} = 30 - 100$.

Précisons que le gain cible est défini comme

$$G_{cible} = \eta_{cavite} \eta_{hydro} \eta_{combustible} G_{DT}$$

avec η_{cavite} l'efficacité de couplage laser-cavité en cas d'attaque indirecte (10-20%), η_{hydro} le rendement hydrodynamique entre le rayonnement et la cible mise en vitesse (10-20%),

1. Entamons une petite parenthèse sur le fluide caloporteur envisagé, il pourrait s'agir de lithium et de plomb fondu. La raison essentielle de la présence de lithium (Li) [7] est le fait qu'il réagisse avec les neutrons selon deux réactions :



On peut ainsi récupérer du tritium, élément très peu disponible à cause de sa courte durée de vie (≈ 12 ans). Cependant la réaction la plus fréquente pour les neutrons de 14,1 MeV est celle qui est endothermique, ceci est un faible bémol en prenant en compte que le 6Li permet d'augmenter tout de même la production d'nergie, nergie accumulée et véhiculée par le plomb.

$\eta_{combustible}$ le rendement énergétique interne du combustible (50-100%) et G_{DT} le gain même de la combustion du DT (500-1000). Le rendement cible ($\eta_{cavite}\eta_{hydro}\eta_{combustible}$) est estimé entre 1 et 4%, on se rend compte de la complexité d'obtenir un gain cible élevé dans ces conditions.

La FCI repose sur le confinement du plasma par sa propre inertie. Le choix est porté sur une coquille de combustible (DT), que l'on va accélérer en son centre afin de comprimer le plasma et obtenir les conditions propres à l'ignition.

Considérons dans un premier temps, un plasma sphérique de DT de rayon R_f (f pour fuel), comprimé à une densité ρ et porté à une température T , mais non confiné. Naturellement il tend à se détendre, une onde de raréfaction remonte vers le centre à la vitesse du son, ainsi le rayon de la zone non détendue évolue dans le temps

$$R = R_f - c_s t \quad (1.5)$$

avec $c_s = (2k_B T/m_f)^{1/2}$ la vitesse du son isotherme, on précise que m_f est la masse moyenne du combustible et que le facteur 2 tient compte de la présence des électrons dans le plasma.

On peut alors exprimer le temps de confinement de la masse comme $\tau_{conf} = R_f/c_s$. En prenant $n = \rho/m_f$ on peut alors écrire :

$$n\tau_{conf} = \frac{\rho R_f}{m_f c_s} \quad (1.6)$$

On voit alors apparaître un paramètre de confinement propre à la FCI, ρR_f , qui correspond en quelque sorte au critère de Lawson $n\tau$ utilisé en FCM.

On peut désormais déterminer la fraction Φ de combustible brûlé, en restant dans les mêmes dispositions, un plasma sphérique et un mélange équimolaire de DT

$$\Phi = \frac{\rho R_f}{H_B} \quad (1.7)$$

avec H_B le paramètre de combustion

$$H_B = \frac{8c_s m_f}{\langle \sigma v \rangle} \quad (1.8)$$

L'appauvrissement du combustible lors de la combustion est négligé. On le prend en compte, en notant $H_f = \rho R_f$, on peut écrire :

$$\Phi = \frac{H_f}{H_B + H_f} \quad (1.9)$$

En prenant un plasma de température comprise entre 20 et 100 keV au moment de l'allumage, le paramètre de combustion H_B est compris entre 6 et 9 $\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$, on prend généralement comme référence $H_B = 7 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$. Donc on brûle un tiers du combustible à une température proche de 40 keV avec une densité surfacique $H_f = 3 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$.

Sachant que la fusion d'un noyau de deutérium et un noyau de tritium libère une énergie $W = 17,6 \text{ MeV} = 2,82 \cdot 10^{-5} \text{ erg}$, nous pouvons calculer l'énergie de fusion² E_{fus} libérée par la combustion de la fraction Φ masse m_f de matériau fusible (ici du DT) :

$$E_{fus} = \frac{W}{Am_n} \Phi m_f \approx 3,39 \cdot 10^{18} \Phi m_f \quad (1.10)$$

avec A le nombre total de nucléons et m_n la masse d'un nucléon.

Si l'on considère le plasma de DT comme un gaz parfait, on peut écrire :

$$E_{int} = \frac{4\pi(1+Z)k_B}{Am_n} \frac{(\rho R)^3 T}{\rho^2} \approx 4,18 \cdot 10^8 \frac{(\rho R)^3 T}{\rho^2} \quad (1.11)$$

On déduit des équation 1.10 et 1.11, le gain du DT :

$$G_{DT} = \frac{E_{fus}}{E_{int}} = \frac{W}{3(1+Z)k_B} \Phi \frac{1}{T} \approx 3,40 \cdot 10^{10} \frac{\Phi}{T} \quad (1.12)$$

On se rend compte que le gain est limité, ainsi en prenant une température de 100 MK ($\approx 8,6 \text{ keV}$) on obtient un gain maximum $G_{DT,max} \approx 300$ ce qui conduit, en considérant un rendement maximal de 4%, à un gain cible $G_{cible,max} \approx 10$ dans des conditions idéales et pour une combustion totale.

L'augmentation de ce gain nécessite la diminution de l'énergie investie. Il est possible d'y parvenir en ne portant qu'une faible partie du combustible à l'inflammation. On parvient ainsi, à partir d'un point chaud central représentant seulement quelques pourcents de la masse totale de combustible, à former une onde thermonucléaire divergente. Cette onde est portée par les α se déposant par couches successives dans le plasma froid et dense. Il s'agit du concept d'allumage par point chaud.

Le gain dépend aussi de l'énergie de fusion, voyons quelle énergie on peut s'attendre à obtenir.

On exprime la densité massique du combustible en fonction de sa masse sphérique M_f et de sa masse surfacique H_f :

$$\rho = \sqrt{\frac{4\pi}{3} \frac{H_f^3}{M_f}} \quad (1.13)$$

On se rend aisément compte que plus la masse de combustible est importante et moins on aura à le porter à des densités massiques élevées. Par exemple pour brûler un tiers d'une masse de 1 mg de DT, on doit la porter à une densité massique $\rho = 336 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$, soit près de 1500 fois la densité initiale du DT solide ($0,225 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$). Une telle réaction produirait une énergie de $\approx 112 \text{ MJ}$ en un temps de confinement de 15 ps et avec un rayon cible de $90 \mu\text{m}$.

Le tableau 1.1 donne quelques ordres de grandeurs appréciables sur les quantités mises en jeu par la FCI en fonction de la masse de combustible.

2. Par commodité nous nous plaçons dans le système d'unités CGS habituellement utilisé en FCI (g-cm-K-s-erg).

M_f [mg]	E_{fus} [MJ]	ρ [$\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$]	R_f [mm]
1000	10^5	11	3
100	10^4	34	1
10	10^3	106	0,3
1	10^2	336	0,1
0,1	10	$1,1 \cdot 10^3$	0,03
0,01	1	$3,4 \cdot 10^3$	0,01
0,001	0,1	$1,1 \cdot 10^4$	0,003

TABLE 1.1 : Ordres de grandeurs de l'énergie de fusion E_{fus} , la densité massique ρ à laquelle doit être portée le plasma et le rayon de la cible R_f pour différentes masses de combustible M_f

Augmenter la masse entraîne une croissance énergétique incompatible avec une quelconque installation, par contre diminuer la masse de combustible exige de comprimer de manière excessive une cible de plus en plus petite. Il s'agit donc de trouver un compromis autour du milligramme.

1.1.2 Les conditions d'allumage et de combustion

Les exigences relatives à une combustion, comme nous venons de la présenter, amènent à prendre en considération l'allumage par point chaud. Pour atteindre l'allumage, il faut que le point chaud présente un bilan d'énergie positif.

En considérant l'existence d'un point chaud d'énergie interne E_{int} , on peut estimer les gains et pertes tout au long de l'implosion :

$$\frac{dE_{int}}{dt} = \frac{dE_{mec}}{dt} + P_{TNdep} - P_{ray} - P_{cond} \quad (1.14)$$

La variation d'énergie interne du point chaud s'exprime en fonction de l'apport d'énergie par le travail des forces extérieures pendant la phase d'implosion et le dépôt par les réaction thermonucléaires, ainsi qu'en fonction des pertes d'énergie liées au rayonnement Bremsstrahlung et à la conduction électronique³.

La puissance dégagée par les réactions de fusion thermonucléaire s'exprime par :

$$P_{\alpha,n} = E_{\alpha,n} \frac{4\pi}{3(Am_n)^2} \frac{(\rho R)^3}{\rho} \langle \sigma v \rangle \quad (1.15)$$

La fraction redéposée dans le matériau fusible de densité surfacique ρR est approchée par la relation

$$P_{(\alpha,n)dep} = P_{\alpha,n} \frac{\rho R}{\rho R + \rho \lambda_{\alpha,n}} \quad (1.16)$$

3. Nous allons détailler les différentes puissances impliquées, toutes les applications numériques sont données en unité CGS, à savoir les distances en cm, la masse en g, l'énergie en erg et la température en K

où $\lambda_{\alpha,n}$ représente le libre parcours moyen des α ou des neutrons. On a évidemment $P_{TNdep} = P_{\alpha dep} + P_{n dep}$, or $\rho\lambda_n = 4,6 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}$ largement plus important que la masse surfacique du milieu, on néglige la déposition des neutrons dans le combustible froid.

On considère alors que l'intégralité des α se redéposent dans le milieu⁴ (si $\rho\lambda_\alpha < \rho R$, la puissance des α ne se dépose que dans le point chaud). On a alors :

$$P_{TNdep} \approx P_\alpha = 3,43 \cdot 10^{41} \frac{(\rho R)^3}{\rho} \langle \sigma v \rangle \quad (1.17)$$

On précise que les densités massiques et rayons seront toujours donnés en $\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$ et cm .

La puissance rayonnée par Bremsstrahlung est donnée par [9] :

$$P_{Brem} = \frac{32}{9\pi\sqrt{2\pi}} \frac{Z^3 e^6}{\epsilon_0^3 m_e^{3/2} h c^3 (Am_n)^2} \frac{(\rho R)^3}{\rho} \sqrt{k_B T} \quad (1.18)$$

Ce qui donne pour la puissance rayonnée :

$$P_{ray} \approx P_{Brem} = 3,82 \cdot 10^{20} \frac{(\rho R)^3}{\rho} \sqrt{T} \quad (1.19)$$

Les pertes par conduction électronique sont évaluées par la conductivité de Spitzer, on donne [9]

$$P_{cond} = 128\pi^3 \left(\frac{8}{\pi}\right)^{3/2} \frac{Z}{Z + 3,3} \frac{\epsilon_0^2}{e^4 \sqrt{m_e} Z \ln \Lambda} (k_B T)^{7/2} \frac{\rho R}{\rho} \quad (1.20)$$

L'application numérique donne

$$P_{cond} = 7,62 \cdot 10^{-5} \frac{\rho R}{\rho} T^{7/2} \quad (1.21)$$

Le travail des forces extérieures est donnée comme le travail d'un piston dense de vitesse $v_p = dR/dt$ (vitesse négative par convention durant l'implosion, et positive durant la détente) sur un gaz de pression interne

$$P_{int} = \frac{2(1+Z)}{Am_n} \rho k_B T \quad (1.22)$$

On a $\frac{dE_{meca}}{dt} = -P_{int} \frac{dV}{dt}$, or $dV = 4\pi R^2 dR$, donc :

$$\frac{dE_{meca}}{dt} = -\frac{8\pi(1+Z)}{Am_n} v_p \frac{(\rho R)^2}{\rho} k_B T \quad (1.23)$$

L'application numérique donne :

$$\frac{dE_{meca}}{dt} = -8,4 \cdot 10^8 v_p \frac{(\rho R)^2}{\rho} T \quad (1.24)$$

4. En réalité seulement 80 à 90% des α se redéposent, une approximation plus précise de $\rho\lambda_\alpha$ prenant compte de l'effet de la température est donnée par Duderstadt [8] :

$$\rho\lambda_\alpha = \frac{1,9}{1 + 8,26 \cdot 10^{10} T^{-5/4}} \text{ avec } T[\text{K}]$$

Dans le cas limite où l'allumage s'opère à la stagnation, on considère que la vitesse d'implosion s'annule, donc le travail mécanique s'annule aussi : $\frac{dE_{mecc}}{dt} = 0$. En pratique on s'assure de disposer d'une réserve d'énergie cinétique au moment de l'allumage en utilisant une capsule légèrement surdimensionnée par rapport à ce cas limite.

Considérons désormais le bilan d'énergie à l'allumage, la limite est donnée par l'annulation de la variation d'énergie interne, ce qui conduit à la relation

$$P_{TNdep} - P_{ray} - P_{cond} = 0$$

En utilisant les dernières relations 1.17, 1.19 et 1.21, on détermine la densité surfacique en fonction de la température :

$$\rho R = \sqrt{\frac{7,62 \cdot 10^{-5} T^{7/2}}{3,43 \cdot 10^{41} \langle \sigma v \rangle - 3,82 \cdot 10^{20} T^{1/2}}} \quad (1.25)$$

Le domaine d'allumage (cf figure 1.2) est le domaine pour lequel le bilan d'énergie est positif. La combustion s'opère alors si le rayon du point chaud est supérieur au libre parcours moyen des particules α .

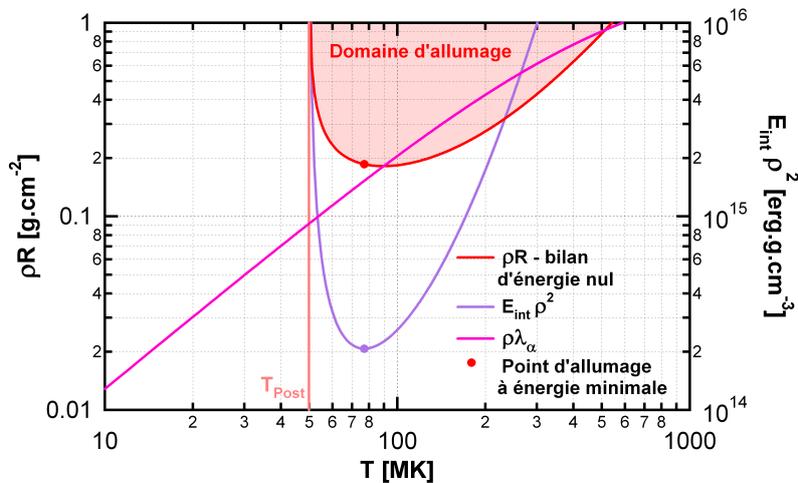


FIGURE 1.2 : Représentation du domaine d'allumage : densité surfacique du point chaud en fonction de la température pour un bilan d'énergie nul, le point d'allumage à énergie minimale apparaît à la température de 77 MK

Le point optimal pour l'allumage du point chaud minimise son énergie interne (équation 1.11). On représente en figure 1.2 le produit $E_{int}\rho^2$, fonction de la température (ρR est elle-même fonction de la température sur la courbe d'allumage) afin d'estimer le point de fonctionnement : $T_{all} = 77$ MK et $(\rho R)_{all} \approx 0,19$ g · cm⁻².

Au point de fonctionnement, l'énergie interne du point chaud s'exprime alors comme $E_{int} \approx 2,08 \cdot 10^{14} / \rho^2$. On donne quelques ordres de grandeur de cette énergie en fonction de la densité du point chaud au tableau 1.2.

ρ [$\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$]	E_{int} [kJ]
1	$21 \cdot 10^3$
10	210
100	2,1
500	$8,3 \cdot 10^{-2}$

TABLE 1.2 : Ordres de grandeurs de l'énergie interne du point chaud E_{int} pour sa densité massique ρ

On peut noter que l'allumage d'un plasma de DT qui minimise l'énergie investie nécessite une forte compression, on cherche donc à atteindre des densités supérieures à $\approx 100 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$.

Notons, sans entrer dans les détails, que le modèle de Bayer-Juraszek [9] utilisé ici néglige le recyclage des pertes par conduction et rayonnement. Le point chaud n'étant pas un système fermé, on peut considérer l'ablation du combustible froid par la conduction électronique (dominante à haute température) autour du point chaud. Ce dernier grossit et rejoint plus facilement les conditions d'allumage en diminuant sa température et en faisant croître son ρR .

En résumé, pour avoir des gains substantiels il faut allumer un point chaud à une densité surfacique d'au moins $(\rho R)_{all} \approx 0,19 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ à une température $T_{all} = 77 \text{ MK}$ (typiquement les conditions d'allumage thermonucléaire sont estimées à $\rho R \approx 0,4 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ et $T \approx 120 \text{ MK}$).

1.1.3 Critères sur la vitesse d'implosion

Durant la phase d'implosion, la puissance mécanique (équation 1.24) est positive, on la prend en compte dans le bilan d'énergie exprimé en équation 1.14. L'énergie mécanique est prépondérante jusqu'à la stagnation, les réactions thermonucléaires étant alors anecdotiques. Pour pouvoir comprimer correctement la cible, il est nécessaire d'avoir un bilan d'énergie positif. Nous présentons en figure 1.3 les courbes de bilan d'énergie nul correspondant à différentes vitesses d'implosion.

Nous remarquons que pour des vitesses élevées le bilan d'énergie est positif tout au long du chemin hydrodynamique. Inversement, pour des vitesses faibles le bilan d'énergie ne permet pas d'accéder au domaine d'allumage, en effet le chemin hydrodynamique passe obligatoirement par la zone où le bilan d'énergie est négatif. En d'autres termes lorsque la vitesse d'implosion est trop faible, toute l'énergie apportée pour compresser est dissipée trop rapidement pour conduire à la formation d'un point chaud. On estime la vitesse limite, pour atteindre le domaine d'allumage, à $1,2 \cdot 10^7 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$. En prenant un facteur de sécurité, les vitesses d'implosion doivent être supérieures à $2 \cdot 10^7 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$, afin d'atteindre l'allumage.

La vitesse d'implosion se détermine à partir des énergies désirées au niveau du point

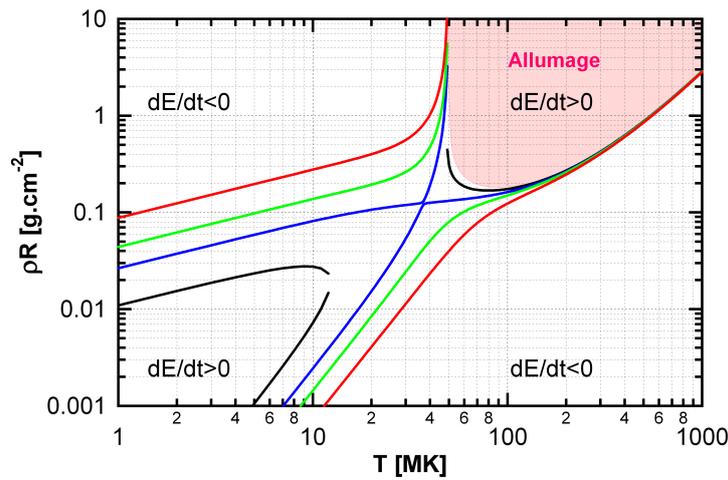


FIGURE 1.3 : Courbes de bilan d'énergie nul ; chaque courbe de couleur différente représente une valeur de la vitesse d'implosion v_{imp} [$\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$] : en rouge $4,0 \cdot 10^7$, en vert $2,0 \cdot 10^7$, en bleu $1,2 \cdot 10^7$ et en noir $0,5 \cdot 10^7$

chaud. On considère que le combustible est séparé en deux zones comme représentées en figure 1.4 :

- le point chaud central de rayon R_h , il possède une densité ρ_h relativement faible et une température T_h qui doivent satisfaire aux conditions d'allumage ;
- le combustible périphérique dense et froid d'épaisseur $R_c - R_h$, il est caractérisé par sa masse M_c .

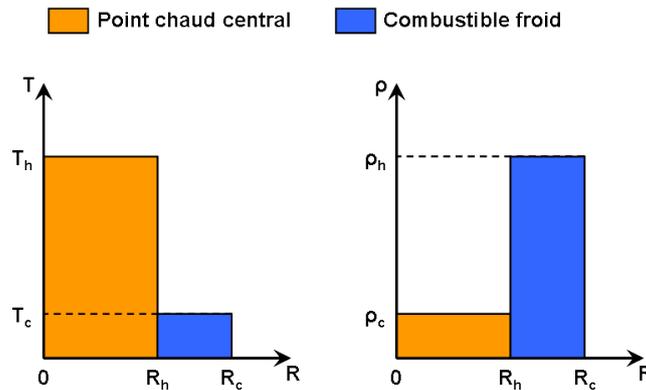


FIGURE 1.4 : Schéma de principe du modèle d'allumage par point chaud central

Le rayon externe du DT froid se déduit des différentes grandeurs :

$$R_c = \left(R_h^3 + \frac{3M_c}{4\pi\rho_c} \right)^{\frac{1}{3}}$$

On rappelle que le point chaud est décrit par l'équation d'état des gaz parfaits ce qui

signifie selon les équations 1.22 et 1.11 des énergies et pressions internes de :

$$E_h = 4,18 \cdot 10^8 \frac{(\rho_h R_h)^3 T_h}{\rho_h^2} \quad (1.26)$$

$$P_h = 6,66 \cdot 10^7 \rho_h T_h \quad (1.27)$$

On a de plus la masse du DT chaud

$$M_h = \frac{4\pi}{3} \frac{(\rho_h R_h)^3}{\rho_h^2} \quad (1.28)$$

On remarque la relation particulière : $E_h/M_h = 10^8 T_h$.

Le combustible froid ne peut pas être décrit par l'équation d'état des gaz parfaits, en effet sa densité est trop élevée, et sa température relativement basse. On le considère donc comme un gaz de Fermi dégénéré.

Le niveau d'énergie maximum est donné par l'énergie de Fermi

$$\epsilon_f = \frac{h^2}{8\pi^2 m_e} (3\pi^2 n_e)^{2/3} \quad (1.29)$$

La pression du DT froid se déduit de cette énergie par

$$P_c = \frac{2}{5} \epsilon_f n_e$$

Mais nous ne tenons pas compte ainsi du niveau de préchauffage, il est donc nécessaire d'introduire le taux d'entropie $\alpha \approx P_c \rho_c^\gamma$ [10], ce qui donne finalement

$$P_c = \left(\frac{6\pi^2 Z}{Am_n} \right)^{2/3} \frac{Zh^2}{10Am_n \pi^2 m_e} \alpha \rho_c^{5/3} = 2,18 \cdot 10^{12} \alpha \rho_c^{5/3} \quad (1.30)$$

On peut noter que la pression ne dépend pas ici de la température, seulement de la densité du milieu.

L'énergie interne du DT froid est donnée par : $E_c = \frac{3}{2} P_c V_c$, donc

$$E_c = \left(\frac{6\pi^2 Z}{Am_n} \right)^{2/3} \frac{3Zh^2}{20Am_n \pi^2 m_e} \alpha M_c \rho_c^{2/3} = 3,27 \cdot 10^{12} \alpha M_c \rho_c^{2/3} \quad (1.31)$$

Le paramètre $\alpha (> 1)$ représente l'entropie communiquée au combustible, nous le considérerons plus en détail au chapitre suivant.

On utilise un modèle dit "isobare" pour décrire l'allumage par point chaud central. On imagine qu'à la stagnation les pressions entre le point chaud et le combustible froid s'équilibrent. On estime donc que l'on a : $P_c = \epsilon P_h$, avec ϵ un coefficient inférieur à l'unité. On peut donc exprimer la densité du combustible froid :

$$\rho_c = 1,95 \cdot 10^{-3} \left(\frac{\epsilon \rho_h T_h}{\alpha} \right)^{3/5} \quad (1.32)$$

On remarque que plus le paramètre d'entropie est élevé, et moins la compression, donc le gain, sont importants. Il est donc nécessaire d'avoir une compression la plus isentropique ($\alpha = 1$) possible.

Afin de relier la vitesse d'implosion à l'énergie interne du DT ($E_{DT} = E_h + E_c$), considérons les trois hypothèses suivantes :

- à la fin de la phase d'accélération, la cible est composée du DT central qui forme le point chaud et d'un piston dense qui forme le combustible froid (de vitesse V_{imp} et de masse M_c) ; l'énergie cinétique de ce piston est $E_c = \frac{1}{2}M_c V_{imp}^2$;
- nous supposons que l'ablateur s'est vaporisé et a communiqué sa vitesse V_{imp} au DT froid ;
- le piston est ralenti et stoppé par les chocs successifs, toute son énergie cinétique est transformée en énergie interne.

On a finalement :

$$V_{imp} = \sqrt{\frac{2(E_H + E_c)}{M_c}} \quad (1.33)$$

On a toujours E_h donné par l'équation 1.26, tandis que E_c se déduit des équations 1.30 et 1.32

$$E_c = 5,1 \cdot 10^{10} \alpha^{3/5} M_c (\epsilon \rho_h T_h)^{2/5} = 1,02 \cdot 10^{11} \alpha^{3/5} \frac{E_{DT}}{V_{imp}^2} (\epsilon \rho_h T_h)^{2/5} \quad (1.34)$$

Pour simplifier l'écriture nous introduisons les coefficients suivants :

$$a = 4,18 \cdot 10^8 (\rho_h R_h)^3 T_h \quad (1.35)$$

$$b = 1,02 \cdot 10^{11} (\epsilon T_h)^{2/5} \quad (1.36)$$

Nous obtenons alors l'équation :

$$\frac{a}{\rho_h^2} + b \alpha^{3/5} \frac{E_{DT}}{V_{imp}^2} = E_{DT} \iff E_{DT} = \frac{a}{\rho_h^2 \left(1 - b \alpha^{2/5} \frac{\rho_h^{2/5}}{V_{imp}^2}\right)} \quad (1.37)$$

Cette dernière relation nous montre que pour une vitesse d'implosion donnée, l'énergie à investir dans le DT dépend de la densité finale du point chaud. Parmi toutes les solutions possibles, nous choisissons celle qui minimise l'énergie totale, $dE_{DT}/d\rho_h = 0$. Nous trouvons alors

$$\rho_h = 0,634 \frac{V_{imp}^5}{b^{5/2} \alpha^{3/2}} \quad (1.38)$$

En injectant cette relation dans l'équation 1.37, nous obtenons

$$E_{DT} = 15ab^5 \frac{\alpha^3}{V_{imp}^{10}} \quad (1.39)$$

Nous remarquons que plus le paramètre d'entropie est élevé et plus l'énergie à investir est importante. A l'inverse, on cherche à obtenir une vitesses d'implosion la plus grande possible.

Nous avons déterminé précédemment, une borne inférieure à la vitesse d'implosion ($2 \cdot 10^7 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$). Nous pouvons exprimer aussi une borne supérieure. En effet pour rester dans le modèle, il ne faut pas que le combustible froid devienne équivalent au point chaud. Nous pouvons fixer la condition $\rho_c > \rho_h$, ce qui conduit à

$$V_{imp} < 1,54 \cdot 10^4 \sqrt{\epsilon T_h} \quad (1.40)$$

On prend la valeur donnée dans la référence [9] $\epsilon = 0,3$, et la température à l'allumage 77 MK, ce qui donne $V_{imp} < 7,4 \cdot 10^7 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$.

Nous avons donc vu que les conditions limites de l'allumage sont données par la température et la densité surfacique du point chaud central. Mais le paramètre d'entropie et la vitesse d'implosion jouent un rôle important dans l'atteinte de ces conditions et l'optimisation du gain.

1.2 Schémas standards d'allumage - point chaud autogénéré

Considérons désormais les méthodes retenues dans le cadre des programmes de recherches actuels (*National Ignition Facility* et Laser MegaJoule), qui se basent sur la génération d'un point chaud central à partir d'une irradiation la plus homogène possible.

Nous considérerons les deux voies envisagées pour une telle méthode à savoir les attaques directe et indirecte.

1.2.1 Schéma d'attaque directe

L'attaque directe est le schéma le plus "intuitif" de la FCI, on éclaire directement la cible avec le laser (cf figure 1.5). C'est elle qui a fait l'objet des premières recherches [6], et qui semble être la plus efficace quant à l'investissement énergétique. Mais dans l'optique de générer un point chaud central, quelques complications apparaissent avec cette méthode dont l'homogénéité d'éclairement et la génération d'électrons suprathermiques.

Nous présenterons d'abord le principe d'ablation, puis nous verrons les enjeux associés aux interactions laser plasma.

1.2.1.1 Ablation par un laser

Le processus d'ablation d'une cible par un laser met en jeu quatre zones distinctes à savoir la couronne sous-critique, la zone de conduction, le matériau choqué et le solide non perturbé. La figure 1.6 représente les profils spatiaux de densité et température pour un cas d'attaque directe.

Le laser, en éclairant la cible avec une intensité $I > 10^{12} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$, va chauffer cette dernière et créer un plasma qui se détend dans le vide entre la cible et le laser. La détente du plasma va entraîner la création d'une onde de choc dans la cible qui va comprimer cette dernière. Très rapidement le laser va rencontrer un profil de densité électronique n_e

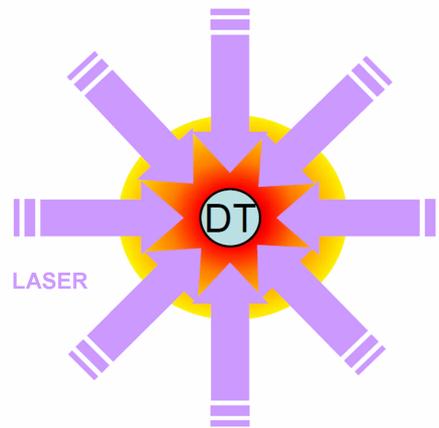


FIGURE 1.5 : Schéma simplifié d'attaque directe, les faisceaux laser irradient directement la cible

croissant, or il ne peut se propager au delà d'une densité électronique critique n_c définie comme la densité à laquelle la fréquence plasma

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}} \quad (1.41)$$

(avec e , m_e et ϵ_0 respectivement la charge et la masse de l'électron, et la permittivité diélectrique du vide) égalise la pulsation ω du laser.

D'où

$$n_c = \frac{\epsilon_0 m_e}{e^2} \omega^2 = \frac{1,11 \cdot 10^{15}}{\lambda^2} \quad (1.42)$$

Au delà de la densité critique, les électrons de la couronne surcritique vont être chauffés principalement par absorption collisionnelle⁵. Ils vont ensuite transporter l'énergie déposée par le laser vers le centre de la cible jusqu'au front d'ablation, principalement par conduction thermique pour les matériaux de Z faible ($Z < 10$). On considère comme minoritaire le transfert radiatif et la présence d'électrons rapides. La température considérée comme constante dans la couronne sous-critique, décroît de la position de densité critique au front d'ablation.

Lors de l'ablation laser, le risque de développement des instabilités hydrodynamiques est accru par le défaut d'éclairement. D'une part, le nombre fini de faisceaux laser autour de la cible engendre des défauts de longueur d'onde intermédiaire. Ceci implique, en effet, un recouvrement des taches focales et favorise l'inhomogénéité de l'éclairement. D'autre part, les points chauds à l'intérieur de chaque tache focale engendrent des défauts à faible longueur d'onde, il s'agit de l'*imprint* laser sur la cible.

5. On estime que $\approx 80\%$ de l'énergie laser est absorbée pour $I = 10^{15} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ et $\lambda = 351 \text{ nm}$. Mais il faut faire attention, à partir d'une telle intensité le champ électrique des ondes plasma électroniques accélèrent des électrons dit rapides (keV-MeV) qui au lieu de contribuer à l'ablation vont chauffer le coeur de la cible.

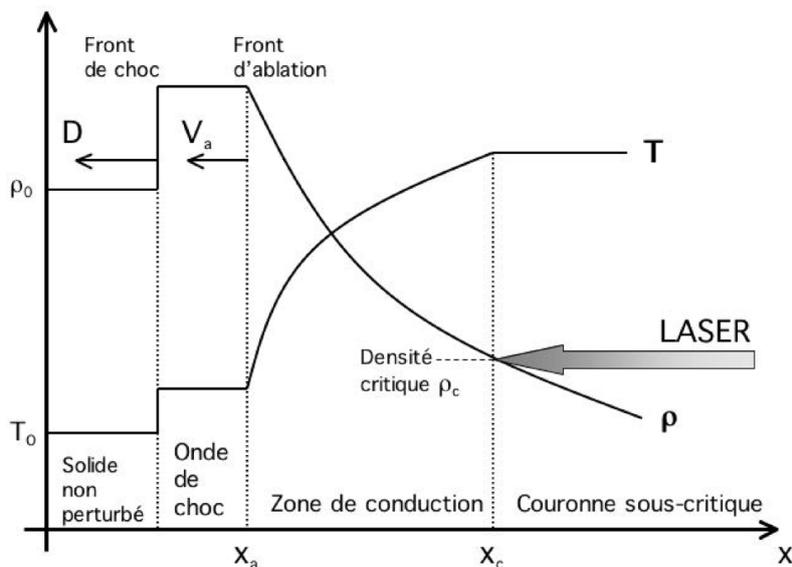


FIGURE 1.6 : Processus d'ablation dans un cas d'attaque directe, l'énergie laser est absorbée jusqu'à la densité critique ρ_c et à la position x_c , puis est transportée par conduction thermique électronique jusqu'au front d'ablation en position x_a , le front d'ablation se déplace à la vitesse V_a , un choc de vitesse D se propage en aval en réaction à la détente de la couronne

1.2.1.2 Interaction laser-plasma

L'interaction laser plasma distingue un troisième phénomène d'absorption causé par les instabilités paramétriques, il s'agit de l'absorption anormale, brièvement évoqué avec les électrons rapides. Ceci peut conduire à une perte conséquente d'énergie laser ainsi qu'à d'autres phénomènes nuisibles à l'atteinte de l'ignition.

On considère plusieurs types d'instabilités paramétriques [7] :

- la diffusion Brillouin stimulée : l'onde laser se décompose en une onde acoustique ionique et une onde électromagnétique diffusée ;
- la diffusion Raman stimulée : l'onde laser se décompose en une onde plasma électronique et une onde électromagnétique diffusée ;
- la filamentation : l'onde laser se couple avec deux ondes acoustiques ioniques, le faisceau laser est autofocalisé ;
- la désintégration à deux plasmons : l'onde laser se décompose en deux ondes plasmas électroniques ;
- la décomposition électromagnétique : l'onde laser est décomposée en une onde acoustique ionique et une onde plasma électronique.

Les instabilités de diffusion Brillouin et Raman⁶ entraînent une rétrodiffusion du la-

6. Nous parlerons souvent par la suite de SBS (*Stimulated Brillouin Scattering*) et SRS (*Stimulated*

ser, ce qui implique une perte directe d'énergie qui ne sera pas absorbée. Les électrons suprathermiques, eux, seront initiés par les instabilités Raman, de désintégration à deux plasmons et de décomposition électrostatique. L'instabilité Brillouin peut enfin entraîner une dégradation de la symétrie d'irradiation de la cible.

1.2.2 Attaque indirecte

L'attaque indirecte, elle, fait intervenir un intermédiaire entre le laser et la capsule de DT, une cavité de Z élevé [11] (cf figure 1.7). Cette voie est la solution envisagée sur les installations NIF (*National Ignition Facility*) et LMJ (Laser MegaJoule). Elle offre en effet une meilleure homogénéité d'éclairement, malgré une perte notable de rendement, causée par la conversion X.

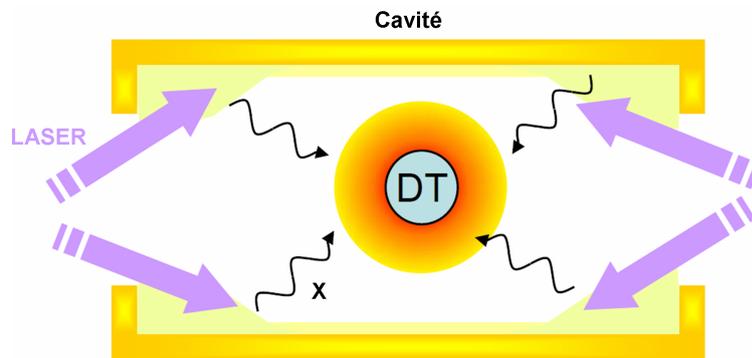


FIGURE 1.7 : Schéma simplifié d'attaque indirecte, les faisceaux laser irradient une cavité de Z élevé, convertissant ainsi l'énergie laser en rayonnement X

Nous considérerons d'abord l'ablation, puis la conversion en cavité, et les limites causées par les instabilités paramétriques.

1.2.2.1 Ablation par rayonnement X

Dans le cas de l'attaque indirecte, l'ablation de la paroi de la capsule s'effectue grâce au rayonnement X de la cavité. Nous présentons en figure 1.8 le processus d'ablation en deux temps, à l'aide des profils spatiaux de température et densité.

Le rayonnement X de la cavité va donc pénétrer et chauffer les couches extérieures de la cible, initiant ainsi une onde de chaleur supersonique dans le matériau qui garde une densité constante. Les premières couches chauffées sont plus transparentes au rayonnement, ce dernier va donc pénétrer plus profondément.

Le plasma ainsi créé va se détendre dans le vide, et donc initier une onde de choc, tandis que l'onde thermique va ralentir jusqu'à devenir subsonique. En conséquence l'onde de choc rattrape et dépasse l'onde thermique, qui devient alors une onde de chaleur ablative. Cette

Raman Scattering) respectivement pour les instabilités Brillouin et Raman stimulées.

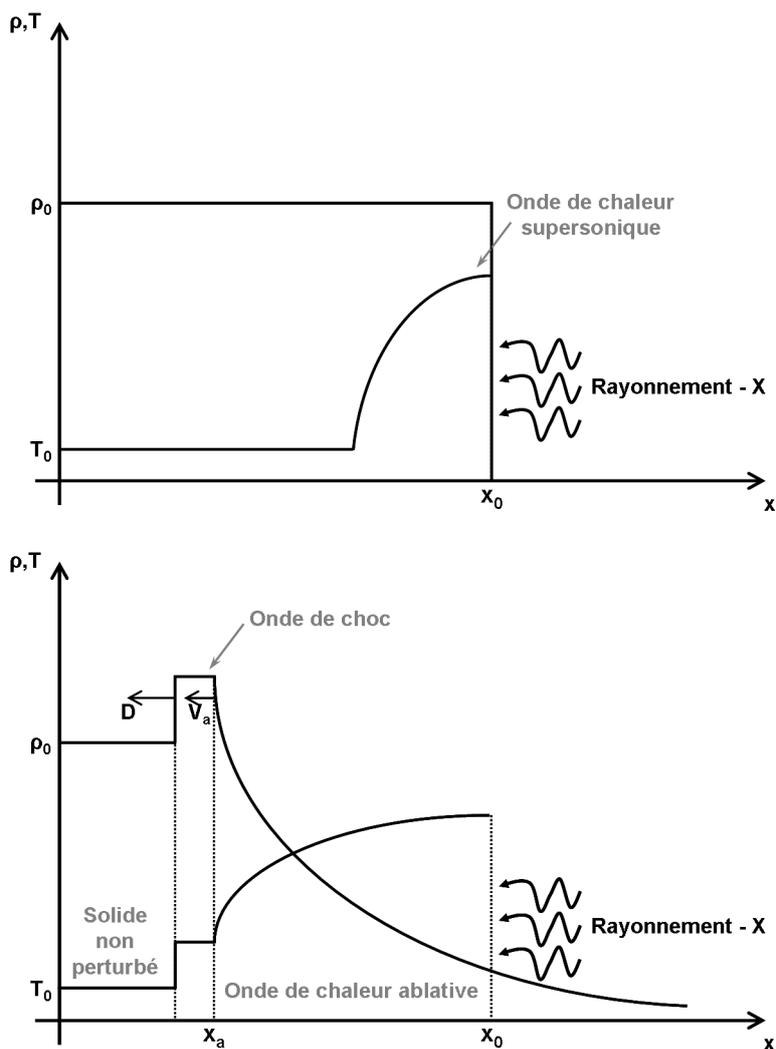


FIGURE 1.8 : Processus d'ablation dans un cas d'attaque indirecte : figure du haut, une onde de chaleur supersonique se propage dans le matériau non perturbé ; figure du bas, après un certain temps le mouvement hydrodynamique de la matière chauffée entre en jeu, l'onde de chaleur est rattrapée par une onde de choc et devient une onde de chaleur ablative, le front d'ablation (en position x_a) se déplace alors à la vitesse V_a

dernière est accompagnée d'une réémission du plasma au niveau du front d'ablation, la moitié des photons créés vont contribuer à chauffer la cible plus en profondeur, tandis que l'autre moitié est perdue dans la cavité et contribue à sa thermalisation.

1.2.2.2 Conversion X en cavité

La cavité de conversion X permet, comme son nom l'indique, de convertir l'énergie laser en rayonnement X. Le mécanisme est associé à l'ablation d'un matériau de Z élevé ($Z \gg 10$), comme en témoigne la figure 1.9, la couronne du plasma se découpe alors en deux zones, l'une de conversion, l'autre de réémission.

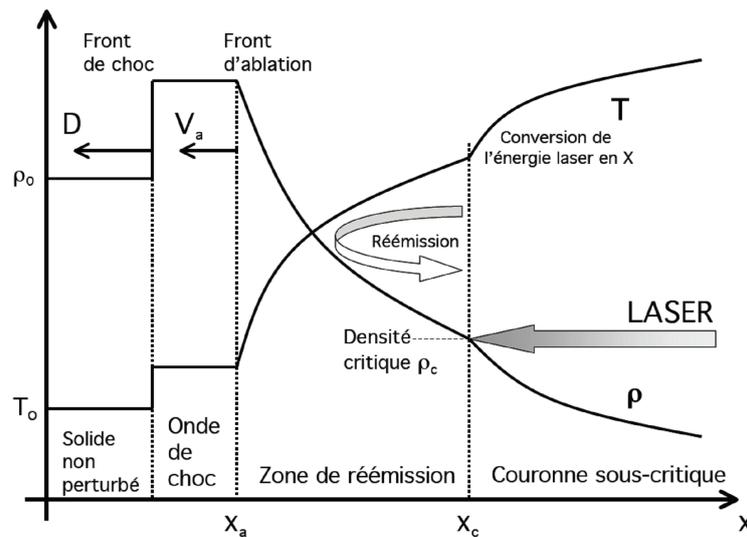


FIGURE 1.9 : Mécanisme de conversion X associé à l'ablation d'un matériau de Z élevé par un laser, l'énergie laser est absorbée jusqu'à la densité critique en x_c , la couronne sous-critique est le siège de conversion X, la zone de réémission de x_c jusqu'au front d'ablation en x_a est chauffée par les X primaires et renvoie une partie de l'énergie X vers le laser

Au niveau de la couronne sous-critique ($n_e < n_c$) le laser est absorbé, cette zone présente une densité faible ($< 0,1 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$) et des températures élevées de l'ordre du keV. Elle émet un rayonnement dans le domaine X. Trois mécanismes sont mis en jeu dans cette zone de conversion :

- l'émission par Bremsstrahlung ;
- l'émission par photorecombinaison ;
- l'émission de raies.

Les deux derniers mécanismes sont prépondérants pour les matériaux de Z élevé. Dans chacun des trois cas le rayonnement X émis se propage aussi bien du côté de la surface ablatée très dense, où il est fortement absorbé, que du côté opposé (vers le vide) où le plasma lui est transparent. La conversion est d'autant plus importante que la longueur d'onde du laser est faible et que le degré d'ionisation, donc le numéro atomique de la cible, est élevé.

Il paraît donc important d'utiliser un matériau cible lourd pour obtenir une bonne conversion, l'or ($Z = 79$) est un bon candidat.

La seconde zone est chauffée par les X de la zone de conversion, sa densité est importante ($\approx 1 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$) et sa température décroît vers la centaine d'eV. On considère que le rayonnement et la matière sont à l'équilibre thermondynamique local (ETL), une fraction des X issus de la zone de conversion va chauffer localement une petite quantité de matière qui va émettre à son tour un rayonnement décrit par une loi planckienne correspondant à la température locale. Une succession d'absorption et d'émission va permettre de réémettre

le rayonnement X dit “primaire” vers l’intérieur de la cavité.

Il va de soi que, plus le matériau est opaque à ce rayonnement primaire de la zone de conversion, et plus la réémission vers le centre de la cavité, et donc sa thermalisation, est importante. L’or est relativement facile à manipuler et est souvent préféré pour les premières expériences (comme la nôtre sur la LIL par exemple). Certaines études permettent d’envisager l’usage d’un alliage d’or avec d’autres matériaux plus lourds, tels que l’uranium, ou de l’uranium pur afin de rendre la paroi plus opaque, et ainsi augmenter son albedo. Ces cavités dites “cocktail” permettraient d’obtenir d’importants taux de conversion [12, 13]. D’autres études proposent de modifier la densité des parois pour optimiser la température radiative, et ainsi d’utiliser des matériaux sous denses tels que des mousses d’éléments lourds [14]. Les équipes du NIF ont récemment opté pour des cavités en uranium, tandis que celles du LMJ envisagent des matériaux cocktails.

Le rayonnement ainsi créé dépend de l’énergie laser entrant dans la cavité, mais en plus des pertes associées à l’absorption par la paroi, on doit aussi prendre en compte les pertes liées à la présence des trous d’entrée laser et à l’absorption du rayonnement par le microballon lors du dimensionnement d’une cavité.

La forme de la cavité résulte d’un compromis entre le souci de réduire les pertes d’énergie (en minimisant la surface des parois et celle des trous d’entrée laser), celui d’avoir une marge suffisante pour l’entrée de faisceaux (dont la taille est choisie assez large pour éviter les problèmes d’instabilité paramétriques aux fortes intensités), et la recherche d’une symétrie satisfaisante (ce qui réclame une cavité suffisamment grande et de bonnes proportions par rapport à la capsule).

1.2.2.3 Interaction laser-plasma

Comme dans le cas de l’attaque directe, l’interaction laser plasma joue un rôle déterminant. La cavité est remplie avec un élément léger, un mélange de gaz hydrogène-hélium afin de confiner le plasma d’or qui se détend des parois. On évite ainsi le bouchage du trou d’entrée laser par ce plasma, et on diminue les problèmes de symétrie que cause le déplacement des parois. Cependant le gaz qui remplit la cavité, ainsi que le plasma de l’ablateur en détente, vont créer des profils de densité relativement homogènes sur une grande distance et ainsi favoriser la croissance de la diffusion Raman stimulée.

Ceci conduit à des pertes par rétrodiffusion et à un préchauffage délétère de la capsule. De plus, le croisement des faisceaux dans le plasma de cavité peut conduire à des transferts d’énergie entre faisceaux, et donc perturber la symétrie.

1.3 Schémas alternatifs - allumage séparé

Nous avons évoqué le schéma standard assimilé aux grandes installations en construction actuellement (NIF et LMJ). Cependant, dans un but de production d’énergie, il faut envisager des installations moins coûteuses en énergie. Cependant les technologies néces-

saires sont actuellement en développement et les différents concepts restent à tester, la voie actuelle est la plus fiable dans l'immédiat. Nous considérerons d'abord les avantages de la séparation du point chaud en prenant en compte le modèle isochore, puis nous décrirons les deux principales voies envisagées, soit l'allumage rapide et l'allumage par choc, enfin nous nous attacherons à décrire les différentes questions mises en jeu par de tels procédés.

1.3.1 Avantage de la séparation de la création du point chaud

Jusqu'à présent nous avons utilisé un modèle dit "isobare". Cette méthode implique une énergie mécanique considérable imposée à la capsule pour atteindre des niveaux de densité suffisants à l'obtention du point chaud, ceci se traduit par une grande vitesse d'implosion et intrinsèquement par une grande énergie laser. L'idée est donc de précompresser de manière isentropique, et de générer une hausse rapide de température à volume constant (d'où l'idée de modèle isochore), afin d'obtenir les conditions d'allumage souhaitées. Nous représentons en figure 1.10 le chemin thermodynamique suivi par le DT comprimé et le point chaud dans le diagramme (ρ, T) pour les deux concepts, avec l'hypothèse de compressions isentropiques.

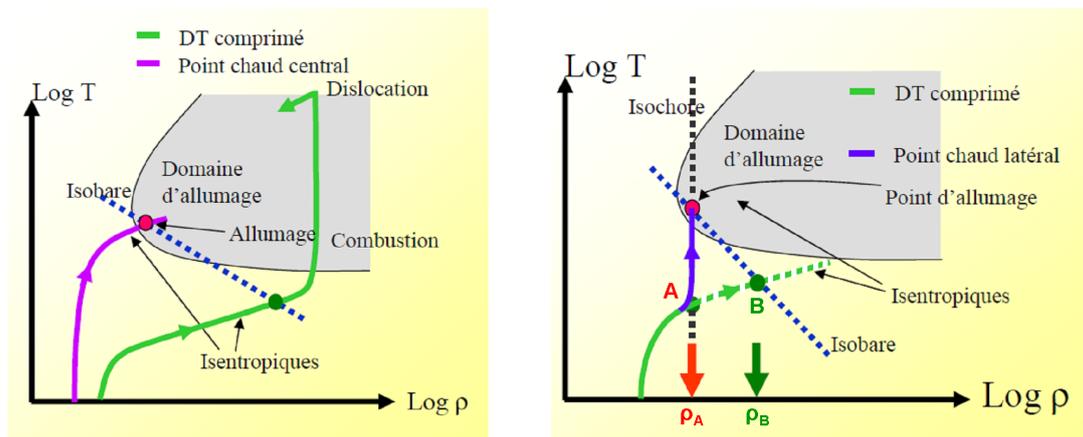


FIGURE 1.10 : Chemin thermodynamique suivi par le DT comprimé et le point chaud dans le diagramme (ρ, T) en supposant des compressions isentropiques : à gauche, pour le modèle isobare ; à droite pour le modèle isochore (cas allumage rapide)

On remarque effectivement que dans le cas "isochore", il n'est pas nécessaire de comprimer le combustible au-delà de la densité nécessaire à la formation du point chaud. Il suffit en effet de comprimer le DT pour le porter au point A (ρ_A, T_A) et d'allumer ensuite rapidement par chauffage local, tandis que dans le cas "isobare" il serait nécessaire de porter le combustible au point B (ρ_B, T_B) avec $\rho_B > \rho_A$. L'énergie nécessaire à la compression est plus faible dans le cas isochore.

Cette méthode isochore implique un équilibrage des densités avant l'allumage du DT. Pour cela on crée le point chaud à partir d'un combustible précomprimé, l'opération doit s'effectuer de manière rapide pour chauffer brutalement le plasma sans en modifier le

volume. On évite ainsi une explosion qui impliquerait le délitement du combustible, donc la perte du confinement. La précompression n'exige pas une énergie conséquente puisqu'on ne cherche pas à atteindre les conditions d'allumages propres à un point chaud central en modèle isobare. Par contre la puissance nécessaire est plus élevée.

L'attaque directe est envisagée dans ce cas de figure, les pertes de couplage entre les laser et la capsule sont en effet moindre dans ce cas. Les instabilités hydrodynamiques ont de plus un impact moins critique sur l'ignition puisque l'allumage se fait plus rapidement et que la précompression n'atteint pas les niveaux obtenus par les méthodes de point chaud autogénéré.

En somme la séparation de la création du point chaud implique des lasers moins énergétiques, donc une technologie mieux maîtrisée, et qui garantit moins de dégâts sur les optiques. Reste à démontrer expérimentalement la faisabilité d'une telle méthode.

1.3.2 Les différentes voies envisagées

Les schémas alternatifs se répartissent essentiellement en deux voies, que nous présenterons successivement dans cette section : l'allumage rapide [15] et l'allumage par choc [16]. Ces deux voies sont notamment étudiées dans le cadre du projet européen HiPER (*High Power laser Energy Research*) qui vise à démontrer la possibilité d'adapter des schémas de fusions par confinement inertiel à la production d'énergie. Nous donnerons par la suite quelques ordres de grandeurs relatifs à ce projet qui proviennent essentiellement de la référence [17]. Le travail de thèse incluant une expérience relative à l'allumage par choc, nous ne ferons qu'évoquer simplement l'allumage rapide.

1.3.2.1 Allumage rapide

L'allumage rapide fait intervenir deux lasers, le premier utilise plusieurs faisceaux pour comprimer la cible de la même manière que dans le cas standard, tandis que le second laser, intervient séparément, lorsque le combustible est proche de sa compression maximale. Nous montrons un schéma de principe en figure 1.11.

Le second faisceau doit produire une impulsion ultra-intense, de façon à générer des particules chargées (protons, électrons) dont le dépôt, que l'on souhaite relativement localisé, dans la cible va produire le point chaud. On cherche à déposer une grande quantité d'énergie dans un faible volume, en un temps plus court que le temps de confinement de l'énergie.

Les principales difficultés auxquelles se heurte ce concept sont d'obtenir la collimation du faisceau de particules chargées et un dépôt suffisamment local et profond. Une voie envisagée pour s'affranchir de la traversée de grandes longueurs de plasma par les particules chargées, est l'inclusion d'un cône d'or dans la capsule servant de guide pour le laser intense [19]. Cependant ceci complique de façon notable la cible et l'implosion.

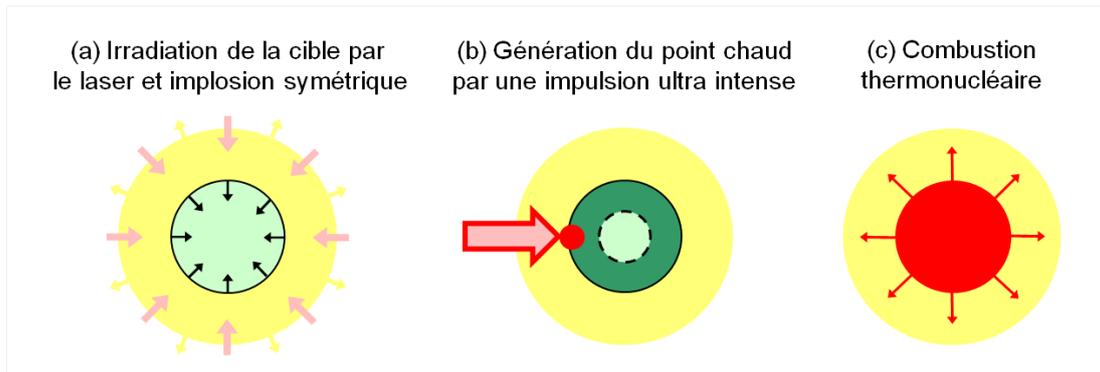


FIGURE 1.11 : Schéma de principe de l'allumage rapide : (a) le laser irradie la cible et la fait imploser par effet fusée ; (b) une impulsion de très haute intensité traverse la couronne sous dense du plasma en détente et initie le point chaud en périphérie du combustible comprimé ; (c) la combustion s'opère grâce à l'onde thermonucléaire - Figure tirée des références [17, 18]

1.3.2.2 Allumage par choc

L'allumage par choc reprend le concept de séparation des étapes de compression du combustible et de la création du point chaud, mais la compression finale qui mène à l'allumage est réalisée cette fois par un choc fort qui intervient au moment de la compression maximale. On retrouve un allumage par point chaud central, comme nous pouvons le voir sur le schéma de principe en figure 1.12.

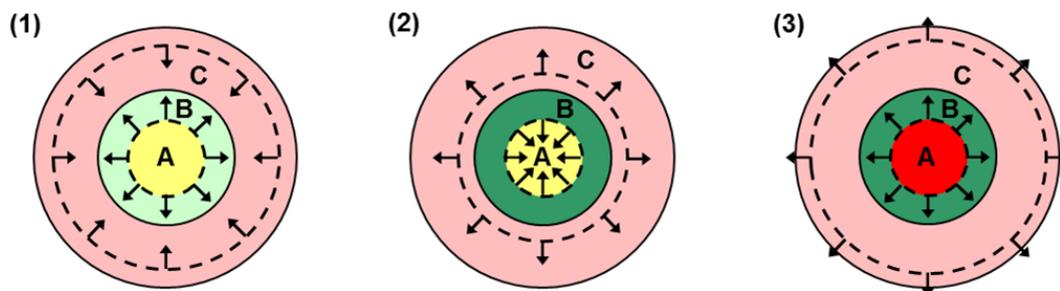


FIGURE 1.12 : Schéma de principe de l'allumage par choc : (1) le choc fort convergent est lancé dans la coquille implorée (B) tandis que le premier choc de compression est réfléchi du centre de la sphère (A) après la stagnation, le centre (A) est préchauffé ; (2) après que le choc fort a rencontré le premier choc, un choc amplifié se propage vers (A) en comprimant (C) et un autre se dirige vers l'extérieur de la cible en comprimant (B) ; (3) après la stagnation du choc amplifié, la région centrale (A) atteint les conditions d'allumage - Figure tirée de la référence [20]

L'atteinte de l'ignition se fait en trois étapes. D'abord une première impulsion, similaire à celle de l'allumage rapide, entraîne une compression symétrique de la cible. Comme

pour l'allumage rapide, dans la mesure où l'on ne cherche pas à créer un point chaud par l'implosion, celle-ci est réalisée à basse vitesse, ce qui est plus stable et avantageux d'un point de vue énergétique.

A la stagnation le centre de la cible est préchauffé, un choc fort convergent intervient alors. Par exemple dans le cadre du projet HiPER, il serait initié par plusieurs faisceaux, délivrant une énergie de 100 kJ à $0,35 \mu\text{m}$ en quelques centaines de picosecondes, ce qui permet d'atteindre des puissances de quelques centaines de TéraWatts (l'intensité laser au front d'ablation est alors typiquement de $(0,3 - 1) \cdot 10^{16} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$). Cette partie de l'impulsion est appelée *spike*. Ce choc créé va rencontrer le premier choc réfléchi du centre de la cible, à leur rencontre un choc amplifié est retransmis au centre de la cible, tandis qu'un autre est transmis vers l'extérieur. Chacun de ces deux chocs va continuer de comprimer la matière devant lui.

A la stagnation du choc amplifié, au centre de la cible, la matière déjà préchauffée atteint les conditions d'allumage. Le choc est réfléchi du centre de la cible et continue à porter la matière aux conditions d'allumage alors que l'onde de combustion se met en place.

Cette méthode est plus simple que la première puisqu'elle ne fait pas intervenir de laser pétaWatt. Elle emploie également des cibles simples, ce qui est attractif dans la perspective d'applications à un réacteur.

1.3.3 Difficultés de l'allumage par choc et points à explorer

L'allumage par choc est une méthode récente, et n'en est qu'à ses premières études. Nous résumerons ici les principaux points cruciaux :

- Tout d'abord la propagation du *spike* intense dans un plasma étendu est susceptible de conduire à des instabilités paramétriques. Il est important de quantifier leur influence (rétrodiffusion, filamentation du *spike*).
- Ensuite, la génération d'électrons chauds associée aux instabilités paramétriques doit être étudiée. Selon l'instant de leur dépôt, ils pourraient nuire à la compression, ou au contraire contribuer à chauffer le combustible et le porter à l'allumage.
- Enfin il est nécessaire de maîtriser la chronométrie des chocs et la symétrie d'implosion, le but étant la génération d'une pression suffisamment importante pour obtenir l'ignition.

La première expérience à mettre en jeu deux chocs dans un schéma de type allumage par choc a été menée sur le laser Omega en 2008 [21, 22]. Cette expérience révèle que le nombre de neutrons augmente en présence du *spike*. D'autre part, deux expériences ont été menées au PALS (République Tchèque) en 2010 et 2011 dans le contexte du projet HiPER, la première visait à observer les instabilités paramétriques relatives au *spike*, la seconde fait intervenir deux chocs et observe à la fois leur dynamique en face arrière et

les instabilités paramétriques qui se développent dans le plasma préformé par la première impulsion [23, 24, 25]. Ces expériences semblent montrer que les instabilités paramétriques, ou la génération d'électrons chauds, ne jouent pas un rôle important lors de la création de l'onde de choc.

L'expérience que nous présenterons en partie 3 étudie la rétrodiffusion d'un *spike* dans un plasma préformé, ainsi que la dynamique d'un choc fort à travers un matériau précomprimé.

Chapitre 2

La chronométrie de chocs

2.1 Rappels sur la physique des chocs

Une onde de choc est la propagation d'une discontinuité de pression et densité dans un milieu matériel. Les chocs jouent un rôle primordial dans la FCI, ils permettent la compression du combustible, donc l'accès à l'ignition thermonucléaire. Nous considérons d'abord l'onde de choc en général, puis nous introduirons les relations de Rankine-Hugoniot, ainsi que la dynamique d'un choc associée à l'entropie qu'il crée.

2.1.1 Création de l'onde de choc

Considérons dans un premier temps une onde sonore, propageant dans un milieu matériel une perturbation infinitésimale de l'état (pression, volume...) et de mouvement (vitesse matérielle) du milieu.

2.1.1.1 Equations fluides

Les équations de propagation des ondes sont établies à partir des équations fluides. Nous décrivons chaque élément du fluide par sa vitesse \vec{u} , sa densité ρ et sa pression P , fonctions de sa position et du temps.

Nous pouvons rappeler qu'en mécanique des fluides il existe deux types de représentations équivalentes d'un écoulement. La représentation d'Euler utilise l'opérateur dérivée partielle $\frac{\partial}{\partial t}$ et décrit la variation temporelle d'une grandeur en un point fixe de l'espace. La représentation de Lagrange décrit la variation de cette grandeur en suivant une particule en mouvement, elle utilise l'opérateur dérivée particulaire défini comme

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla}$$

Trois équations de conservation peuvent être établies selon les deux représentations.

- Conservation de la masse :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \rho \vec{u} = 0 \tag{2.1}$$

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0 \quad (2.2)$$

- Conservation de l'impulsion :

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u} \vec{\nabla} \cdot \vec{u} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} P \quad (2.3)$$

$$\frac{D\vec{u}}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} P \quad (2.4)$$

On ne considère que la force exercée par la pression, et on néglige la viscosité.

- Conservation de l'énergie :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\rho E + \frac{\rho u^2}{2} \right) = -\vec{\nabla} \cdot \left[\rho \vec{u} \left(E + \frac{u^2}{2} \right) + P \vec{u} \right] \quad (2.5)$$

$$\rho \frac{D}{Dt} \left(E + \frac{1}{2} u^2 \right) = -\vec{\nabla} \cdot (P \vec{u}) \quad (2.6)$$

Où l'on suppose l'écoulement adiabatique, qu'il n'y a pas de conduction thermique et qu'aucune autre force que la pression ne travaille (on néglige le cisaillement et la viscosité). On a introduit l'énergie interne spécifique du fluide E , ainsi que le volume spécifique $v = 1/\rho$.

2.1.1.2 Propagation des ondes sonores

Afin de simplifier l'étude, nous travaillerons désormais avec des ondes planes à une dimension. Une onde sonore se caractérise par la propagation d'une faible variation de pression, conduisant à une variation de la densité et de la vitesse. On a ainsi :

$$\rho = \rho_0 + \Delta\rho \quad (2.7)$$

$$P = P_0 + \Delta P \quad (2.8)$$

$$u = u_0 + \Delta u \quad (2.9)$$

On précise que l'on a $\Delta\rho/\rho_0 \ll 1$ et $\Delta P/P_0 \ll 1$. On considère la vitesse initiale du fluide nulle, $u_0 = 0$, on a donc $u = \Delta u$ avec $\Delta u/c \ll 1$, c est ici la vitesse du son que nous déterminerons au cours de cette section.

En injectant ces expressions dans les équations fluides de conservation de la masse et de l'impulsion, nous obtenons au premier ordre :

$$\frac{\partial \Delta\rho}{\partial t} + \rho_0 \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (2.10)$$

$$\rho_0 \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial \Delta P}{\partial x} = 0 \quad (2.11)$$

Dans le cas d'une onde sonore, on néglige les échanges de chaleur et on considère que les variations sont réversibles, le mouvement d'une particule est isentropique. On peut relier la variation de pression à la variation de densité par :

$$\Delta P = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_S \Delta \rho \quad (2.12)$$

On remarque que le facteur $\left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_S$ est homogène au carré d'une vitesse, on définit donc la vitesse du son comme

$$c \equiv \sqrt{\left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_S} \quad (2.13)$$

On détermine à partir des relations 2.10, 2.11 et 2.12 l'équation de propagation d'une onde sonore :

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

Où $\Delta \varphi$ représente l'une des trois variables ΔP , $\Delta \rho$ ou Δu . Cette variation se déplace à la vitesse de l'onde sonore c .

Une rapide application, dans le cas d'un gaz parfait, permet de relier simplement la vitesse du son à la densité. Nous savons que pour un processus adiabatique

$$P = P_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma \quad (2.15)$$

avec $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$ le coefficient adiabatique, rapport des capacités calorifiques isobare et isochore. On trouve aisément, grâce à la définition de la vitesse de choc (équation 2.13)

$$\frac{c}{c_0} = \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{2}} \quad (2.16)$$

où $c_0 = \sqrt{\frac{\gamma P_0}{\rho_0}}$. La vitesse du son est croissante avec la densité.

2.1.1.3 Formation de l'onde de choc

Jusqu'à présent nous avons décrit la propagation de petites perturbations que l'on peut légitimement décrire par des équations linéaires. Pour le cas de perturbations fortes nous devons prendre en compte le caractère non linéaire de ces équations. Cela conduit à l'apparition d'une discontinuité de pression et de densité qu'on appelle onde de choc (voir 2.1).

En considérant les résultats précédents, nous analysons le phénomène d'un point de vue purement qualitatif. Nous avons vu que la vitesse de propagation des ondes (cf. équation 2.16) croît avec la densité du milieu. En considérant un profil de densité initial tel celui représenté au temps $t_0 = 0$ en figure 2.1, le point A a une densité plus élevée que le point B. La vitesse du point A est donc plus élevée que celle du point B, le point A parcourt une distance supérieure au B, l'onde se déforme alors jusqu'à ce que les deux points se soient rattrapés. Si l'on poursuit le raisonnement, le point A devrait dépasser le point B au bout

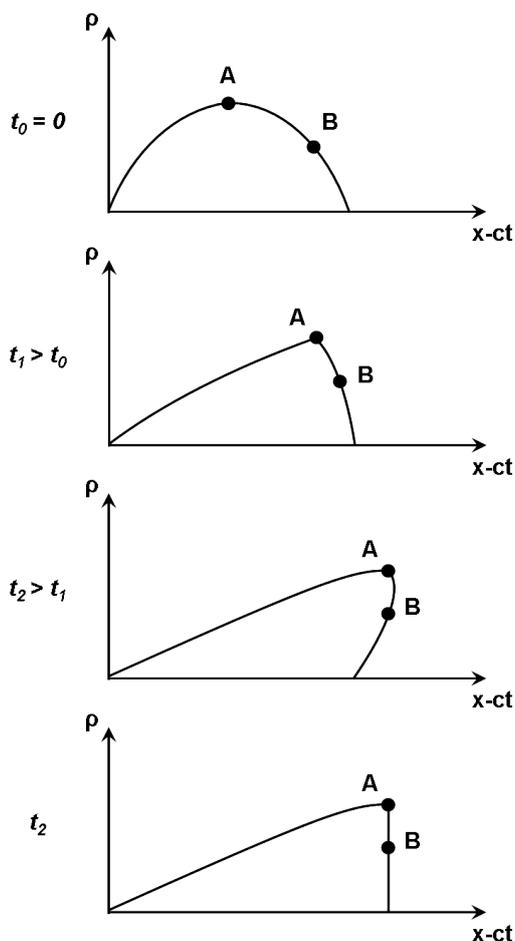


FIGURE 2.1 : Processus de formation de l'onde de choc : à $t_0 = 0$ profil initial de l'onde ; à $t_1 > t_0$ déformation du profil de l'onde, le point A se déplace plus vite que le point B, la vitesse du son étant plus élevée plus la densité est grande ; à $t_2 > t_1$, si l'on continue le raisonnement, le point A dépasse le point B, ce qui représente une situation physiquement impossible ; finalement à t_2 le front se raidit pour former un profil vertical

d'un certain temps, amenant alors le profil à contenir deux points de densité différente à la même position, ce qui est physiquement impossible. Au lieu de cela le profil se raidit et tous les points de densité supérieure à celle du point A restent en tête de l'onde, ce qui forme une discontinuité. C'est cette discontinuité qu'on appelle l'onde de choc.

Physiquement la prise en compte de phénomènes dissipatifs et de la structure discontinue de la matière conduit à une épaisseur faible mais finie pour le front de choc.

2.1.2 Relations de Rankine-Hugoniot

Nous nous intéresserons désormais aux conséquences de la propagation d'une onde de choc dans un milieu décrit par sa pression, sa densité et son énergie. L'onde de choc va séparer un milieu amont d'un milieu comprimé en aval. On peut relier simplement leurs caractéristiques grâce à l'application des lois de conservation de la masse, de l'impulsion

et de la densité. Ce sont les relations de Rankine-Hugoniot.

On peut se représenter, comme illustré en figure 2.2, un piston qui se déplace à une vitesse u (dans notre cas de la gauche vers la droite) et comprime la matière. L'onde de choc (déjà initiée) se propage en aval avec une vitesse D . Avant le passage de l'onde de choc le milieu est caractérisé par l'état initial P_0, ρ_0 et E_0 , après son passage le milieu est porté à un état P, ρ et E .

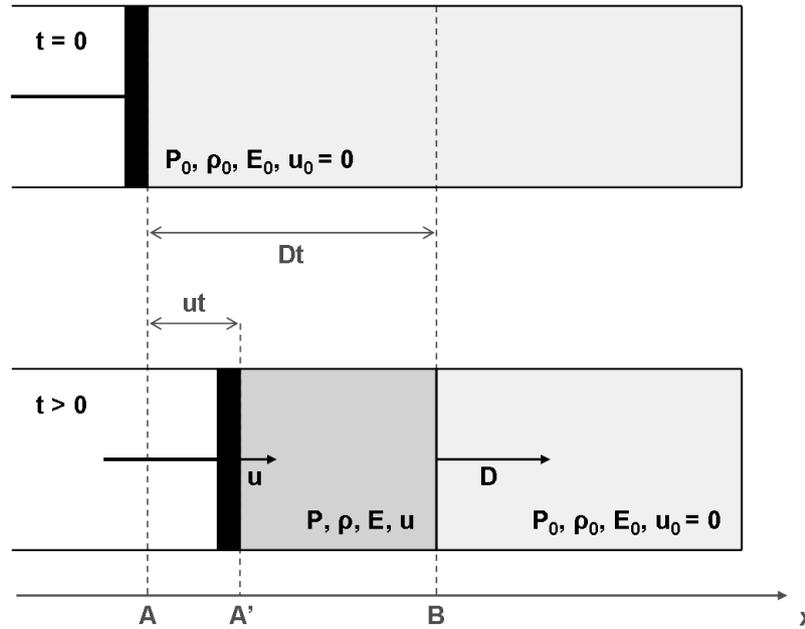


FIGURE 2.2 : Propagation d'une onde de choc générée par un piston dans un gaz

Comme lors de la formation de l'onde sonore, trois relations de conservation permettent d'écrire les équations décrivant la discontinuité thermodynamique au passage de l'onde de choc.

Conservation de la masse

On considère la masse comprise entre les points A et B aux temps $t = 0$ et $t > 0$. Au temps $t > 0$, la surface comprenant le point A s'est déplacée à la vitesse u d'une distance ut , et se trouve dans le plan du point A'. L'onde de choc, elle, s'est déplacée du point A au point B à la vitesse D . La masse est conservée donc :

$$m = \rho_0 DtS = \rho(D - u)tS \quad (2.17)$$

où S est la section considérée.

Finalement on a :

$$\rho(D - u) = \rho_0 D \quad (2.18)$$

Conservation de l'impulsion

L'impulsion acquise par la masse de l'élément AB est mu , tandis que l'impulsion due aux forces de pression qui s'exercent sur cette masse est $(P - P_0)St$. La quantité de mouvement

est conservée donc on a :

$$\rho_0 DStu = (P - P_0)St \quad (2.19)$$

De quoi l'on déduit :

$$\rho_0 Du = P - P_0 \quad (2.20)$$

Conservation de l'énergie

L'énergie reçue par l'élément AB est égale au travail des forces extérieures, ici lié à la force de pression qui déplace la surface contenant A vers A', soit $PuSt$. Tandis que le milieu voit augmenter son énergie interne spécifique de $E - E_0$ et son énergie cinétique par unité de masse de $u^2/2$. L'énergie se conserve, donc

$$\rho_0 u St \left(E - E_0 + \frac{1}{2}u^2 \right) = PuSt \quad (2.21)$$

Soit :

$$\rho_0 u \left(E - E_0 + \frac{1}{2}u^2 \right) = Pu \quad (2.22)$$

On utilise les deux équations précédentes (2.18 et 2.20) pour trouver :

$$E - E_0 = \frac{1}{2}(P - P_0)(v_0 - v) \quad (2.23)$$

où $v = 1/\rho$ représente le volume spécifique.

Rappelons les trois relations de Rankine-Hugoniot :

$$\begin{aligned} \rho(D - u) &= \rho_0 D \\ \rho_0 Du &= P - P_0 \\ E - E_0 &= \frac{1}{2}(P - P_0)(v_0 - v) \end{aligned}$$

On voit que la vitesse du choc est liée à la pression et à la densité derrière le choc, donc à l'équation d'état du matériau.

2.1.3 Dynamique d'un choc et création d'entropie

On va désormais considérer la dynamique d'un choc, et les différents phénomènes qui lui sont associés. On définit la courbe d'Hugoniot comme une fonction reliant la pression sous choc au volume spécifique pour un état (ρ_0, v_0) donné.

$$P = H(v, P_0, v_0) \quad (2.24)$$

Nous parlerons de l'entropie associée à la propagation d'un choc, de sa température, de l'onde de relaxation et enfin nous considérerons le cas de la propagation d'une onde dans un solide.

2.1.3.1 Création d'entropie le long de l'Hugoniot

On rappelle le second principe de la thermodynamique qui relie la variation d'entropie aux variations d'énergie interne et de travail des forces (ici limitées aux forces de pression).

$$TdS = dE + Pdv \quad (2.25)$$

On prend le soin de préciser que l'entropie S est spécifique, au même titre que l'énergie interne E .

En utilisant la différentielle de l'équation 2.23, on obtient le long de l'Hugoniot :

$$TdS = \frac{1}{2}(P - P_0)(v_0 - v) \left(\frac{dP}{P - P_0} + \frac{dv}{v_0 - v} \right) \quad (2.26)$$

Or on exprime grâce aux équations 2.18 et 2.20

$$u^2 = (P - P_0)(v_0 - v) \quad (2.27)$$

On pose ensuite

$$\zeta = \frac{P - P_0}{v_0 - v} = \rho_0^2 D^2 \quad (2.28)$$

Donc,

$$\frac{d\zeta}{\zeta} = \frac{dP}{P - P_0} + \frac{dv}{v_0 - v} = 2 \frac{dD}{D} \quad (2.29)$$

On a alors finalement :

$$TdS = \frac{1}{2} u^2 \frac{d\zeta}{\zeta} = u^2 \frac{dD}{D} \quad (2.30)$$

D'où

$$\left(\frac{dS}{dD} \right)_H = \frac{u^2}{TD} > 0 \quad (2.31)$$

L'entropie augmente donc le long de l'Hugoniot. Ceci signifie que la transformation engendrée par le passage de l'onde est irréversible.

La conséquence de cette augmentation d'entropie est qu'une partie de l'énergie est perdue et restera sous forme de chaleur. Cette dernière est produite par les phénomènes de viscosité et de conductivité thermique dans l'épaisseur du front de choc, que nous avons négligée du fait de sa faible dimension ($\approx 1 - 10$ nm). On représente cette perte énergétique en figure 2.3.

Nous avons l'expression de la variation d'énergie interne :

$$E - E_0 = P(v_0 - v) - \frac{1}{2} u^2 \quad (2.32)$$

avec

$$\frac{1}{2} u^2 = \frac{1}{2} (P - P_0)(v_0 - v) \quad (2.33)$$

On observe donc sur la figure 2.3 l'énergie cinétique représentée par l'aire du triangle $A_i A_f B$, en rouge. L'énergie interne est donc égale à l'aire du trapèze $v_0 v A_f A_i$. Cette énergie se décompose elle-même en énergie de compression et énergie perdue par entropie.

$$E - E_0 = \int_H -Pdv + \int_H TdS \quad (2.34)$$

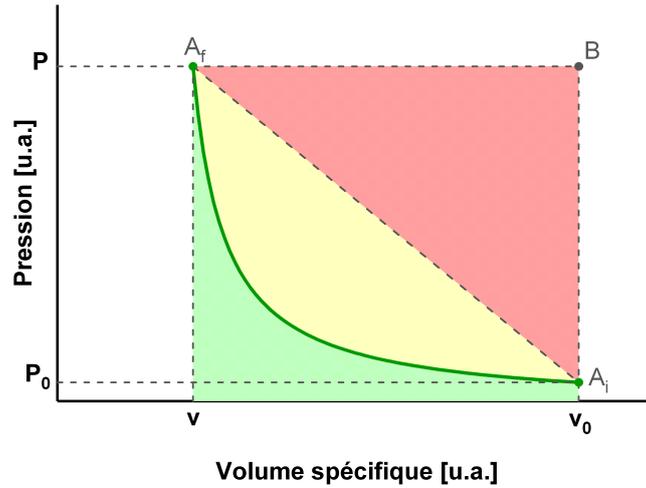


FIGURE 2.3 : Perte d'énergie le long d'une Hugoniot d'un point $A_i(v_0, P_0)$ à un point $A_f(v, P)$; en vert apparaît l'énergie de compression, en jaune l'énergie perdue par entropie et en rouge l'énergie cinétique

L'intégrale $\int_H TdS$ représente les pertes par entropie, elle apparaît en jaune sur la figure 2.3; tandis que l'intégrale $\int_H -Pdv$ représente l'énergie de compression et apparaît en vert sous la courbe d'Hugoniot. On remarque que moins l'Hugoniot est courbée, et moins les pertes sont importantes.

Réalisons une application numérique avec l'hypothèse d'un gaz parfait. On a comme énergie interne :

$$E = \frac{Pv}{\gamma - 1} \quad (2.35)$$

On peut injecter cette dernière expression dans l'équation 2.23, ce qui permet d'obtenir la courbe d'Hugoniot dans un gaz parfait :

$$P = \frac{(\gamma + 1)v_0 - (\gamma - 1)v}{(\gamma + 1)v - (\gamma - 1)v_0} P_0 \quad (2.36)$$

La courbe (similaire à celle présentée en figure 2.3) admet une asymptote verticale pour

$$v = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} v_0 \quad (2.37)$$

La matière va atteindre un taux de compression maximum de

$$(\rho/\rho_0)_{max} = (\gamma + 1)/(\gamma - 1) \quad (2.38)$$

Pour un gaz monoatomique $\gamma = 5/3$, donc le taux de compression maximal est de 4.

En ce qui concerne l'entropie, pour un gaz parfait elle s'exprime comme :

$$S = c_v \ln(Pv^\gamma) \quad (2.39)$$

avec $Pv^\gamma = P_0v_0^\gamma = \text{constante}$ dans l'hypothèse d'une transformation adiabatique. Et c_v , la chaleur spécifique à volume constant, égale à

$$c_v = \frac{Pv}{(\gamma - 1)T} = \frac{R}{\gamma - 1} \quad (2.40)$$

On rappelle que R est ici la constante des gaz parfaits.

Ce qui donne pour la variation d'entropie :

$$S - S_0 = c_v \ln \left(\frac{Pv^\gamma}{P_0v_0^\gamma} \right) \quad (2.41)$$

On peut montrer, au même titre que pour l'équation 2.36, que l'on a :

$$v = \frac{(\gamma + 1)P_0 + (\gamma - 1)P}{(\gamma + 1)P + (\gamma - 1)P_0} v_0 \quad (2.42)$$

On peut donc exprimer la variation d'entropie ($\Delta S = S - S_0$) en fonction de la pression

$$\Delta S = c_v \ln \left(\frac{P}{P_0} \frac{(\gamma - 1) \frac{P}{P_0} + (\gamma + 1)}{(\gamma + 1) \frac{P}{P_0} + (\gamma - 1)} \right) \quad (2.43)$$

On remarque que pour un choc faible, $P \approx P_0$ la variation d'entropie tend à être nulle, elle est une fonction croissante de la pression. On peut également montrer que, dans cette limite, l'isentropie et l'Hugoniot ne diffèrent qu'au troisième ordre au voisinage du pôle¹. On peut envisager d'approcher l'isentropie par une série de chocs faibles (voir figure 2.4 et section 2.2).

Pour un choc fort, on a vu que l'Hugoniot possède une asymptote verticale qui limite la compression. On peut de plus comparer les vitesses matérielles du fluide en amont et en aval du front de choc par rapport à la vitesse du son dans le milieu, en se plaçant dans le référentiel du choc. On pose donc $U_0 = -D$ et $U = -(D - u)$ les vitesses du fluide respectivement devant et derrière le front de choc.

1. En effet dérivons l'équation 2.26 une et deux fois par rapport à v

$$T \frac{dS_H}{dv} = \frac{1}{2} \left[(P - P_0) + (v_0 - v) \frac{dP_H}{dv} \right]$$

$$T \frac{d^2 S_H}{dv^2} + \frac{dS_H}{dv} \frac{dT_H}{dv} = \frac{(v_0 - v)}{2} \frac{d^2 P_H}{dv^2}$$

On remarque donc à proximité du pôle, $v \approx v_0$ et $P \approx P_0$, les dérivées première et seconde de l'entropie s'annulent

$$\left(\frac{dS_H}{dv} \right)_{v_0} = 0$$

$$\left(\frac{d^2 S_H}{dv^2} \right)_{v_0} = 0$$

Si l'on dérive 2.26 une troisième fois par rapport à v , on obtient

$$T \frac{d^3 S_H}{dv^3} + 2 \frac{d^2 S_H}{dv^2} \frac{dT_H}{dv} + \frac{dS_H}{dv} \frac{d^2 T_H}{dv^2} = \frac{1}{2} \left[(v_0 - v) \frac{d^3 P_H}{dv^3} - \frac{d^2 P_H}{dv^2} \right]$$

On a donc au pôle :

$$\left(\frac{d^3 S_H}{dv^3} \right)_{v_0} = -\frac{1}{2T_0} \left(\frac{d^2 P_H}{dv^2} \right)_{v_0}$$

L'entropie le long de l'Hugoniot ne diffère donc qu'à l'ordre 3 au voisinage de v_0 .

On déduit des équations 2.18 et 2.20

$$U_0 = v_0 \sqrt{\frac{P - P_0}{v_0 - v}} \quad (2.44)$$

$$U = v \sqrt{\frac{P - P_0}{v_0 - v}} \quad (2.45)$$

Dans le cas d'un gaz parfait on a

$$U_0^2 = \frac{v_0}{2} [(\gamma + 1)P + (\gamma - 1)P_0] \quad (2.46)$$

$$U^2 = \frac{v}{2} [(\gamma + 1)P_0 + (\gamma - 1)P] \quad (2.47)$$

$$c^2 = \gamma P v \quad (2.48)$$

c représente évidemment la vitesse du son, dans le milieu non perturbé on a $c_0 = \gamma P_0 v_0$.

On définit le nombre de Mach M comme le rapport de la vitesse fluide sur la vitesse du son.

$$M_0 = \frac{u_0}{c_0} = \sqrt{\frac{(\gamma - 1) + (\gamma + 1)\frac{P}{P_0}}{2\gamma}} \quad (2.49)$$

$$M = \frac{u}{c} = \sqrt{\frac{(\gamma + 1) + (\gamma - 1)\frac{P_0}{P}}{2\gamma}} \quad (2.50)$$

On remarque que, dans le cas d'un choc fort ($P \gg P_0$), $M_0 > 1$ donc le fluide traverse le front de choc avec une vitesse supersonique, tandis que $M < 1$ donc le fluide s'éloigne de la discontinuité à une vitesse subsonique. En se replaçant dans le référentiel du laboratoire, on observe que $D > c_0$, le choc se propage à une vitesse supersonique dans le fluide non perturbé, à l'inverse il se propage à une vitesse subsonique par rapport au fluide comprimé, $D < u + c$. Le choc peut donc être rattrapé par des perturbations générées en aval, comme une onde de détente par exemple.

Remarquons au passage que dans nos expériences, la seule grandeur relative à ces équations, mesurée est la vitesse (nous évoquerons en détail ces mesures au chapitre 5). Elle permet de remonter à la pression et à la densité massique, grandeur auxquelles nous n'accédons pas directement.

2.1.3.2 Température de choc

Une autre grandeur importante est la température. En effet le dépôt d'entropie par le choc se traduit par une élévation de cette dernière. Elle n'intervient pas directement dans les équations de choc et doit donc être mesurée en même temps que les autres grandeurs accessibles durant une expérience (souvent par mesure de l'émission propre, nous le traiterons de même au chapitre 5). Cette mesure permet de contraindre l'équation d'état du matériau. Inversement si elle ne peut pas être mesurée séparément, il est nécessaire de faire des hypothèses sur cette équation d'état pour la déduire.

Considérons le cas des gaz parfaits. Nous avons bien évidemment : $PV = Nk_B T$ (où V est le volume, quand v est le volume spécifique).

On a selon 2.36 :

$$T_H = T_0 \frac{v}{v_0} \left(\frac{(\gamma + 1) - (\gamma - 1) \frac{v}{v_0}}{(\gamma + 1) \frac{v}{v_0} - (\gamma - 1)} \right) \quad (2.51)$$

2.2 Coalescence de plusieurs chocs et approche de l'isentrope

Comme nous l'avons brièvement évoqué, une série de chocs faibles permet de rester au plus proche de l'isentrope. Cette dernière est effectivement difficile à atteindre d'un point de vue expérimental, pour une compression aussi rapide que celle exigée par la FCI. Dès lors pour obtenir une compression importante en conservant un niveau de pression et température du combustible relativement faibles², on envisage d'utiliser une séquence de plusieurs chocs. Une infinité de chocs très faibles pourrait permettre de rester le long de l'isentrope, mais en pratique cela est tout aussi difficile à atteindre. Dans le cadre de la FCI on se contente d'une série de quatre chocs, comme présentée en figure 2.4.

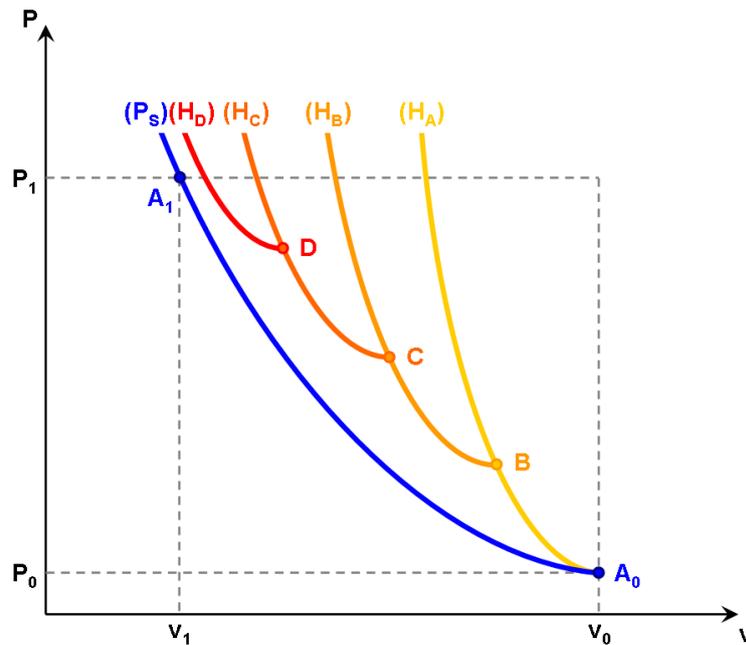


FIGURE 2.4 : Dans le plan pression-volume spécifique : transformation isentropique du point $A_0(v_0, P_0)$ au point $A_1(v_1, P_1)$ (courbe bleue P_S), approchée par les quatre courbes d'Hugoniot issues des états A_0 , B, C et D (respectivement courbes H_A , H_B , H_C et H_D , du jaune au rouge)

On remarque que l'on peut quasiment atteindre un point $A_1(v_1, P_1)$ le long de l'isentrope en partant d'un point $A_0(v_0, P_0)$ et en suivant quatre différentes Hugoniot.

Nous étudierons donc d'abord la coalescence de deux chocs, puis nous nous appliquerons

² Prenons soin ici de préciser que les pressions et températures sont faibles relativement à un choc qui conduirait à des niveaux inabordables pour atteindre la même compression.

à décrire le schéma envisagé de coalescence des quatre chocs pour la FCI, enfin nous donnerons les limites et les exigences de niveau et de chronométrie de ces quatre chocs.

2.2.1 La coalescence de deux chocs

Reprenons l'exemple du piston énoncé en figure 2.2, imaginons qu'un premier choc de vitesse D_1 , lancé à un temps $t_1 > 0$ ait porté la matière non perturbée, définie par P_0, ρ_0, E_0, u_0 , à un état P_1, ρ_1, E_1, u_1 (on notera désormais φ pour spécifier l'état représenté par les variables P, ρ, E, u). Un second choc de vitesse $D_2 > D_1$ lancé à un temps $t_2 > t_1$ porte la matière de l'état φ_1 à l'état φ_2 . Le second choc se déplace plus rapidement que le premier, il le rattrape donc au temps t_3 et ne forme plus ensuite qu'un seul choc coalescé se déplaçant à la vitesse D_3 et portant la matière non perturbée de l'état φ_0 à l'état φ_3 , tandis qu'une onde de raréfaction se déplace en sens opposé, ramenant la matière de φ_2 à φ_3 . Nous représentons en figure 2.5 un exemple de profils d'une variable φ à différents instants, permettant de décrire la coalescence d'un choc faible avec un choc plus fort.

On peut constater, grâce à l'équation 2.43, que le saut d'entropie est plus grand après la coalescence que lors de la propagation des chocs non coalescés. L'objectif est donc de coalescer le plus tard possible pour limiter la croissance d'entropie. Mais dans le cadre d'une cible FCI, nous ne devons pas non plus coalescer trop tard afin d'éviter la détente du DT cryo dans le DT gazeux après le débouché du premier choc.

2.2.2 Schéma de coalescence des trois premiers chocs

Comme nous l'avons évoqué, l'utilisation de plusieurs chocs permet de s'approcher de l'isentropie et ainsi comprimer plus efficacement en chauffant le moins possible. La stratégie adoptée par le NIF et le LMJ est d'initier quatre chocs successifs afin d'atteindre l'ignition, on cherche à comprimer en limitant les pertes énergétiques par croissance de l'entropie. On présente en figure 2.6 les profils de puissance laser, et de température radiative associée, envisagés sur le LMJ.

On remarque donc dans la structure la présence d'un premier pic de 8 TW laser, correspondant à une température radiative d'environ 78 eV, relatif au premier choc, suivi d'un pallier (le pied de l'impulsion). Ensuite un second pic laser à 13 TW ($T_r \approx 127$ eV) et un troisième à 42 TW ($T_r \approx 165$ eV) associés aux deuxième et troisième chocs respectivement. Enfin la rampe de montée en puissance associée au quatrième choc et l'implosion finale, la puissance laser maximale atteinte est de 275 TW pour une température radiative de 301 eV.

Deux événements sont à séparer, le premier est la coalescence des trois premiers chocs, le second le débouché du quatrième choc. On montre en figure 2.7, à titre d'exemple puisque tout l'historique n'est pas détaillé, la trajectoire des quatre chocs dans l'ablateur et le DT cryogénique d'une capsule envisagée pour le LMJ.

On distingue les trois premiers chocs qui s'apprêtent à coalescer au débouché du DT cryo. En réalité, il doivent coalescer quasiment au même instant (à ± 100 ps) à une pro-

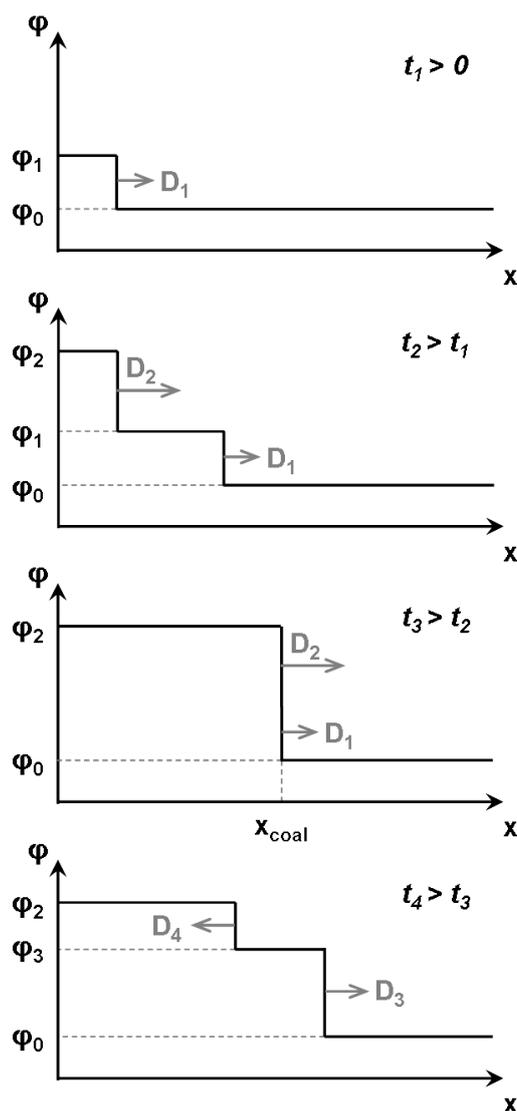


FIGURE 2.5 : Profil spatial de la variable φ à différents instants : à $t_1 > 0$ le premier choc se propage à la vitesse D_1 ; au temps $t_2 > t_1$ un second choc plus fort se propage à la vitesse $D_2 > D_1$; à $t_3 > t_2$ la coalescence des deux chocs a lieu à la position x_{coal} ; enfin au temps $t_4 > t_3$ le choc coalescé se propage à la vitesse $D_3 < D_2$ tandis qu'une onde de raréfaction se déplace en sens opposé

fondeur de quelques microns au delà de l'interface DT solide-gazeux. Ces trois chocs permettent de mettre en condition le DT cryogénique qui doit être dense et le plus froid possible. Le premier choc est considéré comme une préimpulsion, c'est lui qui permet de garder un taux d'entropie faible. Les deux chocs suivants doivent être modérément forts et déboucher du DT cryogénique à des intervalles de l'ordre de 500 ps [27]. On peut noter que les réflexions sur le front d'ablation des ondes de détente engendrées par le débouché des deux premiers chocs à l'interface DT cryogénique-gazeux, peuvent à leur tour initier des chocs.

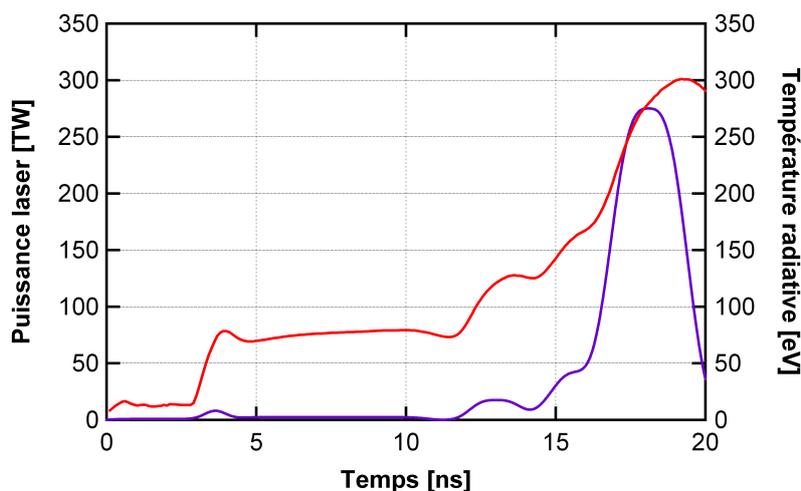


FIGURE 2.6 : Exemple de profil de puissance laser (en bleu) et de température radiative associée (en rouge), envisagés pour une cible d’ignition sur le LMJ [26]

Un peu plus tard (≈ 1 ns), le quatrième choc, le plus fort, débouche du DT cryogénique, et vient coalescer avec les trois premiers. Ce quatrième choc entraîne avec lui l’implosion de la capsule et contribue à l’obtention de l’allumage du point chaud, ceci nécessitant une vitesse d’implosion la plus élevée possible (typiquement on cherche à obtenir $v_{imp} \approx 400 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$).

2.2.3 Niveaux envisagés et exigence sur la précision de la chronométrie des quatre chocs

Les niveaux des chocs et la précision de leur chronométrie sont intrinsèquement liés à la nature de la capsule (nous l’évoquerons à la prochaine section). Le dimensionnement de la cible, ainsi que celui du profil de puissance laser, sont déterminés à partir de simulations numériques. L’expérience doit valider la faisabilité d’une telle chronométrie et l’obtention des vitesses et conditions désirées. Les spécifications prévues de la cible à gain sur le LMJ n’étant pas figées à ce stade (les campagnes de chronométrie de chocs dont la thèse traite n’en sont qu’à leur commencement), on donnera à titre indicatif les contraintes correspondant au design nominal des cibles NIF [28].

Les trois premiers chocs doivent coalescer quasiment au même instant, après avoir débouché du DT cryogénique dans le DT gazeux. L’objectif est, comme nous l’avons dit plusieurs fois, d’avoir le taux d’entropie le plus faible. Cependant les chocs doivent tout de même coalescer assez tôt après le débouché de l’interface cryo-gaz, pour éviter une éventuelle détente dans le gaz qui consisterait en une réduction de la compression du DT cryogénique. L’exigence sur la chronométrie est pour le NIF de ± 50 ps, le niveau des chocs est, quant à lui, associé à leurs vitesses qui doivent être précises à 2% près. La position de la coalescence des trois premiers chocs ne doit pas avoir une incertitude supérieure au micromètre.

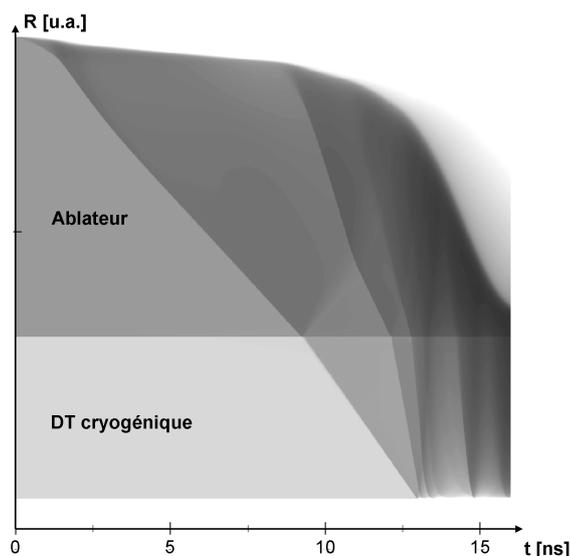


FIGURE 2.7 : Trajectoire lagrangienne des quatre chocs dans une cible type LMJ

Ces spécifications théoriques donnent le niveau de précision que l'on doit atteindre sur les mesures expérimentales, donc elles contraignent directement les diagnostics.

En ce qui concerne le quatrième choc, à l'identique des trois premiers, s'il est lancé trop tôt il risque de coalescer avec le troisième et ainsi former un choc plus fort et donc d'accroître l'entropie. Par contre s'il est envoyé trop tard, on limite le couplage avec la capsule, et son efficacité est moindre. On choisit donc un compromis pour qu'il coalesce avec les premiers chocs déjà coalescés près de 1 ns plus tard, avec une incertitude de l'ordre de la centaine de picosecondes.

2.3 Contexte actuel et stratégie adoptée

Nous allons dans cette section présenter l'état de l'art de la fusion par confinement inertiel. D'abord en ce qui concerne les études de chronométrie de chocs, puis nous nous attacherons à faire le bilan des choix retenus pour les deux grandes installations NIF et LMJ, pour en dégager les besoins expérimentaux propres à cette thèse.

2.3.1 Les expériences de chronométrie de chocs

La question de l'étude de chocs multiples s'est posée rapidement au vu de la nécessité d'approcher une compression isentropique à l'aide de plusieurs chocs [6].

Ces études se sont faites au fur et à mesure de l'évolution technologique des lasers, de plus en plus puissants. Nous tâcherons d'avoir ici un historique avec une vue d'ensemble des différents travaux effectués de par le monde, en prenant en compte les expériences de chronométrie de chocs en attaque directe et indirecte.

La première expérience publiée concernant la coalescence de deux chocs a été rappor-

tée par S.E. Coe et O. Willi en 1988 [29]. Il s'agit de l'étude, en attaque directe, de la coalescence de deux chocs plans dans une cible d'aluminium au *Rutherford Appleton Laboratory* (RAL) au Royaume-Uni. Les mesures se font simplement à l'aide d'une caméra à balayage de fente en face arrière, qui image le débouché du choc (coalescé ou non) sur différentes marches de la cible. L'expérience a permis de montrer l'accélération associée à la coalescence, et de comparer les résultats expérimentaux à une code lagrangien 1D. Les principales sources d'erreur associées à cette technique étaient liées à la non-uniformité d'éclairement et à la présence de marches sur la cible.

C'est ensuite en 2001, que la première expérience spécifique à la chronométrie de deux chocs a été rapportée par D.H. Munro [30]. Elle avait pour objectif de tester le diagnostic VISAR (*Velocity Interferometry System for Any Reflector* - détaillé section 5.1) pour mesurer la coalescence de deux chocs plans dans une cible plane de D_2 cryogénique, proche de la cible NIF prévue. Les chocs étaient produits par attaque indirecte grâce au laser américain Nova irradiant une demi cavité cylindrique (*Halfraum*) avec un seul trou d'entrée laser. Les températures radiatives atteintes étaient de l'ordre de 80 – 150 eV. D.H. Munro a mesuré la dynamique des chocs et leur coalescence avec une précision de 2%. Il confirme ainsi la possibilité d'utiliser ce diagnostic pour mesurer la chronométrie des chocs sur le NIF.

Le même principe expérimental a été transposé à une configuration d'attaque directe en 2004 par A. Benuzzi-Mounaix [31], au LULI (Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses) en France. L'expérience permettait d'étudier la coalescence de deux chocs plans dans une cible plane de fer, le premier choc était plus faible ($\approx 7 \cdot 10^{12} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$) que le second ($> 5 \cdot 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$). Le diagnostic principal utilisé pour l'observation de la coalescence était le VISAR dont la précision était de 7% sur les vitesses. L'expérience a permis de comparer les résultats expérimentaux avec un code hydrodynamique 1D, et de confirmer que l'utilisation de chocs multiples permet de se rapprocher de l'isentrope.

Le diagnostic VISAR a continué à être développé par la suite par T.R. Boehly sur l'installation OMEGA aux Etats-Unis, en attaque directe [32]. Deux cônes d'angle différents éclairaient une cible plane de polystyrène, avec un éclairage moyen d'environ $3 \cdot 10^{14} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$. Le VISAR, associé à un système de mesure de l'émission propre par caméra à balayage de fente (idem se référer à la section 5.1), permettait de mesurer la chronométrie et la dynamique des chocs avec une précision de $\approx 1\%$ sur la vitesse et $\approx 35 \text{ ps}$ sur le temps. On peut noter qu'un phénomène d'opacification apparaît à chaque impulsion laser, mais n'empêche pas l'observation de la coalescence. Ce phénomène a été étudié en détail par W. Theobald dans une expérience dédiée [33], il est induit par le rayonnement X provenant du plasma de détente.

L'essentiel des efforts a ensuite été axé sur la chronométrie des quatre chocs pour le NIF, avec bien entendu des expériences préparatoires sur OMEGA. Pour cela des simulations permettent d'établir une disposition expérimentale offrant la possibilité de mesurer la dynamique des chocs et leur coalescence en géométrie sphérique [34, 35]. Un Hohlraum contenant une capsule sphérique est utilisé, l'accès à la face interne de la capsule est per-

mise par l'insertion d'un cône d'or dans la sphère (*keyhole target*). L'impact du cône sur la température radiative est estimé être inférieur à 1%, le quatrième choc n'est pas affecté, par contre la coalescence des trois premiers se fait à des temps différents [34].

Les diagnostics VISAR et SOP (*Streaked Optical Pyrometer*) sont actuellement considérés comme l'approche centrale pour mesurer la chronométrie des chocs, des expériences préparatoires ont été menées dans ce sens sur OMEGA [36].

Une dernière expérience a permis de vérifier en attaque directe sur cible sphérique cryogénique, la possibilité de mesurer la chronométrie de chocs multiples [36, 37, 38]. Il s'agissait de d'étudier la coalescence de trois ou quatre chocs convergents dans une cible type NIF, toujours sur OMEGA, avec des impulsions de l'ordre de la centaine à quelques centaines de $\text{TW} \cdot \text{cm}^{-2}$. On observe effectivement les trois ou quatre chocs, qui coalescent successivement, ces résultats peuvent être comparés aux simulations hydrodynamiques contraintes par les expériences précédentes [39] et témoignent d'un très bon accord. Les vitesses sont toujours données à $\approx 1\%$, tandis que la précision sur les temps est inférieure à ± 50 ps.

En 2011, la première expérience de chronométrie de quatre chocs en attaque indirecte, géométrie sphérique avec cible cryogénique et matériau ablateur CH(Ge), ont été réalisées sur le NIF. Ces résultats ont été présentés par P.M. Celliers [40], et témoignent de la réalisation de l'objectif visé avec une chronométrie absolue à ± 50 ps et une incertitude sur la vitesse de $\pm 0,3-0,5 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ sur des vitesses minimales de $\approx 20 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$.

D'autres diagnostics pourraient être envisagés pour observer la coalescence de deux chocs, bien qu'ils soient moins précis et plus compliqués à mettre en oeuvre. Nous pouvons, à titre d'exemple, évoquer une expérience originale de mesure de densité et compression de la matière utilisant une coalescence de chocs menée par A.L. Kritcher et présentée en 2009 [41]. Cette expérience teste un diagnostic de diffusion Thomson utilisant les X $K\alpha$ du titane, la coalescence permettant d'accéder à des niveaux de pressions élevés sans trop augmenter la température.

Pour finir et en essayant d'être le plus exhaustif possible, n'oublions pas qu'en 2010, une expérience similaire à celle de T.R. Boehly [32] a été menée en Chine avec le laser Shenguang-II et présentée par H. Shu [42]. Cette expérience a permis d'étudier la coalescence de deux chocs plans dans une cible plane de polystyrène en attaque directe, avec des impulsions laser d'intensité de l'ordre de la centaine de $\text{TW} \cdot \text{cm}^{-2}$. Les mesures de coalescence et dynamique des chocs sont réalisées à l'aide d'un VISAR. La faisabilité de la mesure est vérifiée, et comme précédemment on constate la présence d'opacification sur les images, associée au rayonnement X issu de la face avant de la cible. Notons qu'aucune barre d'erreur n'est donnée.

Une seconde expérience de chronométrie de chocs, cette fois en attaque indirecte, sur le laser Shenguang-III Yang Xing (SGIIIYX) a été rapportée par F. Wang [43]. Les deux chocs plans sont initiés par des températures radiatives de $60 - 160 \text{ eV}$ et $> 186 \text{ eV}$. La cible, quant à elle, a été développée spécifiquement par F. Wang [44], afin que l'on n'observe

aucun préchauffage dans le polystyrène, ce qui est le cas. Les résultats expérimentaux sont comparés à des simulations hydrodynamiques 1D, et présentent un accord relatif. Comme dans le cas précédent les données VISAR sont présentées sans barre d'erreur.

2.3.2 Les cibles NIF et LMJ

Nous décrivons ici de manière succincte les dimensions récentes des cibles prévues pour obtenir des tirs à gain sur l'installations NIF³ et nous évoquons les pistes choisies par le LMJ.

Typiquement une cible d'ignition en attaque indirecte est constituée d'une cavité et d'une capsule cryogénique contenant le mélange fusible de DT (voir chapitre 1). Nous représentons en figure 2.8 une vue schématique d'une cible d'ignition LMJ.

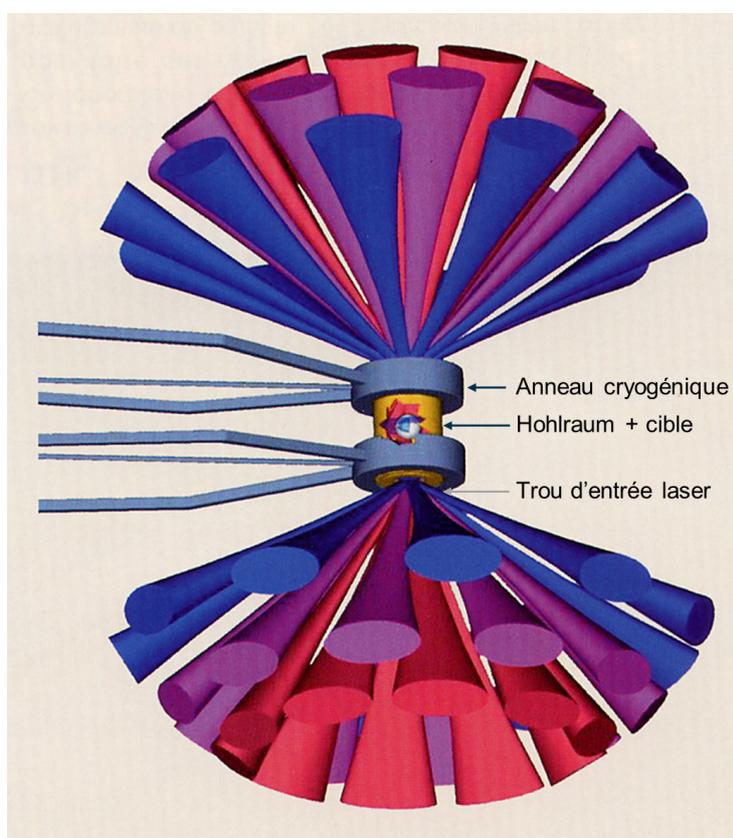


FIGURE 2.8 : Représentation d'une cible d'ignition LMJ

Précisons avant d'aller plus loin que les valeurs que nous allons donner pour le NIF proviennent des références [28, 45, 46, 47].

L'énergie laser entrant dans la cavité est comprise entre ≈ 1 et $1,6$ MJ à 3ω , et doit permettre d'atteindre des températures radiatives de $270-300$ eV. La cavité est cylindrique avec des dimensions de l'ordre de 10 mm en longueur et 6 mm de diamètre, le trou d'entrée laser a un diamètre d'environ 3 mm. La paroi de la cavité est soit de l'or soit de l'uranium.

3. Nous pouvons préciser que le NIF a été achevé en mars 2009, avec 192 faisceaux à 351 nm et une énergie totale pouvant monter jusque $1,3$ MJ.

Quant à la capsule, elle a un rayon externe de l'ordre du millimètre et présente différentes couches d'ablateur sur $\approx 200 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Chaque couche permet d'obtenir un gradient de dopant, avec un dopage plus important vers le centre de la capsule, la couche extérieure étant non-dopée. L'ablateur est soit du CH(Ge) (plastique dopé au germanium), soit du béryllium dopé au cuivre. Vient ensuite une épaisseur d'environ $70 \mu\text{m}$ de combustible cryogénique qui contient le combustible gazeux.

Les dernières expériences d'implosion sur le NIF [48], avaient pour but de contrôler l'impact des nombreux paramètres tels que la dimension et la composition des parois de la cavité, la composition de l'ablateur et le niveau de puissance laser influent sur la vitesse d'implosion.

Pour ce qui est du LMJ, l'ablateur actuellement à l'étude est en CH(Ge) [49, 50]. Les dimensions de la capsule et de la cavité font l'objet d'un dimensionnement par la simulation et seront du même ordre que celles choisies pour le NIF.

2.3.3 Les besoins expérimentaux

Le LMJ, au même titre que le NIF, devra étudier le séquençage des quatre chocs en attaque indirecte et géométrie sphérique, avec une cible cryogénique. Dans un premier temps il est nécessaire de démontrer la faisabilité du concept expérimental dans un cadre simple. Les expériences qui font l'objet de cette thèse répondent donc aux besoins expérimentaux par la mesure de la coalescence, mais aussi aux besoins des simulations qui prédisent les résultats.

Notre expérience (que nous présenterons plus en détail au prochain chapitre) vise à étudier la coalescence de deux chocs plans en attaque indirecte. On peut exprimer les raisons d'une telle configuration en quelques points :

- Dans un premier temps, il est évidemment plus simple de mesurer la coalescence de deux chocs, plutôt que trois ou quatre plus difficiles à mettre en place. S'agissant des deux premiers chocs, la configuration plane est d'autant plus pertinente que la capsule a peu ou pas convergé à ce stade, le rayon de courbure des chocs est grand devant la distance de propagation.
- Il est plus pertinent d'utiliser l'attaque indirecte pour se rapprocher de la situation du LMJ, on cherche alors à reproduire un profil de température radiative assez proche des deux premiers chocs attendus, la LIL (voir chapitre 3) est l'outil idéal pour obtenir ce profil puisque la loi laser peut être au plus proche de celle du LMJ.
- On réalise enfin la coalescence des chocs directement dans un matériau de type "ablateur" pour s'affranchir des complications relatives à la présence d'interfaces.

Nous présenterons par la suite l'expérience LIL répondant à ces exigences.

Deuxième partie

Campagne de chronométrie de chocs
en attaque indirecte

Chapitre 3

Configuration expérimentale

3.1 L'installation laser : la LIL

La LIL (Ligne d'Intégration Laser), mise en service dès 2002, est un instrument mis en œuvre par le CEA dans le cadre du *programme Simulation* lancé en 1996. Il s'agit d'un prototype à l'échelle 1 de l'un des deux quadruplets de l'une des futures chaînes du LMJ. Le quadruplet est créé dans une chaîne laser de 125 m de long reposant sur un bâti de 3,5 m de haut.

L'objectif premier de cette installation était de démontrer la faisabilité d'une telle chaîne, de tester la technologie et contrôler les spécifications exigées, tant d'un point de vue mécanique, qu'optique et informatique. Le quadruplet a rapidement atteint ses objectifs, soit une puissance de 8,3 TW pour une énergie de 30 kJ à 3ω (351 nm) en sortie de la chaîne laser, ceci pour les quatre faisceaux du quadruplet avec une impulsion de type "ignition". Ce qui équivaut à une puissance totale de 498 TW et une énergie de 1,8 MJ pour le LMJ complet [51].

Désormais la LIL est devenue un moyen expérimental [52] en ce qui concerne la physique de la FCI (interactions laser-plasma et laser-matière, instabilités paramétriques, équations d'états, physique de la cavité et caractérisation des diagnostics LMJ), mais qui intéresse également la physique des plasmas en général par ses niveaux d'énergie et de puissance et la variété des possibilités offertes, comme l'atteste la figure 3.1.

3.1.1 Le quadruplet LIL

Le quadruplet LIL est focalisé en fin de chaîne laser avec une puissance de l'ordre de la dizaine de térawatts à 3ω (soit à la longueur d'onde de 351 nm) dans une tache focale circulaire de diamètre 750 μm à 90% de l'énergie encerclée, mais chacun des quatre faisceaux provient initialement d'une source de forme carrée avec une énergie de l'ordre du nJ. Du pilote à sa focalisation, chaque faisceau du quadruplet traverse les trois tronçons de la chaîne laser, présentés en figure 3.2, soit le pilote, puis la section amplificatrice et enfin la section detransport, de conversion de fréquence et de focalisation [53].

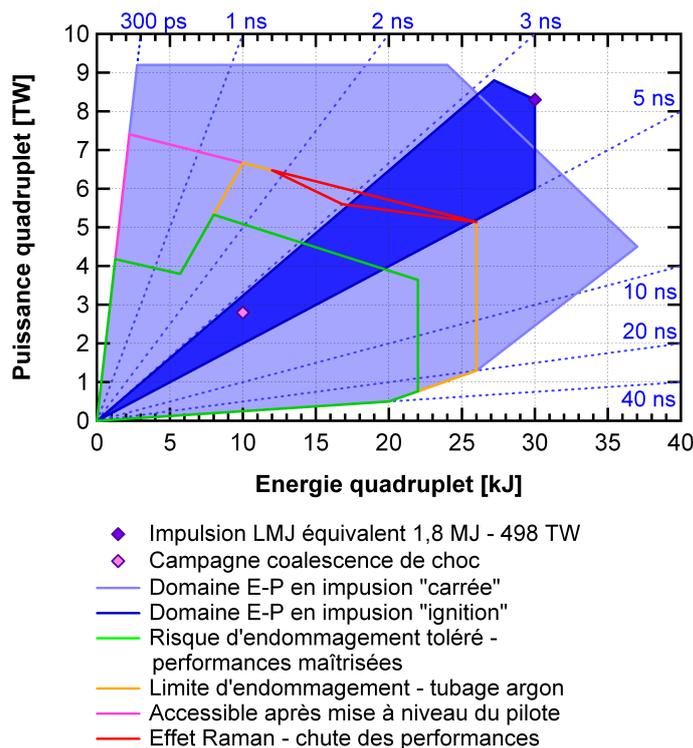


FIGURE 3.1 : Diagramme énergie-puissance de la LIL pour le quadruplet à 3ω avec les différents domaines de fonctionnement

3.1.1.1 Le pilote

Le pilote est constitué de deux parties [54]. La première est la source, qui génère une impulsion de l'ordre de la fraction de nJ (10^{-9} J au maximum) à la longueur d'onde $\lambda_{IR} = 1053$ nm ; c'est à ce niveau que s'effectue la mise en forme temporelle de l'impulsion laser. L'impulsion est alors envoyée à la seconde partie du pilote, par l'intermédiaire d'une fibre optique, au module préamplificateur (MPA) avec une énergie de l'ordre du nJ ; la mise en forme spatiale s'effectue avant l'amplification et donne au faisceau sa forme carrée de côté $d = 10$ mm, son énergie est d'un Joule au maximum.

3.1.1.2 La section amplificatrice

Le second tronçon de la LIL correspond à la chaîne de puissance [55], soit le banc d'énergie (BE) et les amplificateurs. Comme le montre la figure 3.3, l'amplification se fait à travers quatre passages dans la section amplificatrice.

A chaque passage le faisceau, élargi à une dimension légèrement inférieure à 400 mm, rencontre :

- 2 filtres spatiaux : un filtre spatial de transport (FST) et un filtre spatial de cavité (FSC) ; leur fonction est de retirer les fréquences spatiales parasites ;
- 2 amplificateurs : un de transport (Ampli T) et un de cavité (Ampli C), chacun est composé de sept à neuf plaques de verre dopé au néodyme éclairées par des lampes

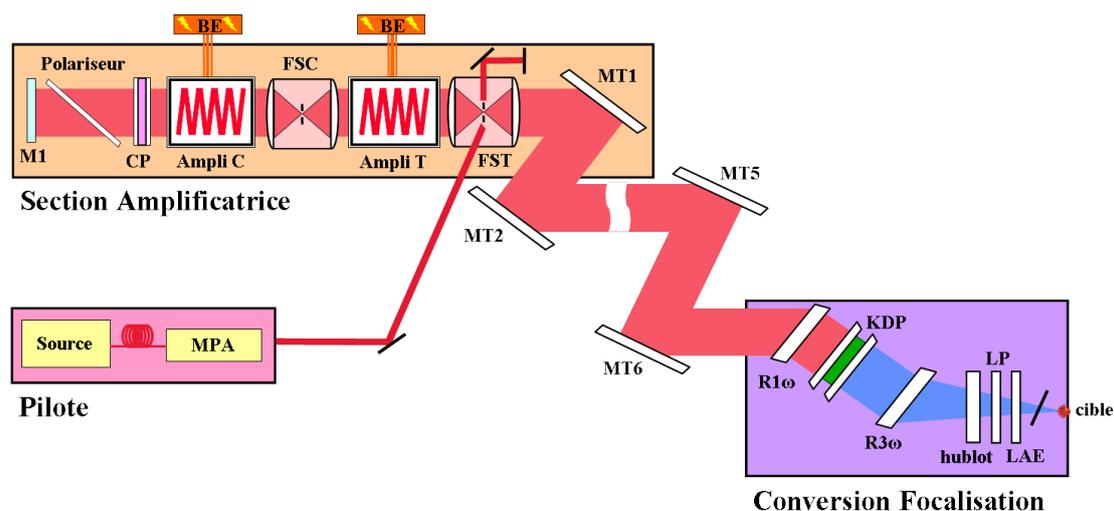


FIGURE 3.2 : Schéma de principe des trois tronçons d'un faisceau de la LIL

flashes et permet la montée en énergie du faisceau ;

- un système d'isolation, composé d'une cellule de Pockels et d'un polariseur, dont l'objectif est de supprimer la lumière parasite qui pourrait se déplacer hors impulsion ;
- après la cellule de Pockels, le faisceau rencontre un miroir déformable (M1) dans le but de corriger le front d'onde.

En sortie de chaîne, le faisceau est transporté par un ensemble de six miroirs (MT1-6) au dernier tronçon.

3.1.1.3 La conversion de fréquence et la focalisation

En sortie de chaîne, le faisceau est transporté par un ensemble de six miroirs (MT1-6) au dernier tronçon.

Le faisceau reçu par la dernière section de la chaîne laser est de forme quasi-carrée avec des dimensions de l'ordre de 400 mm, il est alors à l'oscillation initiale 1ω ($\lambda_{IR} = 1053$ nm) avec une énergie proche de la quinzaine de kiloJoules (à cette longueur d'onde). Il va dès lors être converti en fréquence et focalisé dans la chambre d'expérience [56, 57].

La conversion de fréquence est réalisée grâce à un enchaînement de deux cristaux KDP (dihydrogène phosphate de potassium) dont le but est de doubler puis tripler la pulsation du faisceau. Le premier cristal convertit la fréquence de 1ω en 2ω , et le second cristal fait passer la pulsation de 2ω à 3ω , correspondant à une longueur d'onde $\lambda_{UV} = 351$ nm.

Quant à la focalisation, elle est assurée par un réseau focalisant à 3ω , la tache focale devient alors circulaire avec un diamètre de $750 \mu\text{m}$ à 90% de l'énergie encerclée. Outre ce rôle de focalisation, ce réseau élimine les pulsations différentes de 3ω qui pourraient persister dans le faisceau, en ne les focalisant pas dans la chambre expérimentale.

D'autres éléments participent à ce tronçon, dont le hublot limite de vide qui sépare la fin de chaîne soumise au vide et l'environnement extérieur avant la chambre. La lame de phase permet de former spatialement la tache focale selon les exigences de l'expérience, et la lame

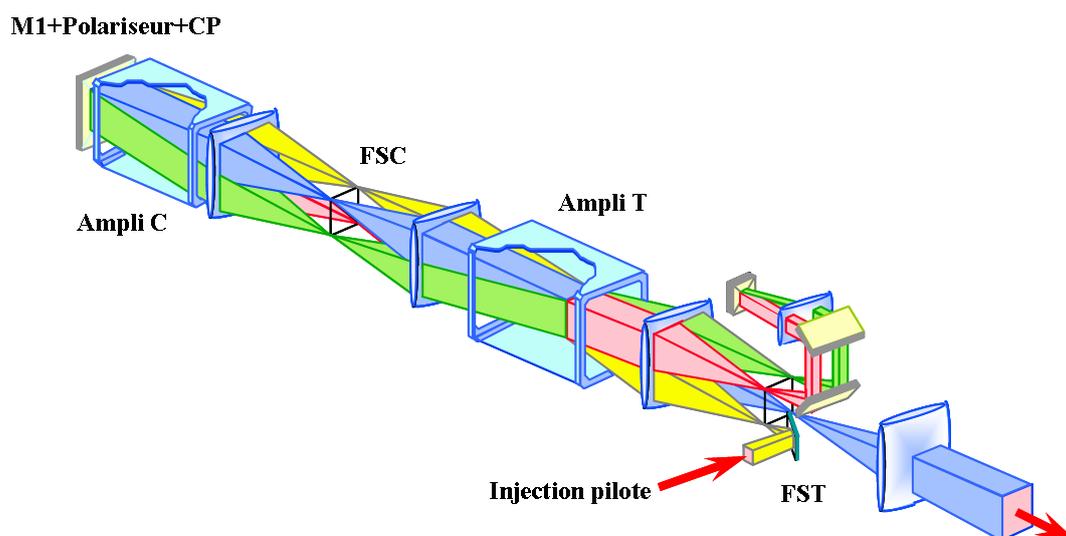


FIGURE 3.3 : Parcours du faisceau dans la section amplificatrice

anti-éclats protège les deux précédents éléments en fin de chaîne de toute projection issue du centre chambre. Enfin un réseau à 1ω , utilisé en amont de la conversion de fréquence, permet la création d’une “chicane optique” comme présentée sur la figure 3.4, et évite ainsi de dégrader la chaîne par des rayonnements émis au centre de la chambre (rayons X, gammas ou neutrons).

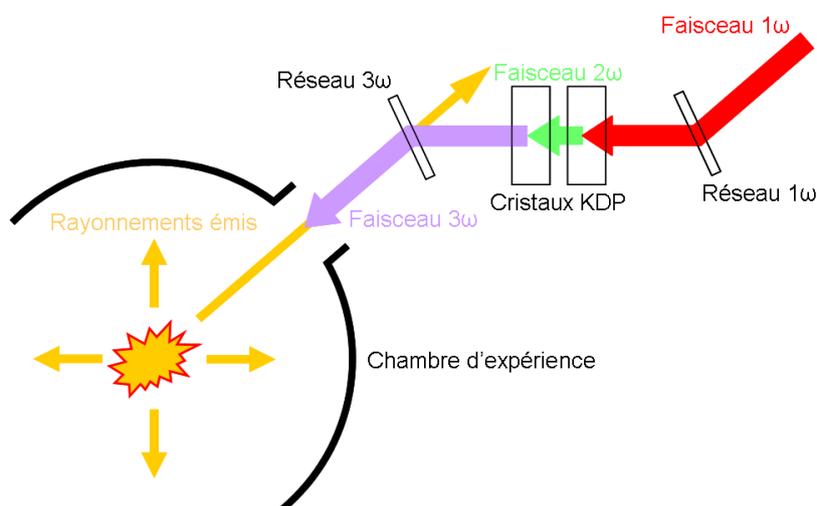


FIGURE 3.4 : Principe de la chicane optique, les rayonnements émis par le centre chambre ne peuvent pas remonter la chaîne optique

3.1.2 La chambre d’expériences

La chambre d’expériences de la LIL est une sphère d’aluminium de 4,5 m de diamètre, elle reçoit le faisceau de la LIL focalisé en son centre. Afin de mener à bien ces expériences,

un vide secondaire de 10^{-6} mbar est réalisé dans la chambre à l'aide de plusieurs systèmes de pompage : primaire, turbo-moléculaire et cryogénique.

De nombreux diagnostics sont utilisés, et parfois étudiés en vue de les implanter sur le LMJ. Nous présentons en figure 3.5 une vue globale de l'implantation des diagnostics autour de la chambre, les diagnostics présentés sont ceux activés lors de notre expérience.

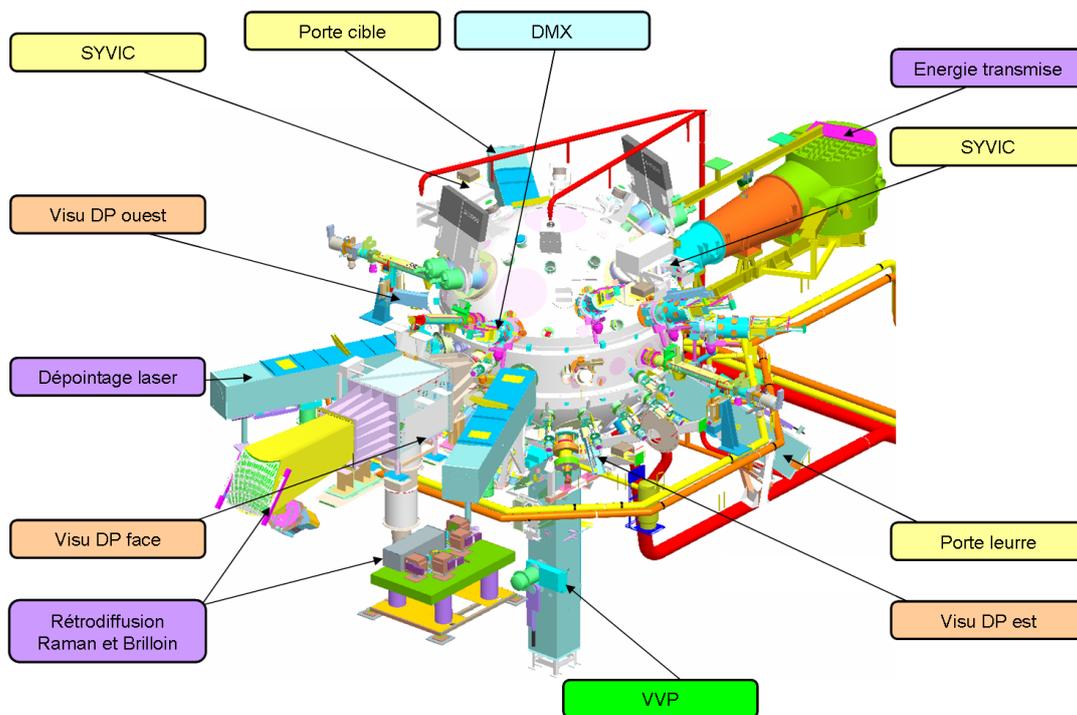


FIGURE 3.5 : Vue d'ensemble des instruments et diagnostics LIL activés pour l'expérience Coalescence de choc 2010 ; en jaune sont reportés les instruments utiles à la mise en place de la cible en centre chambre, en orange les instruments de visualisation de la cible, en violet les diagnostics de mesure de l'énergie laser, en bleu les diagnostics énergétique de cavité et en vert les diagnostics vélocimétriques

Nous présentons succinctement les différents types de diagnostics disponibles¹. Il va de soi que, selon les expériences, tous les diagnostics ne sont pas nécessairement activés.

- **Diagnostics énergie laser :** Le bilan d'énergie laser [58] inclut une mesure de l'énergie transmise, une mesure de l'énergie rétrodiffusée dans les domaines Raman et Brillouin, avec les spectres associés, ainsi qu'une mesure du dépointage laser par visualisation de la tache focale dans la cavité.
- **Diagnostics énergétique de cavité :** Lors de l'utilisation d'une cavité on utilise deux spectromètres X large bande [58], DMX et μ DMX, afin de mesurer la puissance

1. Les diagnostics effectivement utilisés au cours de notre expérience sont décrits plus en détails, ainsi que leurs résultats, dans les deux prochains chapitres (4 et 5)

radiative fuyant du trou d'entrée laser et d'en déduire la température radiative dans la cavité.

- **Diagnostiques optiques** : Un ensemble de trois diagnostics nommé VVP (VISAR, VDC et Pyromètre) permet de mesurer à la fois des vitesses de chocs, la réflectivité, mais aussi l'émission propre de la cible, ainsi que la température associée.
- **Diagnostiques X** : Plusieurs imageurs et spectromètres X sont aussi disponibles, mais, dans la mesure où ils ne sont pas utilisés dans nos expériences, ils ne seront pas présentés ici.

3.2 Principe et dimensionnement de l'expérience

La campagne expérimentale que nous avons menée sur la LIL a pour objectif d'observer la coalescence de deux chocs plans en attaque indirecte dans une cible plane de plastique (CH). Elle utilise le quadruplet de la LIL décrit précédemment, et son dimensionnement repose sur des simulations numériques issues du code hydrodynamique radiatif bidimensionnel FCI2 [59]. Nous présenterons dans un premier temps le principe expérimental global, puis les conditions laser demandées et enfin la cible.

3.2.1 Principe expérimental

Nous présentons de manière synthétique en figure 3.6 le concept général de l'expérience. Nous utilisons une impulsion laser mise en forme (figure 3.8) et une cavité de conversion pour générer, par attaque indirecte, deux chocs successifs dans un échantillon de polystyrène placé sur une ouverture latérale ("oreille").

Ces deux chocs n'ont pas le même niveau : le premier est moins rapide que le second et devrait donc être rattrapé dans l'échantillon. Le diagnostic VISAR fait intervenir un faisceau sonde censé se réfléchir initialement sur le premier choc (figure 3.7), puis sur le choc coalescé.

Les diagnostics activés pour cette campagne, présentés en figure 3.5 et 3.6, sont prioritairement les diagnostics VVP en face arrière pour remonter à la chronométrie, aux vitesses et températures de chocs, et les spectromètres large bande DMX et μ DMX afin de mesurer la puissance radiative de fuite de la cavité et en déduire la température radiative. Les diagnostics classiques de bilan d'énergie, tels que la mesure de pointage laser, de la rétro-diffusion et de la transmission en énergie laser, sont aussi activés afin d'évaluer de manière plus juste l'énergie laser effectivement disponible pour la conversion. Les deux chapitres suivants décrivent ces diagnostics ainsi que les résultats obtenus.

3.2.2 Les conditions laser demandées

Comme nous l'avons déjà évoqué, l'expérience s'insère dans la campagne de chronométrie de chocs en vue de l'atteinte de l'ignition sur le LMJ. Dès lors, la LIL doit être

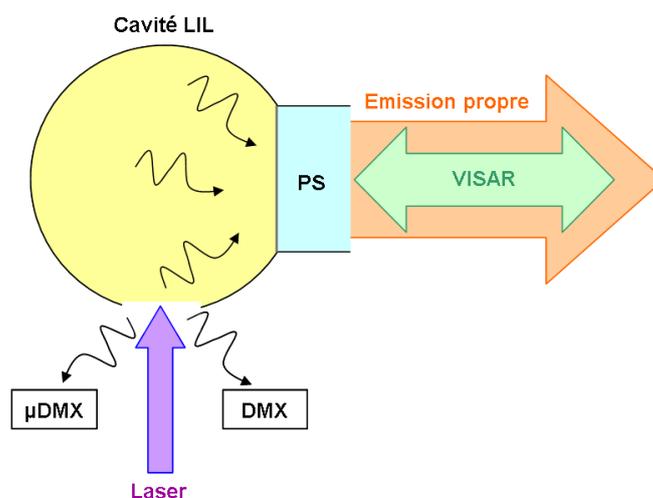


FIGURE 3.6 : Schéma du principe expérimental de l'expérience “Coalescence de chocs - LIL 2010” : l'échantillon de polystyrène est soumis à l'irradiation d'une cavité, les chocs créés sont observés en face arrière à l'aide du système VVP

utilisée au plus près des conditions expérimentales prévues sur l'installation mégaJoule. Le point de fonctionnement de l'expérience, dans le diagramme énergie-puissance LIL, est représenté en figure 3.1, dans le domaine associé à des impulsions de type “ignition”².

3.2.2.1 La tache focale

La LIL permet d'étudier les méthodes de lissages qui seront retenues pour le LMJ. Ce lissage correspond, pour l'expérience “Coalescence de chocs - LIL 2010”, à la configuration standard donnée en figure 3.2, il fait intervenir deux techniques :

- un lissage “spatial” grâce à l'emploi d'une lame de phase de type RPP (*Random Phase Plate*) après le réseau focalisant à 3ω , cette technique consiste en l'utilisation de petits éléments disposés aléatoirement sur la lame qui provoquent localement un déphasage du faisceau de 0 ou π [60] ;
- un lissage “temporel” dit LDSL (Lissage par Dispersion Spectrale Longitudinale) ou SSD (*Smoothing by Spectral Dispersion*), qui consiste à élargir le spectre en fréquence de l'impulsion par l'intermédiaire d'un modulateur (cristal électro-optique) au niveau du pilote.

La tache focale ainsi lissée est circulaire et présente un profil spatial quasi-gaussien, avec au centre chambre 90% de l'énergie contenue dans un disque de diamètre $750 \mu\text{m}$.

². Les impulsions nommées “ignition” correspondent aux impulsions censées reproduire le premier stade de la loi de température radiative à laquelle seront soumises les cibles LMJ, lors d'un tir visant l'atteinte de l'ignition.

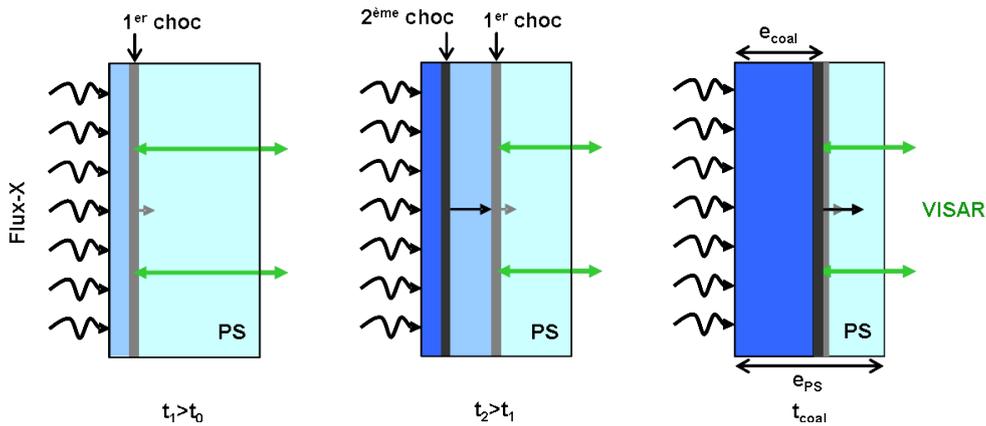


FIGURE 3.7 : Propagation des chocs dans l'échantillon : deux chocs successifs, de vitesse respective D_1 et D_2 , sont générés dans l'échantillon de polystyrène, le second plus rapide coalesce avec le premier au temps t_{coal} ; le faisceau sonde du VISAR se réfléchit successivement sur le premier choc, puis sur le choc coalescé

3.2.2.2 Les impulsions

La figure 3.8 présente le profil nominal théorique de la puissance laser (trait plein), une énergie de 10 kJ est délivrée en 12 ns à 3ω . Cette impulsion est mise en forme avec un fort contraste, sa forme est choisie de manière à obtenir une loi de température radiative (représentée en pointillés) présentant elle-même un palier et un pic pour initier les deux chocs.

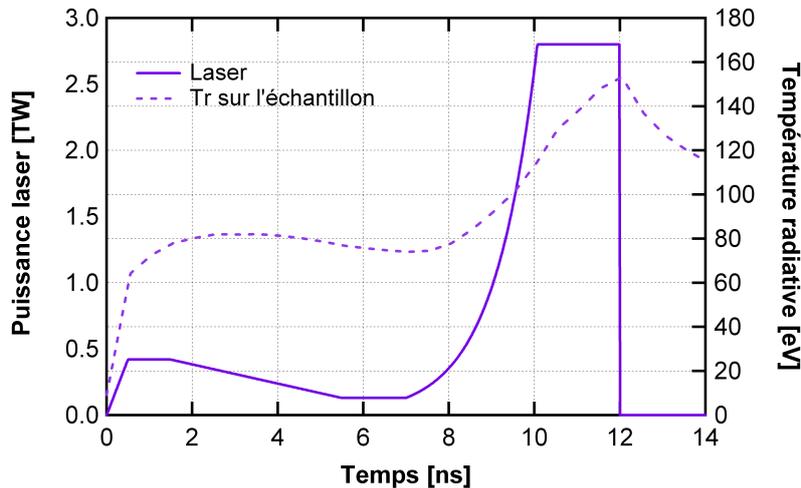


FIGURE 3.8 : Profil nominal théorique de l'impulsion laser (trait continu) et loi de température radiative sur l'échantillon simulée par le code FCI2 (trait pointillé)

La crainte initiale était l'opacification du polystyrène par le rayonnement de cavité, principalement lors du second pic laser. On s'attendait effectivement à ce qu'un tel phénomène nuise aux mesures VVP en face arrière, et empêche d'observer la coalescence. Deux

profils ont donc été envisagés pour pallier à cet inconvénient :

- un profil tronqué à 7 ns, juste avant le second pic laser, afin de se limiter à un seul choc et en étudier la dynamique, sans souci d'opacification ;
- un profil tronqué à 10 ns, juste à la fin de la montée du second pic laser, pour limiter l'influence du second pic, et donc essayer de propager les deux chocs en diminuant l'éventuelle opacification du polystyrène.

3.2.3 La cible

La cible consiste en une cavité sphérique en or sur laquelle est fixé l'échantillon à analyser. Son dimensionnement résulte de simulations, pour répondre aux exigences d'uniformité d'éclairement sur l'échantillon, d'absence de bouchage par le plasma d'or et d'atteinte du niveau de température radiative souhaité.

3.2.3.1 La cavité de conversion et les protections du trou d'entrée laser

La cavité de conversion (ou Hohlraum) utilisée, dont la modélisation est représentée en figure 3.9, est une sphère millimétrique possédant deux ouvertures, une première qui est le trou d'entrée laser (TEL), la seconde qui est l'oreille de fixation de l'échantillon à analyser.

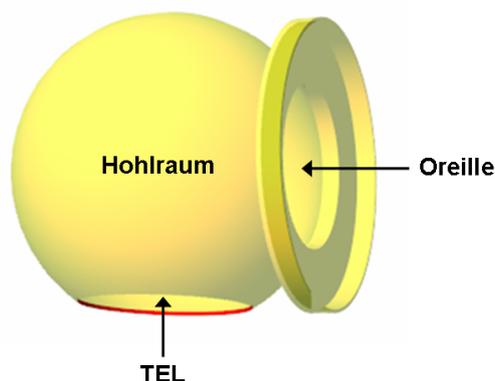


FIGURE 3.9 : Cavité standard LIL

La cavité, à paroi d'or, permet la conversion du laser en rayonnement X, irradiant ainsi l'échantillon collé sur l'oreille. La forme sphérique est adaptée à l'installation laser : la LIL ne possédant qu'un faisceau, il s'agit en effet de la forme la plus satisfaisante pour obtenir une bonne homogénéité de température. La position de l'oreille est d'ailleurs déterminée pour avoir un éclairement par les X le plus homogène possible. Expérimentalement la focalisation du quadruplet se fait dans le plan du TEL, la cavité se situant au centre chambre.

La tache focale peut présenter des ailes à faible éclairement bien plus larges que les $750 \mu\text{m}$ qui contiennent 90% de l'énergie laser. Deux solutions sont envisagées pour protéger l'échantillon, soit un cône d'or collé directement sur le TEL, soit une plaque d'or fixée sur l'oreille, la figure 3.10 montre la modélisation de la cible pour les deux méthodes.

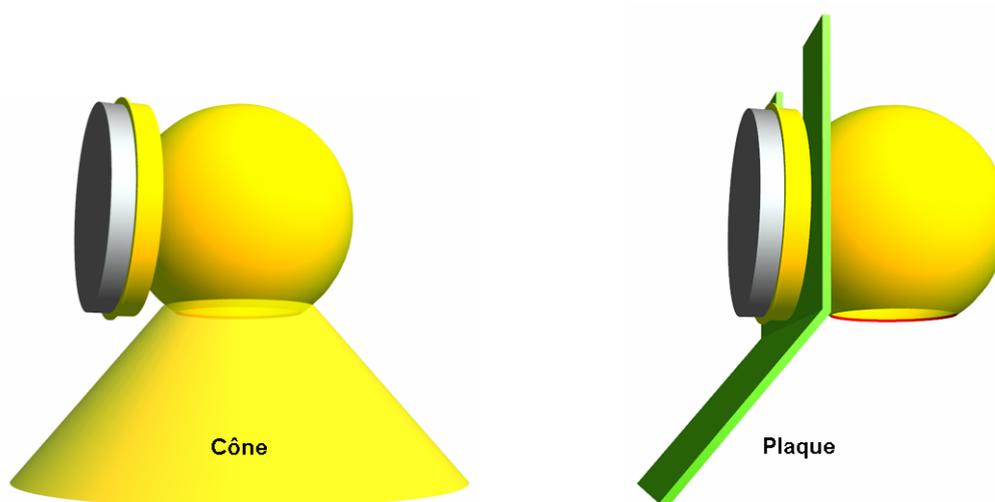


FIGURE 3.10 : Protection de l'échantillon sur une cavité LIL : à gauche le cône ; à droite la plaque

L'utilisation du cône, s'il est plus facile à réaliser et à monter sur la cible, peut éventuellement engendrer un problème de bouchage du trou d'entrée laser par le plasma créé qui se détend dans le vide. En effet, l'interaction des pieds de la tache focale avec le cône peut produire un plasma dont la détente dans le vide viendrait obstruer le TEL. La comparaison expérimentale des deux méthodes devra permettre de déterminer laquelle est la plus adaptée.

3.2.3.2 L'échantillon et le traitement antireflet

Initialement, l'échantillon devait être constitué du CH spécifique du matériau ablateur prévu pour être utilisé sur les cibles du LMJ, cependant ce dernier se révèle être difficile à usiner, et malheureusement de couleur brune, donc relativement absorbant aux longueurs d'ondes utiles pour nos diagnostics en face arrière. Le polystyrène cristal (C_8H_8) a alors été utilisé pour sa similarité avec le CH LMJ³, mais aussi pour sa transparence dans le domaine visible et proche infrarouge utiles aux diagnostics VISAR et VDC.

Cet échantillon a une épaisseur de $500 \mu\text{m}$, dimension exigée par les simulations afin de s'assurer de l'obtention de la coalescence dans l'échantillon. Sa masse volumique initiale (dans les conditions normales de pression et température) est donnée par le fabricant à $\rho_0 = 1,05 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$.

Quatre des huit cibles commandées pour l'expérience présentaient en face arrière un revêtement antireflet optimisé pour les deux longueurs d'onde VISAR (532 et 1064 nm), comme en témoignent les mesures de réflectivité réalisées sur les deux types d'échantillon en figure 3.11 et dont les valeurs qui nous intéressent sont reportées en tableau 3.1.

Ce revêtement est déposé par la méthode de dépôt physique en phase vapeur ou PVD

3. Nous ferons désormais référence à l'ablateur type des cibles LMJ par la dénomination CH LMJ.

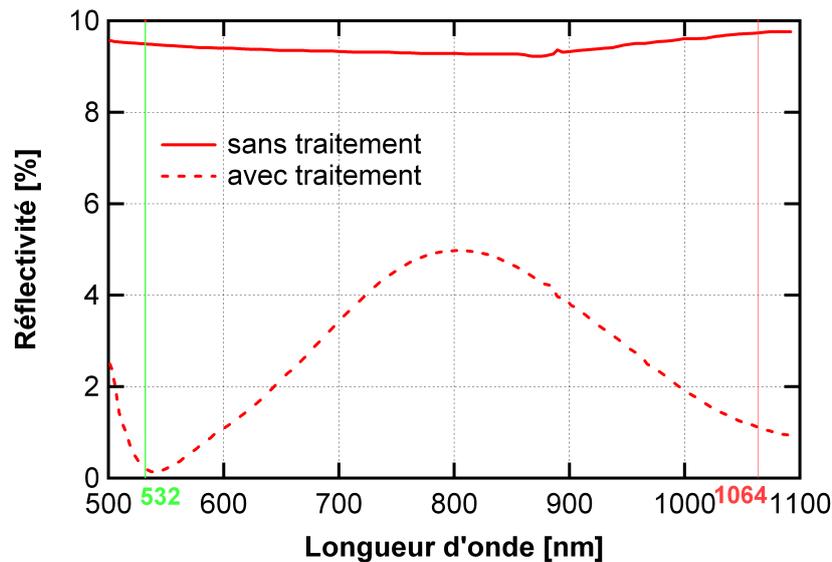


FIGURE 3.11 : Mesures de la réflectivité du polystyrène entre 500 et 1064 nm sans traitement antireflet (trait continu) et avec traitement (trait pointillé)

λ_0 [nm]	532	1064
R [%] sans TA	9,5	9,8
R [%] avec TA	0,2	1,1

TABLE 3.1 : Valeur de la réflectivité (R) du polystyrène aux deux longueurs d'ondes VISAR avec et sans traitement antireflet (TA)

(*Physical Vapor Deposition*), la particularité étant le dépôt “à froid” nécessaire pour ne pas détériorer l'échantillon⁴. Cette méthode n'avait pas encore eu l'occasion d'être testée sur du polystyrène, la comparaison entre les mesures avec et sans traitement antireflet faisaient donc partie des réponses attendues quant au choix de la cible optimale.

3.2.3.3 Rôle de l'aluminium

Deux parties en aluminium (Al) sont ajoutées en face avant et face arrière de l'échantillon de polystyrène (PS), elles permettent de compléter et d'améliorer les images issues du diagnostic VISAR, sans influencer sur la physique mise en jeu par l'expérience :

- un *flash* d'aluminium de 100 nm est déposé en face avant de la cible (du côté de la cavité de conversion). Il permet d'obtenir l'origine des temps de l'expérience, déterminée par l'entrée du laser dans la cavité et la formation des premiers X. En effet le faisceau sonde VISAR se réfléchit d'abord sur ce *flash* à travers le PS transparent, la réflexion se perd dès que les premiers X l'ont ablaté ;
- un bouclier d'aluminium de 30 μm occulte un tiers de la face arrière de la fenêtre

4. Habituellement un tel procédé, pour une surface telle que le quartz, s'opère à des températures approchant les 800 °C.

(côté vide et VISAR). En cas d'absence de signal sur la partie non occultée, ceci permet de distinguer entre un problème lié au faisceau sonde VISAR et une perte de réflectivité du front de choc ou une opacification du polystyrène devant celui-ci.

La figure 3.12 rend compte de la présence du bouclier et du *flash* d'aluminium (image de gauche), on y voit le bouclier se réfléchir sur le *flash* à travers le PS. L'image de droite présente un dessin de profil montrant la réflexion initiale du faisceau sonde VISAR sur le bouclier et sur le *flash* avant qu'il ne soit ablaté.

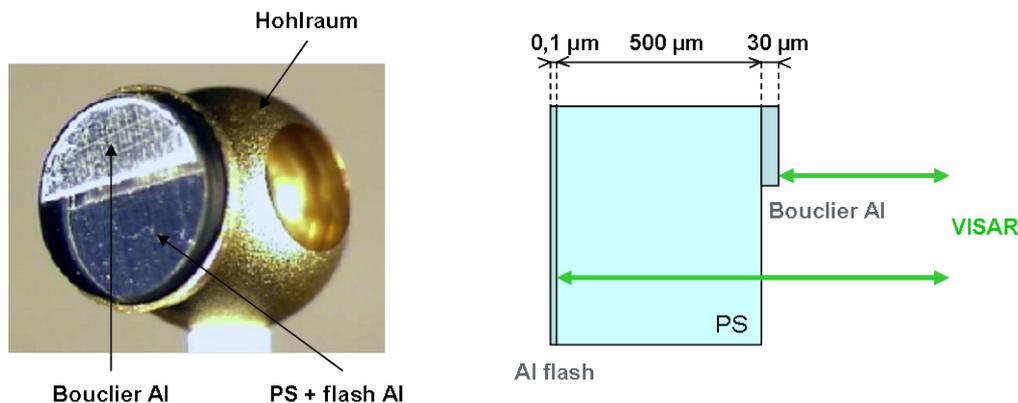


FIGURE 3.12 : A gauche, photographie d'une cible montée ; à droite, vue en coupe de l'échantillon éclairé par le faisceau sonde VISAR

3.2.4 Le plan de tir

Les tirs effectués sont présentés dans le tableau 3.2.

Tir	Impulsion [ns]	Traitement	Remarques
Mono choc1	7	-	
Mono choc2	7	AR	Absence signaux VISAR
Nominal1	12	-	Absence signal DMX
Nominal2	12	AR	Absence signal VISAR 2ω
Nominal3	10	-	Puissance laser mal évaluée
Tronqué1	10	-	
Tronqué2	10	AR	Absence signaux VISAR

TABLE 3.2 : Plan de tir de la campagne, avec AR (AntiReflet)

Ce plan de tir répond tout d'abord au besoin de disposer de mesures séparées de cas à chocs simple ou double, avec ou sans traitement antireflet. Le tir nominal sans traitement antireflet a été doublé pour tester la reproductibilité des résultats. De plus des tirs en impulsion tronquée (avec et sans traitement antireflet) ont été réalisés afin d'étudier l'impact de la bande M de l'or sur la méthode de mesure. Notons enfin que chaque cible avec échantillon traité anti-reflet possédait une protection de type plaque.

Chapitre 4

Le bilan énergétique de la cavité

4.1 La puissance laser - bilan énergétique et évaluation des pertes

Le laser est le terme source de notre expérience. C'est en effet de l'énergie laser, que l'on injecte dans la cavité, que dépend le flux X auquel est soumis l'échantillon. C'est de plus une condition initiale nécessaire aux simulations de conversion X.

Au sortir du laser l'énergie effective à 3ω qui traverse le second réseau est mesurée, afin de connaître l'énergie entrant réellement dans la cavité, nous devons considérer les pertes dans la chambre d'expérience. Nous présenterons d'abord les mesures de ces dernières, puis nous présenterons les profils de puissance laser propres à notre campagne.

4.1.1 Evaluation des pertes en chambre

Une partie des pertes a lieu hors chambre, il s'agit des pertes en transmission dans les trois éléments du nez de chambre constitué du hublot, de la lame de phase et de la lame anti-éclats (voir figure 3.2). Cet abattement évalué, il reste à estimer les pertes dans la chambre même.

4.1.1.1 Le dépointage laser

La focalisation du quadruplet LIL est faite au niveau du trou d'entrée laser avec un pointage, exigé expérimentalement, dans un cercle de $100 \mu\text{m}$ de rayon. On utilise le diagnostic LIL de visualisation de la tache focale en entrée de la cavité afin d'estimer qualitativement un éventuel dépointage, et ainsi une perte d'énergie si le laser n'entre pas correctement dans le Hohlraum.

Ce diagnostic implanté sur la LIL est tout simplement un imageur X-dur intégré en temps. Il permet de mesurer l'émission X sur la gamme spectrale 1-10 keV. La mesure est effectuée grâce à une caméra CCD (*Charge-Coupled Device*) X, un filtre d'aluminium est utilisé afin d'atténuer le signal qui risquerait de saturer l'image. Dans le cadre de notre expérience, l'imageur regarde le trou d'entrée laser avec un angle de 25° .

Les images obtenues (que nous ne présenterons pas) ne révèlent pas de surintensité au bord du trou d'entrée laser, seulement l'impact du laser dans la cavité. Ceci témoigne de l'éclairage de l'intérieur de la cavité, on s'attendrait en cas de dépointage laser à avoir un débordement significatif de cette tache à l'extérieur du trou d'entrée laser. On estime que le pointage est correct.

Nous pouvons noter qu'aucune différence n'est faite entre les cibles protégées par un cône et celles par une plaque. Nous pouvons nous attendre, au cas où les ailes de la tache focale viennent lécher le trou d'entrée laser, à ce que le cône émette plus fortement dans les X durs, ce qui n'est pas le cas.

4.1.1.2 Bilan d'énergie laser

La partie essentielle du bilan d'énergie laser réside dans la mesure de l'énergie laser transmise et déviée dans la chambre d'expérience sans interagir avec la cible. On montre en figure 4.1 l'implantation des différents diagnostics dans la chambre d'expérience de la LIL.

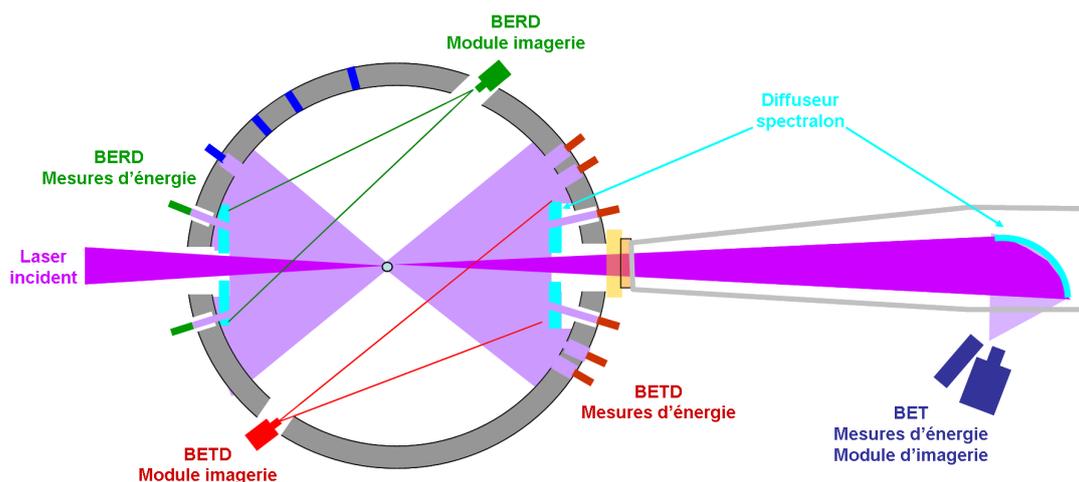


FIGURE 4.1 : Représentation schématique de l'implantation des diagnostics de mesure d'énergie laser transmise (BET), transmise-déviée (BETD) et rétro-déviée (BERD)

Trois principales composantes sont mesurées :

- Bilan d'énergie transmise (BET) : l'énergie transmise dans le cône d'ouverture du quadruplet est collectée par une portion d'ellipsoïde constitué d'un matériau diffusant (du spectralon), interceptant le faisceau transmis; l'analyse énergétique est effectuée au moyen d'une diode rapide.
- Bilan d'énergie transmise-déviée (BETD) : le faisceau dévié lors de l'interaction sur la cible est collecté par un diffuseur plan intra-chambre de grande dimension, jusqu'à une ouverture angulaire totale de 34° ; l'analyse énergétique repose sur l'utilisation couplée d'une caméra et de diodes rapides.
- Bilan d'énergie rétro-déviée (BERD) : de même que précédemment, le faisceau rétro-

dévié lors de l'interaction sur la cible est collecté par un diffuseur plan intra-chambre de grande dimension, jusqu'à une ouverture angulaire totale de 34° ; l'analyse énergétique repose sur l'utilisation couplée d'une caméra et de diodes rapides. Notons que ce signal provient de la réflexion spéculaire des ailes de la tache focale sur la cavité, avec une contribution possible de rétrodiffusion à angle issue de l'interaction laser plasma dans la cavité.

Pour chacun des tirs les énergies transmise, transmise-déviée et rétro-déviée révèlent des signaux faibles, nous ne présenterons pas ici leurs résultats, ceux-ci sont directement déduits de l'énergie fournie par l'équipe laser.

4.1.1.3 La rétrodiffusion

Comme nous l'avons brièvement évoqué au chapitre 1 (voir 1.2.1.2), l'interaction laser-plasma s'accompagne d'instabilités paramétriques, dont les instabilités Raman et Brillouin qui peuvent conduire à une rétrodiffusion du laser. Ceci est une perte d'énergie, non absorbée par la cavité.

Sur la LIL, on mesure la puissance rétrodiffusée dans le quadruplet grâce au diagnostic DRED (Diagnostic de REtro-Diffusion). On montre en figure 4.2 une représentation schématique du diagnostic.

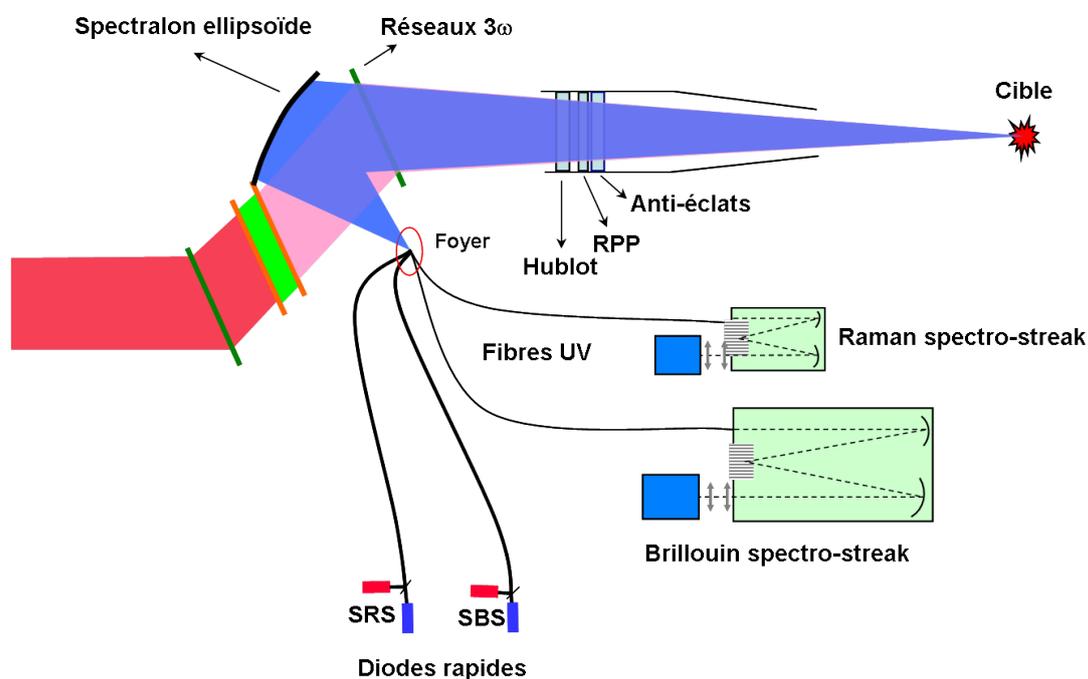


FIGURE 4.2 : Principe schématique du DRED

La lumière rétrodiffusée est collectée par un miroir ellipsoïdal, et ensuite focalisée dans un ensemble de fibres optiques permettant de la distribuer sur les différentes voies de mesure. Une voie est dédiée au Raman et l'autre au Brillouin, chacune constituée de deux

diodes (une diode haut-flux, l'autre bas-flux) et d'un spectromètre relié à une caméra à balayage de fente. La gamme de résolution spectrale du Brillouin est 349-351 nm, tandis que celle du Raman est de 351-700 nm.

Les mesures indiquent dans notre cas une très faible énergie laser rétrodiffusée, estimée à quelques dizaines de Joules pour une énergie incidente multi-kiloJoules. Ces valeurs sont aussi prises en compte dans l'atténuation de l'énergie au centre chambre. En l'absence de SRS, nous ne nous attendons pas à observer de préchauffage par des électrons chauds.

4.1.2 Les profils de puissance

Au cours de la campagne, nous avons utilisé trois types de profils d'impulsion laser sur sept tirs. Trois tirs ont été effectués avec une impulsion nominale à 12 ns, le tir Nominal1, Nominal2 et Nominal3. Les quatre autres tirs ont des profils tronqués, les tirs Monochoc2 et Monochoc1 à 7 ns, les tirs Tronqué2 et Tronqué1 à 10 ns.

On représente en figure 4.3 les différents profils corrigés de puissance laser en centre chambre.

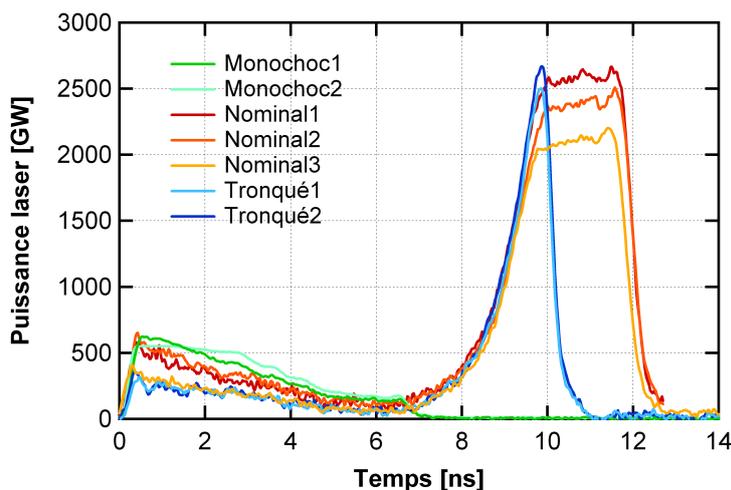


FIGURE 4.3 : Profils corrigés de puissance laser obtenus en centre chambre

Ces valeurs proviennent des mesures en fin de chaîne, obtenues à partir d'une réflexion à 3ω de l'un des ordres du réseau. Cette valeur ne prend pas en compte l'abattement lié à la transmission du nez de chambre. Afin d'estimer cet abattement, des tirs de calibration ont été réalisés pour évaluer le degré d'endommagement des optiques, et donc leur transmission. Cette évaluation s'accompagne de calculs effectués grâce au code Miró [61] à partir de photographies des optiques prises en cours de campagne. On tient également compte des pertes évaluées grâce aux diagnostics de bilan d'énergie. Les énergies utiles en centre chambre sont données au tableau 4.1.

On remarque en figure 4.3 la dispersion des puissances laser entre les tirs, qui implique nécessairement une différence de température radiative dans la cavité, et donc de vitesse

Tir	E_{CC} [kJ]
Monochoc1	2,3±0,2
Monochoc2	2,5±0,3
Nominal1	10,0±1,0
Nominal2	9,6±1,0
Nominal3	7,7±1,6
Tronqué1	4,2±0,4
Tronqué2	4,5±0,5

TABLE 4.1 : Valeurs de l'énergie laser en centre chambre (E_{CC})

et pression de choc d'un tir sur l'autre. Le premier plateau est ainsi plus élevé pour les cas monochochs (tirs Monochoch2 et Monochoch1) avec des maximums respectifs de 550 et 625 GW. Les tirs Nominal1 et Nominal2 (non tronqués) sont assez similaires pour le premier plateau, mais présentent un second plateau de niveau différent, le tir Nominal1 étant le plus élevé en ce qui concerne les profils nominaux avec une puissance autour de 2,7 TW. Les tirs tronqués à 10 ns, Tronqué2 et Tronqué1, sont relativement similaires, ils présentent un premier plateau très faible avec un maximum d'environ 320 GW et un pic au "second choc" respectivement de 2,7 et 2,5 TW. Le dernier tir, Nominal3, est un cas particulier, il présente un premier et un second plateau très faible, l'incertitude sur la puissance est importante du fait d'un endommagement plus important. Nous donnons en tableau 4.2 les valeurs maximales des deux plateaux pour chaque tir.

Tir	$P_{max}^{1^{er} Plateau}$ [TW]	$P_{max}^{2^{nd} Plateau}$ [TW]
Monochoch1	0,62	-
Monochoch2	0,50	-
Nominal1	0,58	2,67
Nominal2	0,65	2,51
Nominal3	0,41	2,20
Tronqué1	0,32	2,50
Tronqué2	0,36	2,67

TABLE 4.2 : Valeurs maximales de la puissance laser des premier et second plateaux de chaque tir

4.2 La température radiative

L'utilisation d'une cavité de conversion implique un certain découplage avec les conditions laser, c'est le rayonnement X incident sur l'échantillon qui constitue la condition initiale suffisante pour simuler la propagation des chocs dans l'échantillon. Il est donc important de mesurer le flux X dans la cavité. Le spectre de rayonnement étant quasi-planckien dans la gamme 0-2 keV, ceci revient à mesurer une température radiative. Les

simulations FCI2 permettent de relier la température radiative vue par le trou d'entrée laser à un flux effectivement reçu par l'échantillon.

Nous traiterons ici de la mesure expérimentale de cette température de cavité, que nous comparerons ensuite avec les simulations FCI2, enfin nous parlerons de la contribution de la bande M de l'or.

4.2.1 Les mesures expérimentales

Les mesures expérimentales sont réalisées sur la LIL grâce à deux diagnostics, DMX (Diagnostic de Mesure X) [62] et μ DMX (micro-DMX). Ces diagnostics permettent d'accéder à la température de fuite de la cavité à travers le trou d'entrée laser, mais ne permettent pas d'estimer directement la température radiative effective sur l'échantillon. Nous décrivons d'abord les deux diagnostics, puis nous considérerons leurs résultats.

4.2.1.1 Les diagnostics DMX et μ DMX

La LIL dispose de deux spectromètres large bande relativement similaires, l'un (DMX) pour les bas et hauts flux, l'autre (μ DMX) uniquement pour les bas flux.

4.2.1.1.1 DMX

Le diagnostic DMX est un spectromètre large bande qui permet de restituer l'évolution temporelle de l'émissivité spectrale de la cavité sur plusieurs bandes. Il est constitué de 20 voies de mesures, 10 voies à miroir (le schéma d'une voie à miroir est présenté en figure 4.4) permettent de caractériser le flux jusqu'à 1,3 keV, les 10 autres permettent de caractériser le flux supérieur à 1,3 keV.

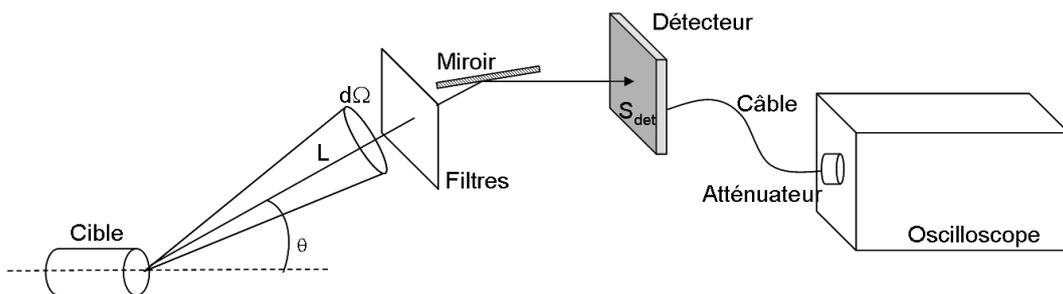


FIGURE 4.4 : Schéma de principe d'une voie DMX, avec θ l'angle d'observation et $d\Omega$ l'angle solide du détecteur placé à la distance L de la cible et avec une surface de détection S_{det}

Sur la LIL, le diagnostic observe le trou d'entrée laser de la cavité avec un angle de $28,14^\circ$. Les différents éléments qui composent une voie sont :

- le ou les filtres qui permettent de sélectionner la bande spectrale spécifique à la voie considérée ;

- le miroir, optionnel, qui élimine le rayonnement X au-delà d'une fréquence de coupure qui dépend de sa nature et de son angle de fonctionnement ;
- le détecteur qui convertit le rayonnement X incident en courant électrique ;
- les câbles électriques qui acheminent le signal du détecteur à l'oscilloscope ;
- l'atténuateur, disposé avant l'oscilloscope, qui permet d'effectuer la mesure dans la gamme adéquate de l'appareil, c'est à dire en-dessous du seuil de saturation du signal ;
- enfin l'oscilloscope permet de mesurer en Volts le signal électrique dans le temps, grâce auquel on peut remonter au niveau d'émission dans la bande spectrale prédéfinie par la voie, il doit disposer d'une grande bande passante (7 GHz).

Chacun des composants fait l'objet d'une métrologie précise sur synchrotron dans le cas des filtres, miroirs et détecteurs et d'une caractérisation électrique pour les câbles et atténuateurs.

On reconstitue un spectre proche du spectre réel continu par une méthode itérative. On converge donc au terme du calcul vers un spectre supposé être le plus proche du spectre réel. A partir de ce spectre, on définit une température de brillance T_r à partir du flux total émis dans la bande 0-2 keV, dite "thermique".

4.2.1.1.2 μ DMX

Le diagnostic μ DMX est, comme son nom l'indique, une version réduite de DMX. En effet il présente 8 voies de mesures sans miroir, et permet donc de mesurer avec redondance la puissance X fuyant du trou d'entrée laser de la cavité dans la gamme spectrale de chaque voie. On précise que la mesure se fait de même à $28,14^\circ$ de la cavité.

Contrairement à DMX qui était dimensionné pour mesurer précisément les fortes températures radiatives, μ DMX ne permet de mesurer que le pied de l'impulsion. En effet, le fait que les voies ne soient pas équipées de miroir, pour une question de portabilité du diagnostic, ne permet de mesurer correctement que les faibles températures pour lesquelles le flux X-dur est relativement faible et ne nécessite aucune filtration.

4.2.1.2 Les résultats expérimentaux

Comme nous l'avons déjà dit, nous mesurons grâce à ces deux spectromètres large bande la puissance X émise par le trou d'entrée laser du Hohlraum. Nous ne mesurons pas directement la température radiative qui s'applique effectivement sur l'échantillon. Nous montrons en figure 4.5 les résultats DMX et μ DMX pour chaque tir de la campagne.

Pour faciliter la lecture nous n'avons pas indiqué les barres d'erreur sur les graphiques, celles ci sont évaluées à $\pm 10\%$ pour le pied de l'impulsion et à $\pm 5\%$ pour le second palier sur les profils DMX, $\pm 5\%$ pour les profils μ DMX. Pour le premier palier, la mesure μ DMX est plus précise, cependant nous ne considérerons par la suite que les profils DMX qui décrivent l'impulsion complète¹.

1. Si DMX n'a pas la dynamique requise pour observer tout le profil de température radiative avec la même erreur et est calibré pour mieux décrire les températures plus élevées, le premier palier reste bien

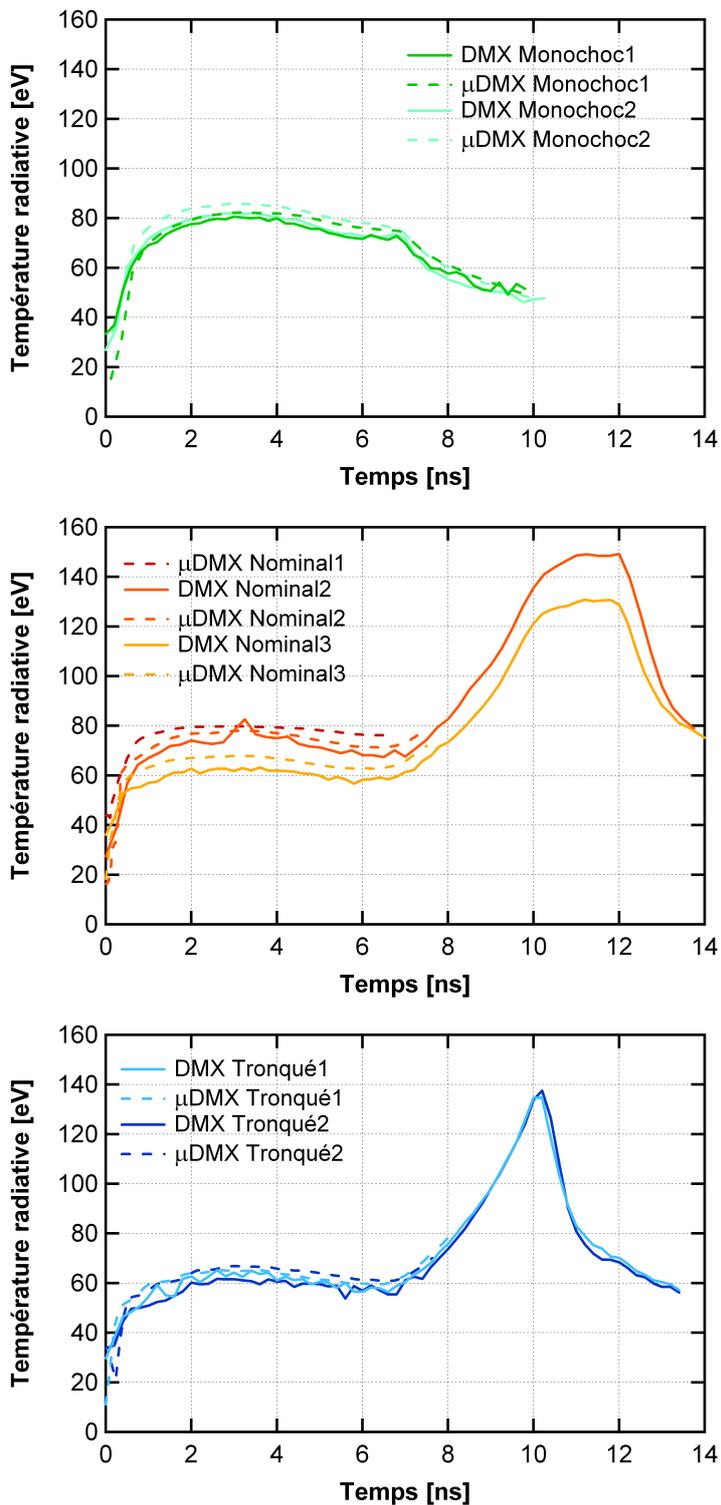


FIGURE 4.5 : Profils de température radiative mesurés par DMX (trait plein) et μ DMX (pointillés) : en haut pour les profils tronqués à 7 ns, tirs Monochoc1 et Monochoc2; au milieu pour les profils nominaux (12 ns), tirs Nominal1, Nominal2 et Nominal3; en bas pour les profils tronqués à 10 ns, tirs Tronqué1 et Tronqué2

Comme l'impulsion laser, la température radiative présente deux paliers ; nous en donnons les maximums ajustés au tableau 4.3. Par ailleurs, l'absence de profil DMX pour le tir Nominal1 est due à un problème de synchronisation du diagnostic pour ce tir.

Tir	$T_{r,max}^{1^{er} Plateau}$ [eV]	$T_{r,max}^{2^{nd} Plateau}$ [eV]
Monochoc1	80 ± 8	-
Monochoc2	81 ± 8	-
Nominal1	$\leq 80 \pm 8$	-
Nominal2	78 ± 8	146 ± 7
Nominal3	64 ± 6	129 ± 6
Tronqué1	65 ± 7	130 ± 6
Tronqué2	63 ± 6	132 ± 7

TABLE 4.3 : Valeurs maximales de la température radiative DMX des premier et second plateaux de chaque tir

Nous obtenons donc globalement une première impulsion à 60 ou 80 eV selon les cas, et un second palier entre 130 et 150 eV.

Nous pouvons ajouter à cela qu'aucun écart conséquent n'est observé entre les cibles avec cône ou plaque, les deux protections ne semblent pas affecter les mesures par une augmentation de l'émission X durs. Nous en concluons que le cône est une solution acceptable, plus facile à mettre en oeuvre et qui ne nuit pas aux mesures.

4.2.2 Les simulations

Comme nous ne mesurons pas la température radiative appliquée sur l'échantillon, mais seulement celle vue par le trou d'entrée laser, nous devons avoir recours à la simulation pour relier ces grandeurs.

Les températures radiatives sont simulées grâce à FCI2. Celui-ci utilise la loi de puissance laser expérimentale en centre chambre, et calcule dans une géométrie axisymétrique la température de cavité. Un postprocesseur permet ensuite de prédire les flux incidents sous un angle quelconque, par exemple celui du diagnostic DMX, ou à la surface de l'échantillon.

4.2.2.1 Comparaison aux mesures expérimentales

Les températures radiatives mesurées par DMX et μ DMX sont reproduites par les simulations, nous les comparons aux profils expérimentaux en figure 4.6..

Nous comparons les résultats pour les trois types d'impulsion laser, tronquées ou non. Les tirs représentés sont choisis en fonction de la possibilité d'analyse des autres diagnostics. Comme nous le verrons au chapitre 6, les tirs sur cibles avec échantillon traité antireflet sont quasiment inexploitable. Ainsi nous avons les tirs Monochoc1 et Tronqué1 pour les profils tronqués, dans le cas du profil nominal la situation est plus délicate puisque le

dans les barres d'erreur de μ DMX.

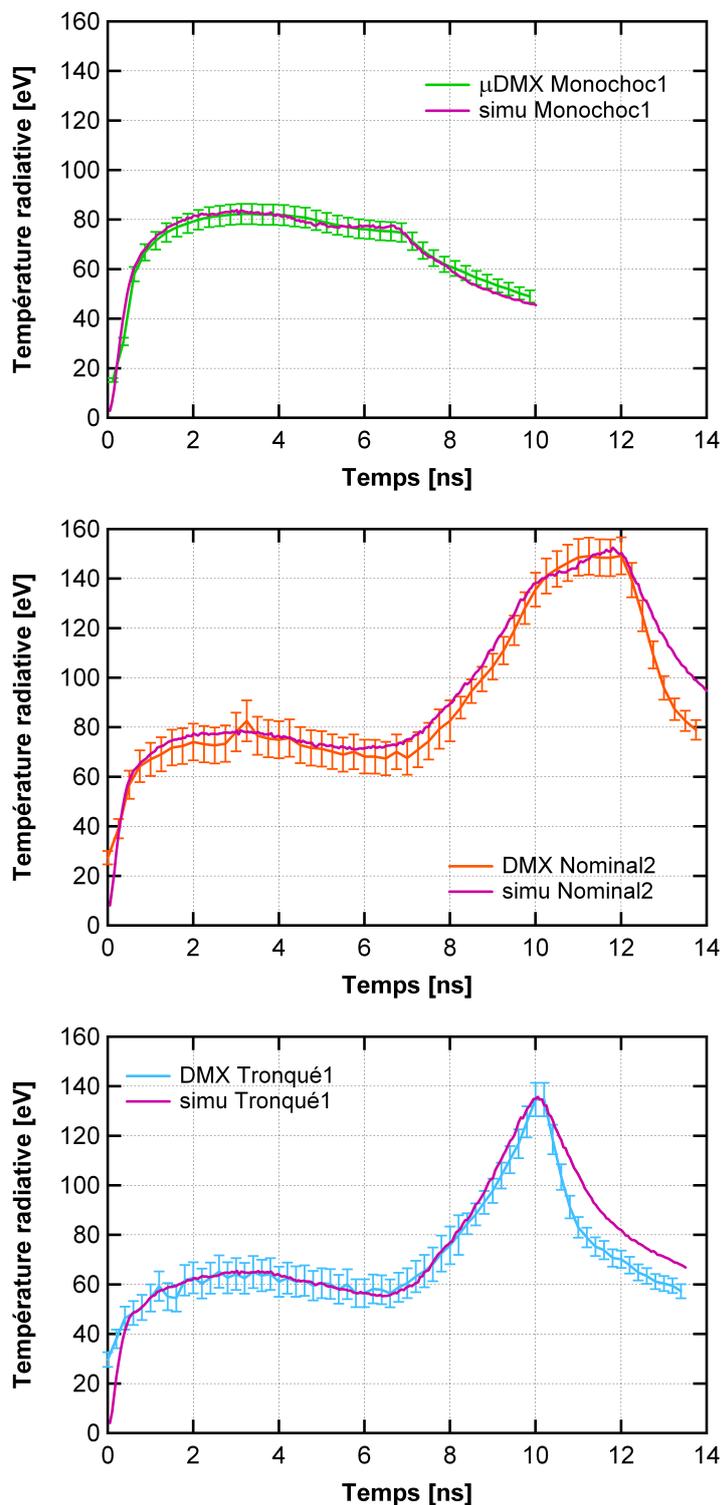


FIGURE 4.6 : Comparaison des profils de température radiative mesurés par DMX ou μ DMX et des profils simulés : en haut, tir Monochoc1 ; au milieu, tir Nominal2 ; en bas tir Tronqué1

tir Nominal1 ne présente de résultat qu'avec μ DMX, et le tir Nominal3 ne peut pas être correctement reproduit au vu de l'incertitude sur la puissance laser, nous choisissons donc de comparer les résultats DMX du tir Nominal2.

Nous remarquons que la montée de température radiative est bien recréée, les courbes entrent clairement dans les barres d'erreur du premier palier. En ce qui concerne le front de montée du deuxième palier, le faible écart constaté s'explique par l'erreur sur le temps, estimée à $\pm 0,2$ ns. A l'inverse, la décroissance du profil en fin d'impulsion est mal décrite par les simulations, celle-ci est plus lente avec un écart à l'expérience de quelques eV. Ceci n'a pas d'impact réel sur la vitesse des chocs déjà lancés.

Le profil simulé de température radiative du tir Nominal1 est révélé en figure 4.7, nous le comparons au profil μ DMX.

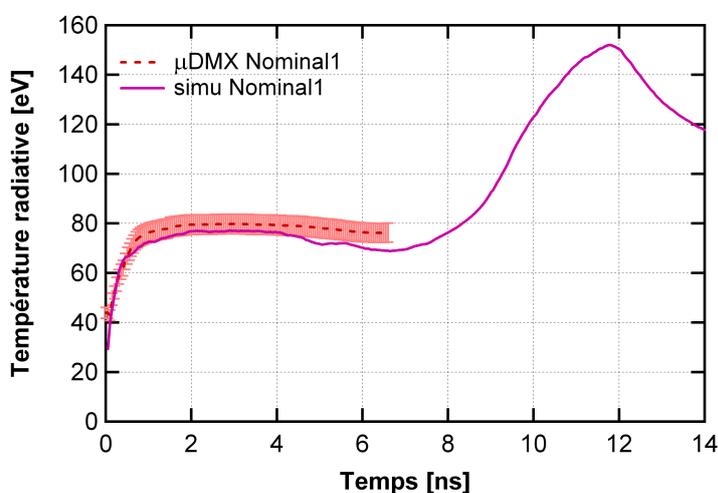


FIGURE 4.7 : Comparaison du profil de température radiative mesuré par μ DMX et simulé pour le tir Nominal1

Le premier palier entre dans les barres d'erreur expérimentales, nous remarquons que le second palier est relativement similaire à celui du tir Nominal2, avec un pic à ≈ 152 eV.

Globalement nous sommes satisfaits par les résultats des simulations, qui sont dès lors choisis pour les simulations hydrodynamiques, et permettront donc les comparaisons sur les mesures de vitesse (voir section 6.2).

4.2.2.2 Estimation de la température radiative sur l'échantillon

Le diagnostic DMX étant fixe, et μ DMX n'étant pas adéquat pour les mesures dans la gamme d'énergie X associée au second choc, nous n'avons pas pu entreprendre de mesure expérimentale de la température radiative sur l'échantillon. La simulation était l'unique moyen d'en obtenir une estimation.

Nous estimons à l'aide du post-processeur de FCI2 la température radiative appliquée à l'échantillon, celle-ci est présentée en figure 4.8 dans le cas du tir Tronqué1.

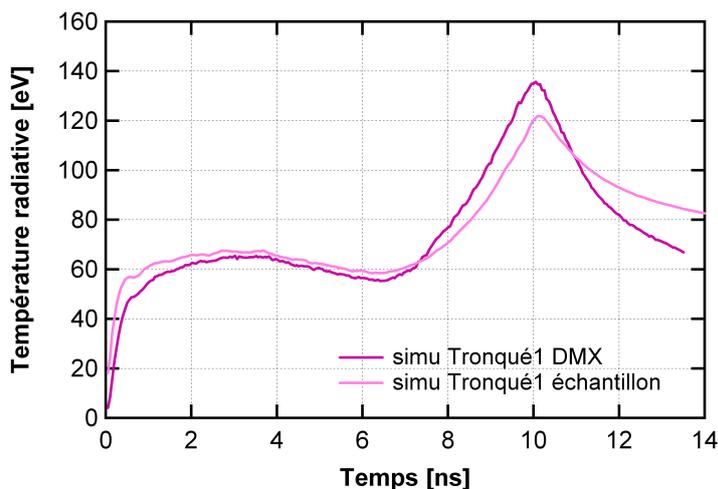


FIGURE 4.8 : Comparaison des profils de température radiative simulés vus par DMX et l'échantillon pour le tir Tronqué1

Nous remarquons un écart de ≈ 2 eV sur le premier palier et d'environ -14 eV sur le second. On doit donc s'attendre à avoir pour chaque tir une température radiative plus élevée pour le premier choc, tandis que le second est généré par une température plus faible.

4.2.2.3 Estimation de la bande M

L'utilisation d'une cavité en or avec des puissances laser élevées conduit à la production de rayonnement X hors équilibre, qui éloigne le spectre d'une planckienne. En effet, on s'attend à avoir une présence significative de photons dans la gamme 2-5 keV, correspondant en particulier à la bande M de l'or.

L'estimation du flux de la bande M de l'or a été effectuée pour le tir Tronqué1 à partir des données expérimentales DMX, μ DMX ne permettant pas de mesurer des photons dans cette gamme d'énergie. Nous présentons cette estimation en figure 4.9.

Nous remarquons un pic de puissance dans la bande M de l'or autour du pic de puissance laser, soit entre 9 et 10,5 ns. Cette contribution est évaluée à quelques pourcents du flux total ($< 3\%$), mais est suffisante pour être impliquée dans des phénomènes optiques d'opacification² (nous traiterons de ce sujet à la section 7.1.2). Par ailleurs nous pouvons noter l'absence de signal significatif pour le premier palier de l'impulsion ($t < 9$ ns), nous considérons donc que l'émission dans la bande M de l'or est négligeable pour le premier choc.

². Le rayonnement est en effet plus pénétrant à ce niveau d'énergie dans le polystyrène, on peut donner à titre d'exemple les libres parcours moyens calculés pour le matériau froid de 36 à 500 μm pour des énergies de 2 à 5 keV.

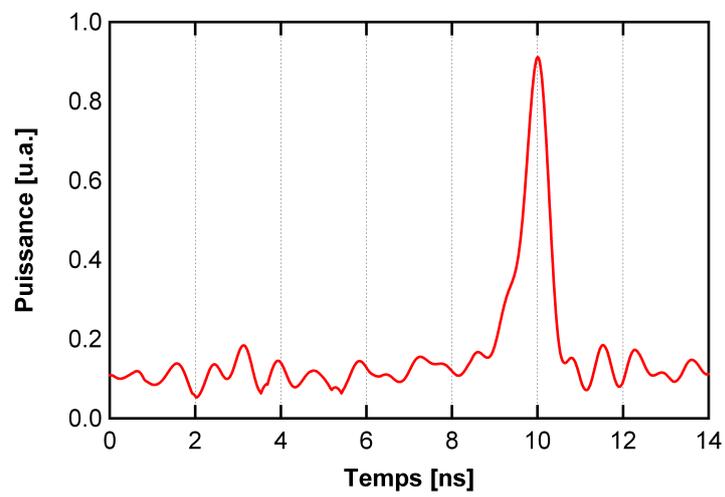


FIGURE 4.9 : Représentation en unité arbitraire de la puissance dans la bande 2-5 keV pour le tir Tronqué

Chapitre 5

Diagnostiques de la propagation des chocs dans l'échantillon

5.1 Les diagnostics en face arrière

La coalescence des chocs, et leur dynamique, sont au centre de notre étude. Leurs mesures s'appuient sur des diagnostics actifs et passifs observant la face arrière de la cible, respectivement le VISAR (*Velocity Interferometer System for Any Reflector*) et la mesure de l'émission propre. Cette dernière ouvre en outre la possibilité d'estimer la température du choc.

5.1.1 Le VISAR

Un faisceau sonde réfléchi sur une surface en mouvement subit un décalage Doppler. Le VISAR est un diagnostic fondé sur une mesure interférométrique de cet effet.

Un front de choc suffisamment fort dans un matériau isolant crée des porteurs de charges. Il devient alors une surface réfléchissante, le VISAR sera donc un diagnostic approprié pour mesurer sa vitesse ou position via la mesure du temps de passage à certaines interfaces.

5.1.1.1 Principe de l'interféromètre de Mach-Zehnder

Le VISAR utilisé repose sur le principe de l'interféromètre de Mach-Zehnder pour des petits angles, interféromètre modifié par la présence d'un étalon (figure 5.1) [63, 64, 65, 66].

Le dispositif permet de créer des franges d'interférences à partir du faisceau sonde réfléchi sur la face arrière de la cible. Une première séparatrice S_1 crée deux faisceaux, l'un de champ électrique $E_1(t)$ se réfléchit sur le miroir M_1 , l'autre de champ $E_2(t)$ se réfléchit sur le miroir M_2 . Les deux faisceaux se recombinent sur la séparatrice S_2 . Le miroir M_2 est monté sur une plate-forme mobile afin d'ajuster les chemins optiques des deux faisceaux.

Les deux séparatrices et le miroir M_1 sont parallèles, mais afin d'obtenir des franges, en sortie de la séparatrice S_2 , on incline le miroir M_2 d'un angle α dans le plan (x,y). On crée

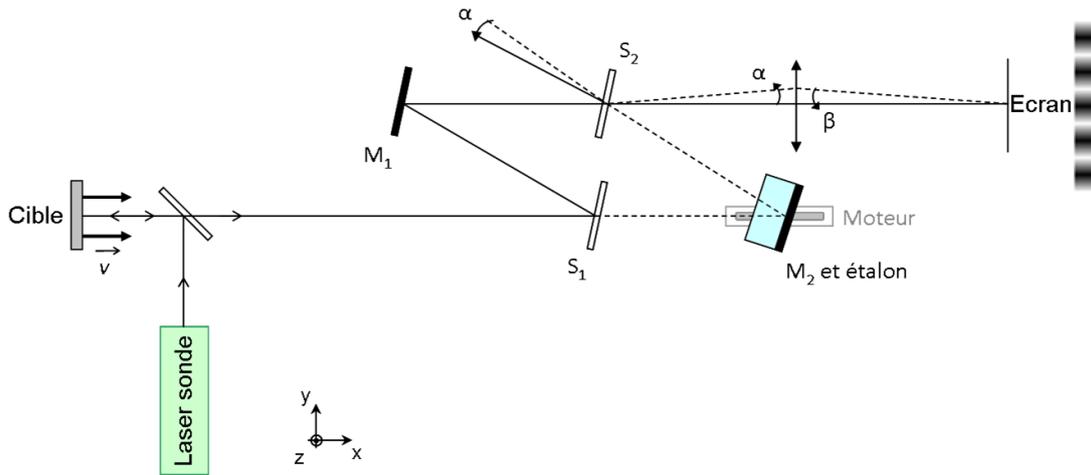


FIGURE 5.1 : Interféromètre de Mach-Zehnder modifié (présence d'un étalon sur l'un des deux bras) implanté sur une chaîne de mesure VISAR : le faisceau sonde est réfléchi sur la cible, le miroir M_2 incliné entraîne la formation de franges sur l'écran après recombinaison des images issues des deux bras de l'interféromètre

ainsi un coin d'air induisant une différence de marche entre les deux surfaces d'ondes Σ_1 et Σ_2 respectivement réfléchies sur les miroirs M_1 et M_2 , comme représenté en figure 5.2.

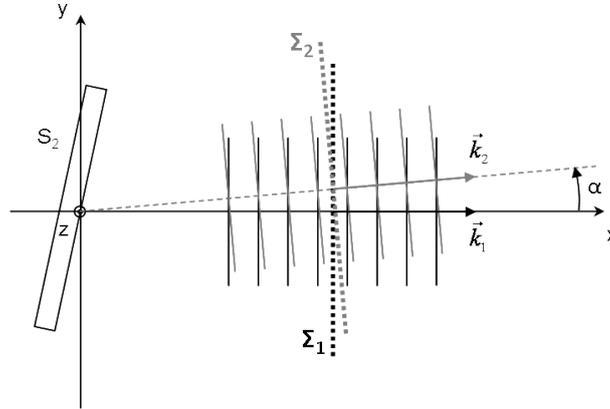


FIGURE 5.2 : Coin d'air à la sortie de la séparatrice S_2

Les champs électriques des surfaces d'ondes Σ_1 et Σ_2 s'expriment par :

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

Avec $\|\vec{k}\| = \|\vec{k}_1\| = \|\vec{k}_2\|$

On pose $k_x = k \cos \alpha$ et $k_y = k \sin \alpha$

On a comme intensité :

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

Donc sur le plan (y,z) en sortie de la séparatrice S_2 on obtient (figure 5.3) :

$$I_{S_2}(y) = 2E_0^2 [1 + \cos(ky \sin \alpha)] \quad (5.1)$$

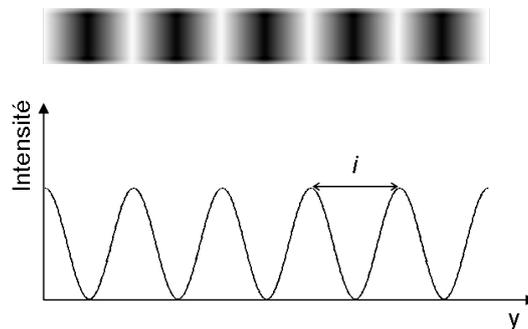


FIGURE 5.3 : Profil spatial d'intensité

On réalise l'image de la sortie de S_2 sur un écran (la recombinaison des faisceaux est représentée en figure 5.4) :

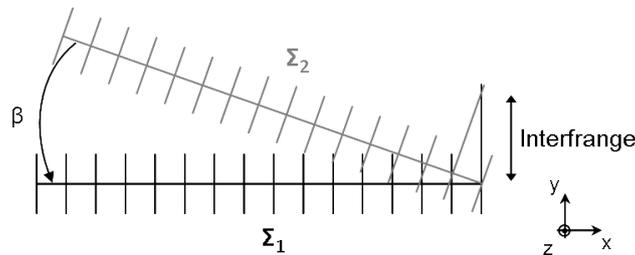


FIGURE 5.4 : Recombinaison des faisceaux

On note i l'interfrange représentant la distance entre deux extrema consécutifs du profil spatial d'intensité, exprimée par :

$$i = \frac{\lambda}{\sin \beta} \quad (5.2)$$

Avec λ la longueur d'onde du faisceau sonde, $\beta = \frac{\alpha}{\gamma}$ l'angle entre les deux faisceaux se recombinant sur l'écran et γ le grandissement optique.

L'interfrange peut donc être modifiée par simple rotation du miroir M_2 , ce qui autorise expérimentalement à faire varier le nombre de franges visibles sur la fenêtre spatiale, l'intérêt étant d'avoir suffisamment de franges sur la fente de la caméra à balayage de

fente (CBF ou *streak*), tout en conservant un nombre suffisant de pixels par interfrange. Généralement nous tâchons d'obtenir une dizaine de franges sur la zone d'observation de la face arrière de la cible.

5.1.1.2 Influence de l'étalon

Utilisé dans sa forme initiale, l'interféromètre de Mach-Zehnder permettrait en principe de mesurer le décalage Doppler, associé à la mise en vitesse de la surface réfléchissante, à partir de la mesure de l'interfrange. En effet selon l'équation 5.2 nous avons :

$$\Delta i = \frac{\Delta \lambda}{\sin \beta}$$

Or la variation de longueur d'onde est relativement faible (de l'ordre du dixième au centième de nanomètre pour nos vitesses de quelques dizaines de micromètres par nano-seconde), cela correspond à des variations d'interfrange de l'ordre du nanomètre ou de la dizaine de nanomètres. Cette variation est totalement indétectable par nos systèmes de mesures, nous devrions atteindre une précision relative à un millième de nos pixels actuels. Nous allons voir que l'introduction d'un étalon sur l'un des deux bras du VISAR permet de créer un déphasage mesurable, proportionnel au décalage Doppler.

On fixe donc sur le miroir M_2 un étalon d'épaisseur e et d'indice de réfraction n (figure 5.5). Ce dernier va induire la réfraction du faisceau sonde, et donc un retard lié à l'augmentation du chemin optique. Cependant, la présence de l'étalon induit de plus la perte de la cohérence spatiale, la réflexion sur M_2 étant hors axe. Il s'agit donc d'écarter suffisamment M_2 afin d'égaliser les deux chemins optiques S_1 et S_2 , qui correspondent respectivement aux bras incluant les miroirs M_1 et M_2 [63, 65, 66, 67]. Grâce à cette correction, l'image sur le bras de l'étalon sera superposée à l'image sur l'autre bras, et on pourra observer les franges même avec une réflexion diffuse. C'est pourquoi on parle de VISAR (*Velocity Interferometer for Any Reflector*).

On déplace M_2 d'une distance d exprimée en fonction de l'épaisseur e de l'étalon et de la distance h entre l'interface air-étalon et la position apparente du miroir, $d = e - h$ avec $h = \frac{e}{n}$ [63, 68] ce qui donne finalement :

$$d = e \left(1 - \frac{1}{n} \right) \quad (5.3)$$

On exprime dès lors le retard entre les deux bras, en considérant la différence des chemins optiques $S_1 = L$ et $S_2 = L + 2e(n - 1) + 2d$:

$$\tau = \frac{S_2 - S_1}{c} = \frac{2e}{c} \left(n - \frac{1}{n} \right) \quad (5.4)$$

Ce retard est pris en compte dans le calcul des champs électriques :

$$\tilde{E}_1 = E_0 e^{i(\omega_0 t - kx)}$$

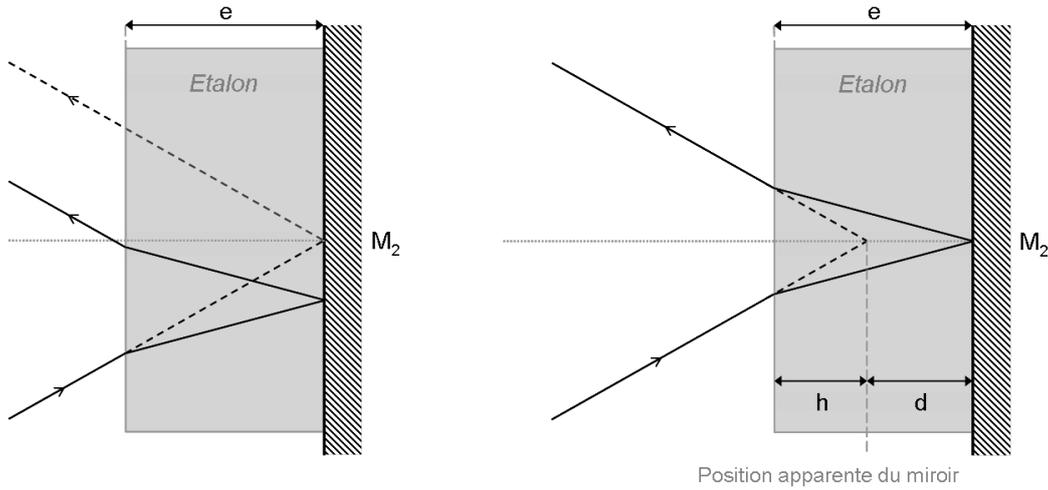


FIGURE 5.5 : Réfraction du faisceau sonde dans l'étalon VISAR : à gauche est représenté le cas où les deux bras ont la même longueur métrique : en trait pointillés le trajet du faisceau sans étalon, en trait plein le trajet réfracté et désaxé ; à droite, cas où les deux bras ont la même longueur optique : en trait continu le trajet réel du faisceau dans l'étalon, en pointillés le trajet apparent

$$\tilde{E}_2 = E_0 e^{i(\omega_0(t-\tau) - k_x x - k_y y)}$$

Donc

$$I_{S_2}(y) = 2E_0^2 [1 + \cos(\omega_0 \tau + k_y y)] \quad (5.5)$$

L'étalon implique un déphasage du profil spatial d'intensité constant de $\omega_0 \tau$, sans faire varier l'interfrange (5.2).

5.1.1.3 La vélocimétrie Doppler

Lorsque la surface réfléchissante est en mouvement, avec une vitesse $v(t)$, la fréquence du faisceau sonde, et donc sa longueur d'onde, varie par effet Doppler. La vitesse $v(t)$ étant petite devant la célérité de la lumière c , on se place dans le cas non relativiste¹ [65, 66]. Dans un premier temps nous considérons la variation de longueur d'onde du faisceau sonde perçu et réémis à $\lambda_c(t)$ par la surface réfléchissante.

1. On rappelle que l'effet Doppler non relativiste s'exprime dans le cas d'une source et d'un récepteur en mouvement selon la même direction par l'équation : $\frac{f_{rec}}{c-v_{rec}} = \frac{f_{em}}{c-v_{em}} \Leftrightarrow f_{rec} = \frac{1-(v_{rec}/c)}{1-(v_{em}/c)} f_{em}$, avec f_{em} et f_{rec} respectivement la fréquence émise par la source et vue par le récepteur. Ce qui donne pour la longueur d'onde : $\lambda_{rec} = \frac{1-(v_{rec}/c)}{1-(v_{em}/c)} \lambda_{em}$.

On note de plus que par convention la vitesse est positive si elle est dans la direction de propagation du signal (de l'émetteur au récepteur), et négative dans le cas contraire.

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

La surface peut ainsi être considérée comme une source secondaire, mais conserve une vitesse. Dans un second temps on prend en compte la modification de la longueur d'onde perçue par le VISAR soit :

$$\lambda_d(t) = \lambda_c \left(1 - \frac{v(t)}{c}\right) = \lambda_0 \left(1 - \frac{v(t)}{c}\right)^2 \approx \lambda_0 \left(1 - 2\frac{v(t)}{c}\right) \quad (5.6)$$

On se permet à chaque fois de réaliser des développements limités en $v(t)/c$ au premier ordre, puisque $\frac{v(t)}{c} \approx 10^{-4}$ dans les cas envisagés. En outre on considère ici la valeur absolue de la vitesse de la cible.

5.1.1.3.1 Prise en compte de l'effet Doppler dans le cas d'une vitesse constante V_0

On donne comme vitesse de la face arrière : $v(t) = \Gamma(t)V_0$ avec $\Gamma(t)$ l'échelon d'Heaviside. La pulsation du faisceau sonde devient alors :

$$\begin{cases} \omega(t < 0) = \omega_0 \\ \omega(t \geq 0) = \frac{\omega_0}{1 - 2V_0/c} \end{cases}$$

Pour $t < 0$ on se trouve dans le même cas que précédemment avec le déphasage du profil d'intensité lié à la présence de l'étalon (5.5).

Pour $t > 0$, en prenant en compte le retard de la surface d'onde Σ_2 par rapport à Σ_1 , on obtient alors les équations de champs électriques :

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

On recalcule alors l'intensité du profil spatial général :

$$I = 2E_0^2 (1 + \cos [(\omega(t) - \omega(t - \tau))t + \omega(t - \tau) \cdot \tau - (k - k_x)x + k_y y])$$

Et donc celui sur la séparatrice S_2 :

$$I_{S_2}(y) = 2E_0^2 (1 + \cos [(\omega(t) - \omega(t - \tau))t + \omega(t - \tau) \cdot \tau + k_y y])$$

On distingue alors deux cas :

- $0 < t < \tau$, seule l'onde Σ_1 est concernée par l'effet Doppler, l'onde Σ_2 transporte l'information de la surface encore immobile. On a alors :

$$I_{S_2}(y) = 2E_0^2 \left[1 + \cos \left(\frac{2V_0}{c - 2V_0} \omega_0 t + \omega_0 \tau + k_y y \right) \right] \quad (5.7)$$

L'interfrange i reste la même (5.2), et on retrouve le déphasage lié à l'étalon, soit $\omega_0 \tau$. Cependant un terme dépendant linéairement du temps vient s'ajouter à la phase. Le retard introduit par l'étalon va donc fixer le temps caractéristique de réponse de l'interféromètre à une variation de vitesse.

- $t > \tau$, les deux ondes voient leur pulsation varier par effet Doppler. On trouve alors :

$$I_{S_2}(y) = 2E_0^2 \left[1 + \cos \left(\frac{\omega_0 \tau}{1 - 2V_0/c} + k_y y \right) \right] \quad (5.8)$$

Dans ce cas on retrouve encore l'interfrange i (5.2), mais la phase dépendante du temps devient :

$$\phi = \frac{\omega_0 \tau}{1 - 2V_0/c} \approx \omega_0 \tau \left(1 + \frac{2V_0}{c} \right)$$

On isole alors une composante de la phase liée à la vitesse de la face arrière de la cible :

$$\phi_v = \frac{2\omega_0 \tau V_0}{c} = \frac{4\pi \tau V_0}{\lambda_0} \quad (5.9)$$

On peut ainsi déterminer le décalage de franges F sur l'interférogramme VISAR, $F = 1 \Leftrightarrow \phi_v = 2n\pi$ avec $n \in \mathbb{Z}$, donc :

$$F = \frac{\phi_v}{2\pi} = \frac{2\tau V_0}{\lambda_0} \quad (5.10)$$

On a $F \in [0; 1]$, avec $F = 1$ lorsque le décalage a lieu sur un nombre entier de franges.

On relie donc simplement le décalage de franges observé sur l'interférogramme à la vitesse de la face arrière de la cible, supposée ici constante. Mais il faut noter que la mesure du décalage de franges est donnée modulo 1.

5.1.1.3.2 Prise en compte de la dispersion dans l'étalon

L'indice de l'étalon varie en fonction de la fréquence du faisceau sonde qui le parcourt, or cette dernière est elle-même dépendante du temps [65, 66, 69]. Nous pouvons écrire au

premier ordre, l'étalon étant estimé peu dispersif :

$$n(t) = n_0 + (\lambda(t) - \lambda_0) \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)_{\lambda=\lambda_0} \quad (5.11)$$

Le trajet optique dans l'étalon induit alors le retard :

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

On retrouve la partie en n_0 liée au recul du bras de l'interféromètre d'une distance $d = e \left(1 - \frac{1}{n_0} \right)$ (5.3). On pose de plus comme retard initial (sans considérer les fluctuations d'indice de réfraction liées à l'effet Doppler) :

$$\tau_0 = \frac{2e}{c} \left(n_0 - \frac{1}{n_0} \right) \quad (5.12)$$

Dès lors l'équation du retard dépendant du temps peut s'écrire :

$$\tau(t) = \tau_0 \left(1 + 2\delta \frac{v(t)}{c} \right) \quad (5.13)$$

Où δ est un terme correctif associé à la dispersion spectrale dans l'étalon :

$$\delta = - \left(\frac{n_0}{n_0^2 - 1} \right) \lambda_0 \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)_{\lambda=\lambda_0} \quad (5.14)$$

I.H. Malitson exprime l'indice de réfraction de la silice fondue en fonction de la longueur d'onde grâce à la relation de Selmeier [70] :

$$n^2 - 1 = \frac{K_1 \lambda^2}{\lambda^2 - L_1} + \frac{K_2 \lambda^2}{\lambda^2 - L_2} + \frac{K_3 \lambda^2}{\lambda^2 - L_3} \quad (5.15)$$

Donc :

$$2ndn = - \frac{2\lambda d \lambda K_1 L_1}{(\lambda^2 - L_1)^2} - \frac{2\lambda d \lambda K_2 L_2}{(\lambda^2 - L_2)^2} - \frac{2\lambda d \lambda K_3 L_3}{(\lambda^2 - L_3)^2}$$

On obtient alors la dérivée de l'indice par rapport à la longueur d'onde, utile pour calculer le terme correctif δ :

$$\frac{dn}{d\lambda} = - \frac{1}{n} \left(\frac{\lambda K_1 L_1}{(\lambda^2 - L_1)^2} + \frac{\lambda K_2 L_2}{(\lambda^2 - L_2)^2} + \frac{\lambda K_3 L_3}{(\lambda^2 - L_3)^2} \right) \quad (5.16)$$

On précise les valeurs des coefficients impliqués dans le calcul [70] :

$$\begin{aligned} K_1 &= 0,6961663 & L_1 &= 0,00467915 \text{ nm}^{-2} \\ K_2 &= 0,4079426 & L_2 &= 0,01351206 \text{ nm}^{-2} \\ K_3 &= 0,8974794 & L_3 &= 97,9340025 \text{ nm}^{-2} \end{aligned}$$

La correction δ de l'étalon pour les longueurs d'ondes classiques du faisceau sonde VISAR (à savoir 532 et 1064 nm) apparaît dans le tableau 5.1, on précise que l'on prend une température de 20°C. La correction est donc respectivement de 3,17% et 1,68% à 2ω et 1ω .

λ_0 [nm]	532	1064
n_0	1,4607	1,4496
$\left(\frac{dn}{d\lambda}\right)_{\lambda=\lambda_0}$ [nm ⁻¹]	$-4,63 \cdot 10^{-5}$	$-1,20 \cdot 10^{-5}$
δ	0,0317	0,0168

TABLE 5.1 : Corrections liées à la dispersion du faisceau sonde

On prend en compte cette correction dans le calcul de la phase dépendante du temps, introduite dans le calcul d'intensité. On rappelle les formules :

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

On se place dans le cas où $t > \tau$, avec $\omega(t) \approx \omega(t - \tau) \approx \omega_0 \left(1 + \frac{2v(t)}{c}\right)$ (en estimant que la vitesse varie lentement devant τ).

$$\begin{aligned}I &= 2E_0^2 [1 + \cos(\omega(t)\tau(t) - (k - k_x)x + k_y y)] \\ I_{S_2}(y) &= 2E_0^2 [1 + \cos(\omega(t)\tau(t) + k_y y)]\end{aligned}$$

D'où

$$\phi = \omega(t)\tau(t) \approx \omega_0 \left(1 + \frac{2v(t)}{c}\right) \tau_0 \left(1 + 2\delta \frac{v(t)}{c}\right) \approx \omega_0 \tau_0 \left(1 + (1 + \delta) \frac{2v(t)}{c}\right)$$

On en ressort la phase dépendante du temps et donc le décalage de franges :

$$\phi_v = \omega_0 \tau_0 (1 + \delta) \frac{2v(t)}{c} = \frac{4\pi \tau_0 (1 + \delta)}{\lambda_0} v(t) \quad (5.17)$$

$$F(t) = \frac{\phi_v}{2\pi} = \frac{2\tau_0 (1 + \delta)}{\lambda_0} v(t) \quad (5.18)$$

Cette dernière équation relie bien le décalage de franges mesuré à la vitesse de la face arrière. On se permet encore de faire un développement limité dans le calcul de la pulsation laser et de négliger les termes du second ordre $\frac{v^2}{c^2}$, en effet le terme $\frac{v}{c}$ est de l'ordre de 10^{-4} .

5.1.1.4 Influence de l'indice de réfraction de la fenêtre cible

Avant d'atteindre la surface réfléchissante dont on souhaite mesurer la vitesse, le faisceau sonde peut avoir à se propager dans un milieu transparent, dit "fenêtre". Cette fenêtre de longueur L' et d'indice de réfraction noté n_1 introduit un facteur de correction a_m lié à l'effet Doppler dans le calcul [63, 65, 66, 71, 72, 73, 74].

Plusieurs cas de figure sont à envisager :

- le faisceau sonde se réfléchit sur un "miroir" mobile, l'absence de fenêtre se traduit par la traversée du vide d'indice $n_{vide} = 1$
- la cible possède une fenêtre non comprimée de longueur $L'(t)$, la réflexion se fait sur le choc tant qu'il reste réfléchissant au cours de sa propagation dans un milieu d'indice n_1 et de densité ρ_1
- la fenêtre se comprime en amont du choc réfléchissant, ce qui implique de traiter deux milieux d'indice et de densité différents

On considère par la suite le cas le plus général, où l'on prend en compte la compression de la fenêtre.

Au temps $t = 0$ le choc initié dans la cible débouche à l'interface cible-fenêtre et vient comprimer une partie de la fenêtre (se référer à la figure 5.6). La cible en détente conduit l'interface à se déplacer avec une vitesse $v(t)$ et le choc se propage dans la fenêtre avec une vitesse $D(t)$. La fenêtre, possédant initialement un indice de réfraction n_1 , va voir lors de sa compression son indice changer ; on note n_2 le nouvel indice.

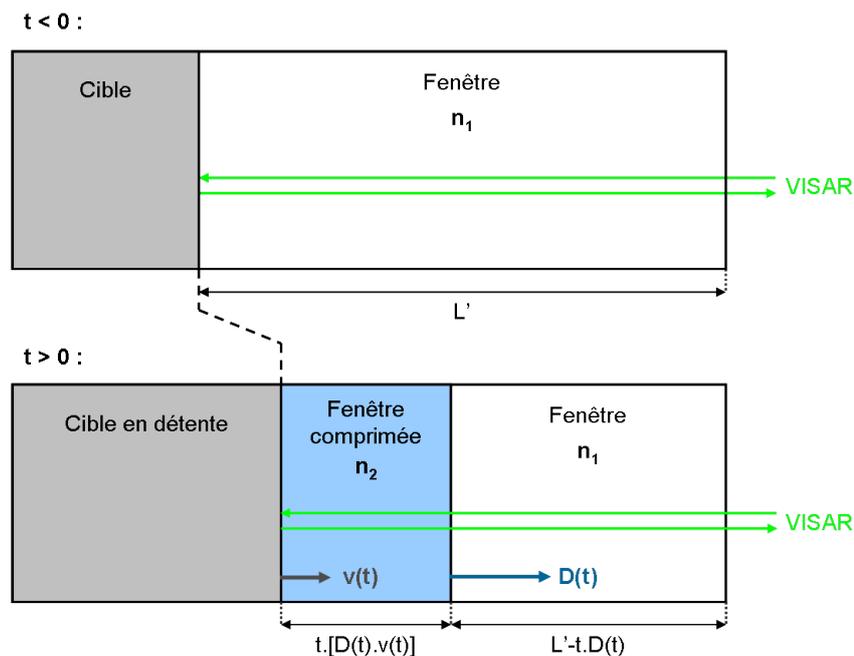


FIGURE 5.6 : Réflexion du faisceau sonde à l'interface cible/fenêtre

Le chemin optique du faisceau sonde entre l'air et la cible s'exprime alors comme :

$$S'(t \leq 0) = 2n_1 L'$$

$$S'(t > 0) = 2n_2 t (D(t) - v(t)) + 2n_1 (L' - tD(t))$$

Le profil spatial d'intensité des franges sur la séparatrice S_2 en sortie du VISAR dépend de $S'(t - \tau) - S'(t)$. Avec :

$$S'(t - \tau) - S'(t) = 2 [n_2(t - \tau) (D(t - \tau) - v(t - \tau)) + n_1 (L' - (t - \tau)D(t - \tau))] \\ - 2 [n_2 t (D(t) - v(t)) + n_1 (L' - tD(t))]$$

On distingue alors trois cas :

- $t < 0$: aucun phénomène n'est observé.

$$S'(t - \tau) - S'(t) = 0$$

- $0 < t < \tau$: le bras du VISAR sans retard observe le débouché du choc, tandis que l'autre non. On a $t - \tau < 0$ donc $D(t - \tau)v(t - \tau) = 0$. Alors :

$$S'(t - \tau) - S'(t) = 2t [n_1 D(t) + n_2 (v(t) - D(t))]$$

On en déduit la phase mesurée par le VISAR :

$$\phi(t) = \frac{2\pi}{\lambda} (S'(t - \tau) - S'(t)) = \frac{4\pi}{\lambda} t [n_1 D(t) + n_2 (v(t) - D(t))]$$

Si $v(t)$ et $D(t)$ varient peu sur l'intervalle de temps $[0, \tau]$, la phase varie linéairement en fonction du temps.

- $\tau < t$: les deux bras du VISAR observent le débouché du choc, avec un retard τ . On considère que $\forall t' \in [\tau; \infty]$, $D(t)$ et $v(t)$ varient peu sur $[t'; t' + \tau]$. On prend donc $D(t) \approx D(t - \tau)$ et $v(t) \approx v(t - \tau)$. Dès lors :

$$S'(t - \tau) - S'(t) = 2\tau [n_1 D(t) + n_2 (v(t) - D(t))]$$

La conservation de la masse dans les relations de Rankine-Hugoniot permet d'exprimer :

$$\rho_1 D(t) = \rho_2 (D(t) - v(t)) \Leftrightarrow D(t) = \frac{\rho_2}{\rho_2 - \rho_1} v(t)$$

On a donc :

$$\frac{S'(t - \tau) - S'(t)}{2\tau} = \frac{n_1\rho_2 - n_2\rho_1}{\rho_2 - \rho_1}v(t) = V(t)$$

Or d'après (5.18) la vitesse apparente de l'interface cible-fenêtre s'écrit :

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

Donc la vitesse réelle de l'interface s'exprime par :

$$\begin{aligned} v(t) &= \left(\frac{\rho_2 - \rho_1}{n_1\rho_2 - n_2\rho_1} \right) \frac{\lambda_0}{2\tau_0(1 + \delta)}F(t) \\ \Leftrightarrow & \\ F(t) &= \frac{2\tau_0(1 + \delta)}{\lambda_0} \left(\frac{n_1\rho_2 - n_2\rho_1}{\rho_2 - \rho_1} \right) v(t) \end{aligned} \quad (5.19)$$

Il faut désormais exprimer n_2 en fonction de n_1 , ρ_1 et ρ_2 pour calculer correctement la vitesse réelle de l'interface en fonction du décalage de franges. Plusieurs modèles théoriques ont été proposés pour prendre en compte la variation de l'indice de réfraction de la fenêtre lors de la compression du matériau. Wise et Chhabildas présentent ces différentes relations empiriques² [75, 76] :

- Loi de Gladstone-Dale [77] :

$$\frac{n_2 - 1}{n_1 - 1} = \frac{\rho_2}{\rho_1}$$

- Loi de Kormer [78, 79] :

$$n_2(\sigma) = n_1 + (\sigma - 1) \frac{dn_2}{d\sigma}$$

avec $\sigma = \frac{\rho_2}{\rho_1}$ la compression

2. Notons que l'essentiel de ces études porte sur des fenêtres de fluorure de lithium (LiF), puis se sont étendues à d'autres matériaux usuels tels que le quartz, le saphir, la silice fondue, le polyméthacrylate de méthyle... Mais hélas pas encore au polystyrène.

- Loi de Gladstone-Dale modifiée [72] :

$$\frac{n_2 - 1}{n_1 - 1} = \frac{\rho_2}{\rho_1} (1 - \xi(\rho_2))$$

$$\text{avec } \xi(\rho_2) = \gamma \left(1 - \frac{\rho_2}{\rho_1}\right)^\kappa$$

où γ et κ sont des constantes déterminées expérimentalement.

La loi vérifiée et retenue dans le cadre d'expériences de mono-chocs en détonique (pour des pressions plus faibles que dans notre cas, $P < 200$ kbar) est celle de Gladstone-Dale modifiée [72, 73, 74, 80]. Il a de plus été montré, dans le cas des fenêtres fréquemment utilisées, que l'on a [73, 80] :

$$\xi(\rho_2) = \frac{c_0}{n_1 - 1} \left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_2}\right)$$

avec $c_0 = \frac{\Delta\nu}{\nu_0}$ la correction de fréquence liée à l'effet Doppler en présence d'une fenêtre. On peut alors écrire une relation de linéarité entre l'indice de réfraction et la densité :

$$n_2 = a_m + b_m \rho_2$$

$$\text{avec } a_m = 1 + c_0 = 1 + \frac{\Delta\nu}{\nu_0} \text{ et } b_m = \frac{n_1 - c_0 - 1}{\rho_1} = \frac{n_1 - a_m}{\rho_1}$$

En appliquant ce modèle à l'équation (5.19) on trouve :

$$F(t) = \frac{2a_m \tau_0 (1 + \delta)}{\lambda_0} v(t) \quad (5.20)$$

Le terme a_m correspond à la correction relative à la présence d'un milieu fenêtre. On remarque qu'en l'absence de fenêtre il suffit de remplacer a_m par la valeur 1 ; et dans le cas d'une fenêtre non pré-comprimée on utilise simplement l'indice de réfraction n_1 de la fenêtre.

En ce qui nous concerne, nous pouvons considérer que la pré-compression devant le choc est négligeable. Nous corrigeons donc les mesures à l'aide de l'indice de réfraction froid.

5.1.1.5 Le VISAR LIL

La LIL comprend depuis 2008 un diagnostic VISAR, inclus dans un ensemble de diagnostics en face-arrière appelé VVP (*VISAR - VDC - Pyromètre*)³

Le VISAR LIL (présenté schématiquement en figure 5.7) met en jeu deux tables munies chacune d'un interféromètre avec un étalon de taille différente, ceci afin de lever l'indétermination sur le nombre exact de sauts de franges. En effet la phase s'exprime modulo 2π ,

3. Nous parlerons du VDC au 5.1.2, tandis que la voie pyrométrique est encore actuellement à l'étude.

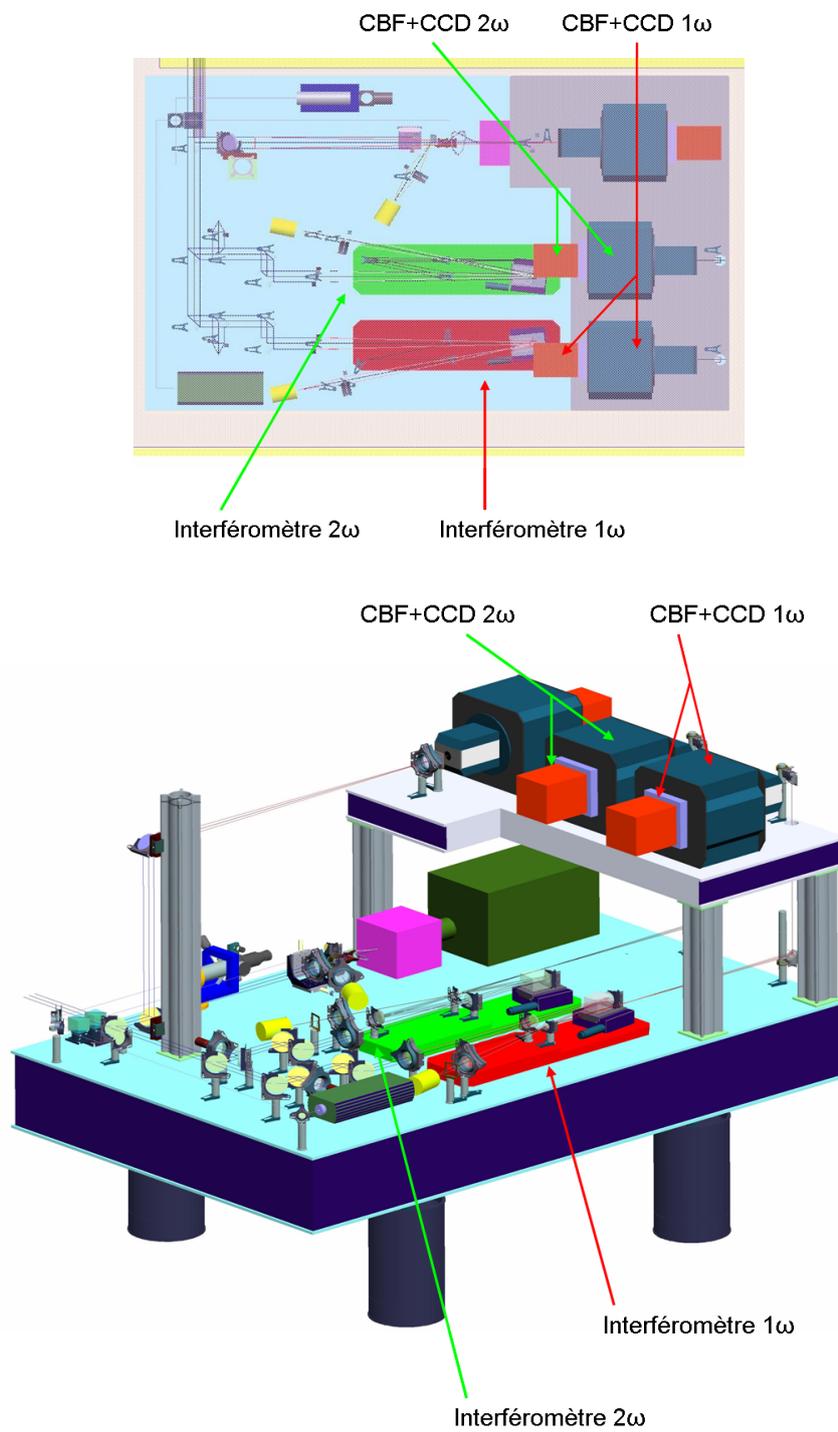


FIGURE 5.7 : Table VISAR : au dessus, représentation d'une vue du dessus ; en dessous, représentation 3D

donc le saut de franges modulo 1 (voir 5.8), on a ainsi pour les voies VISAR A et B :

$$v_A(t) = VpF_A (F_A(t) + m_A)$$

$$v_B(t) = VpF_B (F_B(t) + m_B)$$

Avec $(m_A; m_B) \in \mathbb{N}^2$. Or on a la vitesse de choc $v(t) = v_A(t) = v_B(t)$, on cherche donc m_A et m_B tels que :

$$VpF_A (F_A(t) + m_A) = VpF_B (F_B(t) + m_B)$$

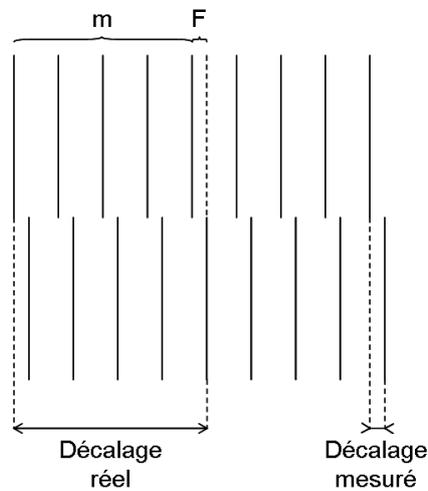


FIGURE 5.8 : Décalage de franges, F représente le décalage mesuré expérimentalement, et m le nombre entier de franges permettant d'obtenir le décalage réel

La figure 5.9 donne un exemple simple d'une levée d'incertitude. Deux interférogrammes issus des voies VISAR A et B permettent chacun d'accéder à des profils de vitesses, séparés respectivement de VpF_A et VpF_B . L'accord entre les vitesses des deux voies permet ainsi de remonter au profil exact.

Le faisceau sonde VISAR de la LIL provient d'un laser Nd :YAG (*Neodymium doped Yttrium Aluminium Garnet* autrement dit grenat d'yttrium aluminium dopé au néodyme, $Nd : Y_3Al_5O_{12}$) *Quanta - Ray*[®] pulsé. La longueur d'onde initiale en sortie du laser est de 1064 nm à 1ω , et peut être doublée en fréquence à 2ω (532 nm). L'utilisation des deux longueurs d'onde, une pour chaque voie VISAR, permet une mesure de réflectivité dans le visible et le proche infrarouge, autorisant ainsi la comparaison des phénomènes optiques observés. Ceci permet aussi de s'assurer d'avoir au moins une image VISAR en cas de mauvaise réflexion pour l'une ou l'autre des fréquences.

Les fenêtres temporelles des interférogrammes VISAR (quelques dizaines de nanosecondes dans le cas des phénomènes que nous voulons mesurer) exigent des impulsions supérieures aux impulsions nominales du faisceau sonde (≈ 13 ns), dès lors un système de

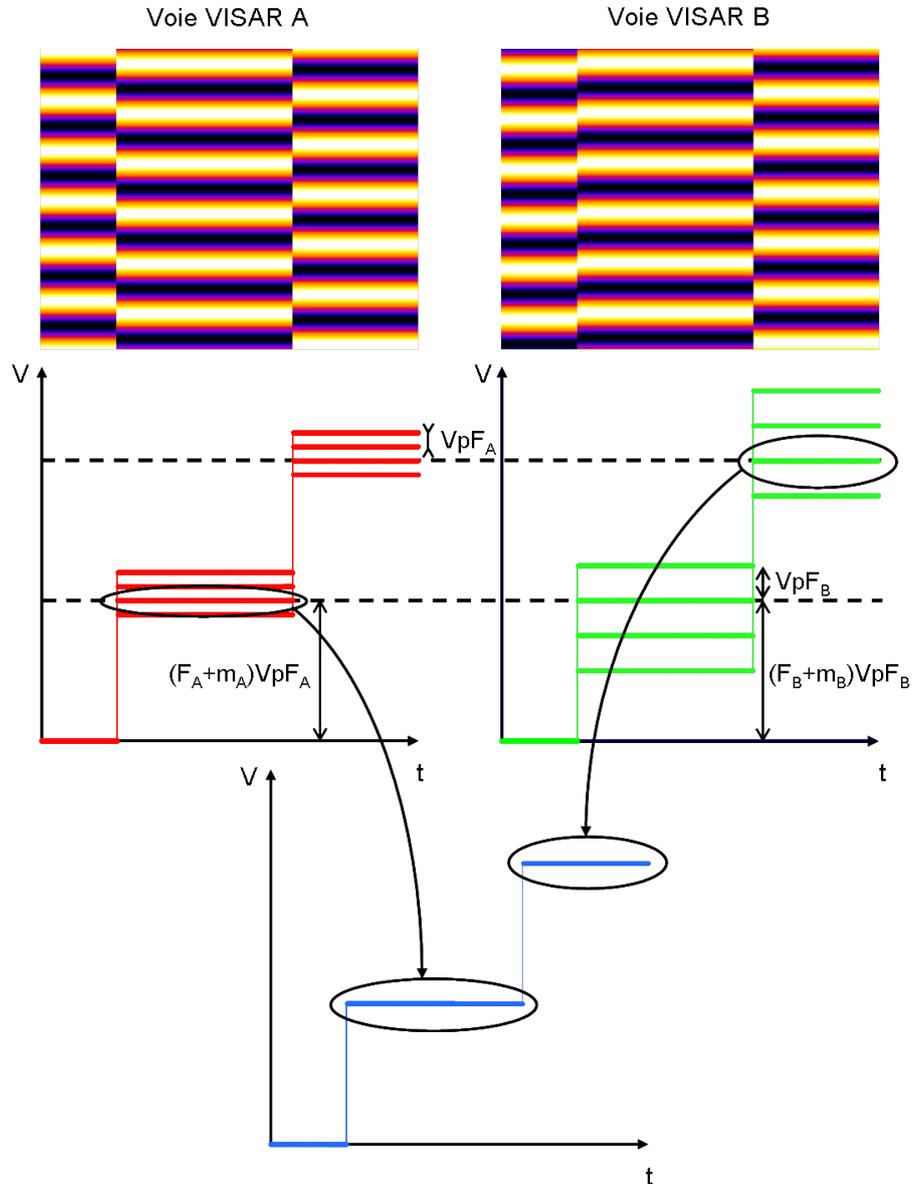


FIGURE 5.9 : Levée d'incertitude de vitesse par deux voies VISAR pour le cas de deux chocs à vitesse constante : chaque voie présente une courbe de vitesse déterminée grâce au saut de franges apparent sur l'interférogramme (rouge pour la voie A et verte pour la voie B), en ajoutant un nombre entier de sauts de franges on trouve plusieurs courbes de vitesses séparées par la valeur de la $V_p F$ sur chaque voie, la superposition des profils de vitesse permet de remonter au profil correct (courbe bleue)

trois fibres optiques permet d'envoyer coup sur coup une série de trois impulsions, et ainsi de couvrir la durée totale de la fenêtre. Dans notre cas, la tache focale, de profil spatial gaussien, est un disque de diamètre 1 mm. L'énergie contenue dans la tache focale (environ 1 mJ) est prévue pour être suffisamment intense sans être destructive.

Il reste à préciser que chaque voie VISAR fait intervenir une caméra à balayage de fente adaptée à la longueur d'onde et associée à une caméra CCD (*Charge-Coupled Device*).

5.1.1.6 Sensibilité et choix des étalons

Le choix des étalons est déterminant dans le calcul de la sensibilité des mesures VISAR. Il convient de remarquer que la sensibilité "réelle" du diagnostic est l'inverse de la vitesse par frange.

Il est établi [64, 66] que le système de mesure impose une erreur systématique de 0,05 franges, équivalent à une erreur de $\pi/10$ sur la phase. Dès lors, l'erreur relative sur la mesure de la vitesse est égale à 0,05 par le nombre entier de franges.

Il apparait alors clairement que la voie VISAR dont l'étalon est le plus court, donc la vitesse par frange plus élevée, présente un décalage de franges moins important que l'interférogramme de la voie VISAR à l'étalon le plus long. Cette dernière est la voie la plus précise, on essaye alors d'avoir un nombre entier de franges de décalage suffisant (entre 5 et 7 environ) afin d'obtenir une erreur relative systématique sur la vitesse inférieure ou égale à 1% [66].

Dans le cadre de la première expérience de coalescence de choc sur la LIL, les vitesses prédites initialement par le code FCI2 (code hydrodynamique radiatif bidimensionnel), prenant en compte les profils théoriques de température radiative, sont de $17 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ pour le premier choc et 31 ou $42 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ pour le second choc (selon que le profil de température radiative soit tronqué à 10 ns ou non). Dès lors, on choisit pour la voie 1ω un étalon d'épaisseur 14,09 mm et pour la voie 2ω une épaisseur de 5,13 mm. On précise les sensibilités dans le polystyrène dans le tableau 5.2.

λ_0 [nm]	532	1064
e_{etalon} [mm]	5,13	14,09
VpF [$\text{km}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{frange}^{-1}$]	6,07	4,66

TABLE 5.2 : Etalons choisis et sensibilités relatives à chaque voie VISAR

La limite de détection est donnée par la vitesse par frange minimale, soit :

$$0,05 \cdot 4,66 = 0,233 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$$

Les sauts de franges prévus pour les vitesses 17, 31 et $42 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ sont respectivement de 2,8, 5,1 et 6,9 franges à 532 nm et 3,6, 6,6 et 9 franges à 1064 nm. Ce qui correspond à des erreurs relatives systématiques d'environ 1%.

Enfin il faut noter que le choix des étalons vérifie le fait que les sensibilités ne sont pas multiples :

$$\frac{6,07}{4,66} = 1,3$$

5.1.2 Les mesures d'émission propre

Les mesures d'émission propre d'un choc se réalisent en face arrière de la cible, et permettent d'accéder aux différents événements émissifs, et parfois aux températures. Dans notre cas, le diagnostic est résolu en temps à l'aide d'une CBF. Nous présenterons d'abord brièvement le mécanisme d'émission d'un choc, puis nous considérerons les paramètres nécessaires aux mesures, entre autres les choix effectués sur la LIL.

5.1.2.1 Emission propre d'un choc

Le débouché d'un choc, ainsi que sa propagation dans un milieu transparent, entraînent une montée locale de température associée à une émission de lumière. La zone sous choc est alors assimilée à un corps noir, ou un corps gris, et il s'agit de mesurer sa luminance dans le temps, pour en évaluer au mieux la température.

La loi de luminance de Planck, donnée en équation 5.21, permet d'exprimer la luminance en $W \cdot m^{-3} \cdot sr^{-1}$ en fonction de la longueur d'onde émise λ et de la température T du corps émissif.

$$L(\lambda, T) = \epsilon(\lambda, T) \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(\frac{hc}{\lambda k_B T}) - 1} \quad (5.21)$$

On a $\epsilon(\lambda, T)$ l'émissivité du choc, avec $\epsilon(\lambda, T) = 1$ dans le cas de l'hypothèse d'un corps noir, et $\epsilon(\lambda, T)$ constant sur la gamme spectrale analysée, mais compris entre 0 et 1, dans le cas d'un corps gris. Pour cette dernière hypothèse l'émissivité du choc est reliée à la réflectivité R par la relation : $\epsilon + R = 1$. On précise que h est la constante de Planck, c la vitesse de la lumière et k_B la constante de Boltzmann.

Il s'agit donc de mesurer l'intensité émise, ainsi que la réflectivité. La première mesure s'effectue à l'aide d'une CBF associée à une CCD, précédée ou non d'un spectromètre⁴. La seconde s'appuie sur les mesures VISAR.

5.1.2.2 Mesure de température après étalonnage

Afin de mesurer une température, l'idéal serait de mesurer la luminance sur l'ensemble du spectre, ce qui se heurte aux limites des outils de mesure. Dès lors plusieurs méthodes peuvent être envisagées [66], nous les présentons de manière schématique en figure 5.10 :

- D'abord la mesure de température spectrale repose sur l'émission dans une gamme de longueurs d'onde ; on cherche alors la température dont la loi de Planck s'approche

4. Ceci ne concerne, comme nous le verrons plus loin, que la partie pyrométrique.

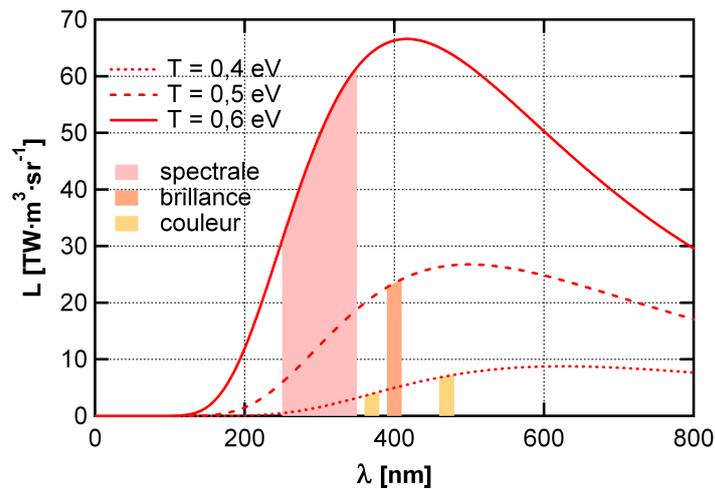


FIGURE 5.10 : Luminance d'un corps noir en fonction de la longueur d'onde pour plusieurs températures, et schématisation des méthodes de mesures pyrométriques

le plus des valeurs trouvées expérimentalement. Cette méthode fait bien évidemment intervenir un spectromètre en amont de la caméra à balayage de fente.

- Ensuite la mesure de température de couleurs nécessite de mesurer l'émission propre à deux longueurs d'onde et d'en calculer le rapport ; il suffit ensuite de chercher la température théorique permettant d'obtenir la valeur expérimentale. Il faut tout de même noter que dans l'hypothèse d'un corps gris, la connaissance de l'émissivité aux deux longueurs d'onde est importante.
- Enfin la mesure de température de brillance s'appuie sur l'émission à une longueur d'onde donnée ; la température est alors directement reliée à la luminance mesurée. Pour se faire, la calibration exacte du système est exigée.

Dans chacune des méthodes, nous utilisons un ensemble CBF-CCD pour mesurer la luminance de la source émissive. Nous devons donc traduire le nombre de coups CCD en intensité. L'équation 5.22 exprime l'intensité collectée en nombre de coups CCD en fonction de la température $N(\theta)$ ⁵ :

$$N(\theta) = \frac{S\Omega\Delta t}{k(\lambda_0)} \int_{\Delta\lambda} L(\lambda,\theta)T(\lambda) \frac{r(\lambda)}{r(\lambda_0)} d\lambda \quad (5.22)$$

Où S est la surface émettrice, Ω l'angle solide, Δt le temps d'exposition, $k(\lambda_0)$ est une constante de calibration propre au système, tandis que $T(\lambda)$ représente la fonction de transfert du système optique et $r(\lambda)$ la réponse spectrale de la photocathode. Enfin $L(\lambda,\theta)$ est la loi de luminance de Planck, prenant en compte ou non l'émissivité du matériau.

5. On précise que θ représente dans ce cas la température pour des commodités de notations.

5.1.2.3 Présentation du VDC et pyromètre LIL

La LIL doit inclure, en plus de la voie VDC (Visualisation de Débouché de Choc), une voie pyrométrique comme on l'observe en figure 5.11. Cette dernière est encore actuellement à l'étude, et devrait fonctionner à l'aide d'un spectromètre pour une mesure de température spectrale ; elle est remplacée pour le moment par une photodiode, confirmant ainsi le profil temporel de luminance en un point donné de la cible [81].

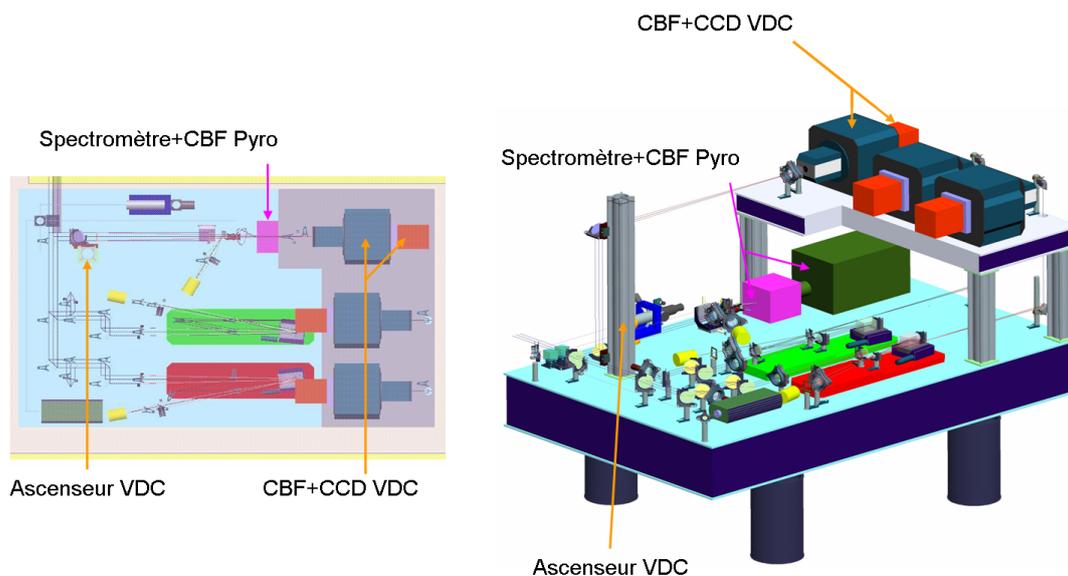


FIGURE 5.11 : Table VDC et pyromètre : à gauche représentation d'une vue du dessus, à droite représentation 3D

Le VDC peut être utilisé comme pyromètre, avec une mesure de température de brillance.

Nous pouvons calculer l'évolution de la longueur d'onde λ_m pour laquelle la luminance de Planck est maximale à température donnée. L'évolution de λ_m en fonction de la température suit la loi de Wien :

$$\lambda_m [nm] = \frac{2,88 \cdot 10^6}{T [K]} \quad (5.23)$$

Nous représentons la loi de Wien en figure 5.12, il apparaît que pour des températures supérieures à 0,5 eV, la longueur d'onde maximale est inférieure à 500 nm. L'usage de courtes longueurs d'onde permettrait de maximiser la luminance ; cependant le système optique autorise uniquement des valeurs supérieures à 400 nm et l'usage d'un faisceau sonde à 532 nm exige de travailler dans un autre domaine spectral (afin d'éviter toute interférence entre les deux diagnostics). Aussi travaillons-nous dans une gamme de $\Delta\lambda = 100$ nm centrée sur la longueur d'onde $\lambda = 650$ nm.

Connaissant la gamme de mesures et les performances du système optique, il est possible d'évaluer la température du matériau en fonction du nombre de coups par pixel sur la CCD.

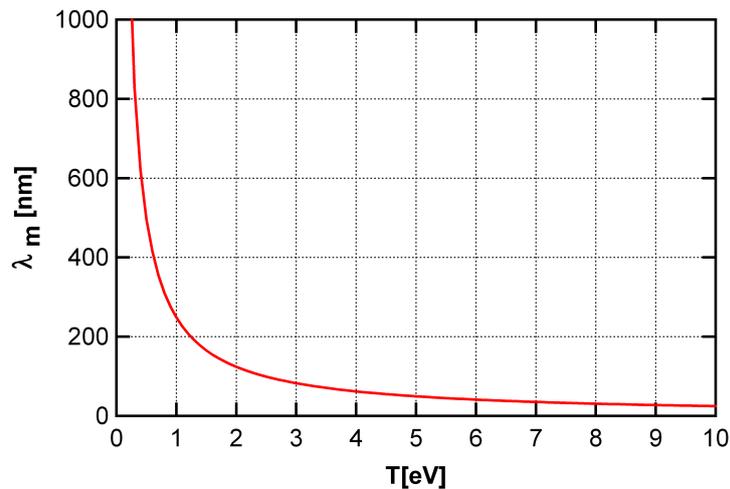


FIGURE 5.12 : Loi de Wien

Une calibration a été effectuée par le laboratoire responsable des diagnostics à l'aide d'une source lumineuse en centre chambre et en prenant en compte les fonctions de transfert du système optique impliqué dans la mesure [81]. La figure 5.13 représente ces courbes pour plusieurs emissivités. On remarque qu'au dessus d'une température de 1 eV la réponse du système est linéaire, contrairement aux températures inférieures.

5.2 La prévision des signaux VISAR - L'interface graphique POSTHER

La difficulté d'analyse des signaux VISAR, associée à la richesse d'informations contenues dans les interférogrammes, a amené la question de la prédiction de tels signaux afin d'aider au dimensionnement du diagnostic et à la compréhension de ses résultats. En effet, il s'agit dans un premier temps d'évaluer la vitesse des chocs à observer, mais aussi de prendre en considération les limites du diagnostic, liées aux variations d'indice du matériau fenêtre, voire à son opacification. En conséquence la nécessité d'utiliser un code hydrodynamique flexible et accessible s'est imposée ; la combinaison à un post-processeur reprenant les sorties de code, entre autre la propagation d'un faisceau sonde, permet de simuler le diagnostic VISAR.

Le module POSTHER, écrit au CEA en langage Python depuis 2009, permet d'une part d'accéder à une interface graphique attractive du code hydrodynamique ESTHER (nous présentons le code ESTHER que nous avons utilisé en annexe), mais surtout permet d'analyser, grâce à un post-processeur, les variations de phase du faisceau sonde lors de la réflexion de ce dernier sur un front mobile [82]. Il convient de parler d'abord des méthodes de calcul, puis d'analyser les prédictions associées, et enfin de considérer les améliorations à apporter au système.

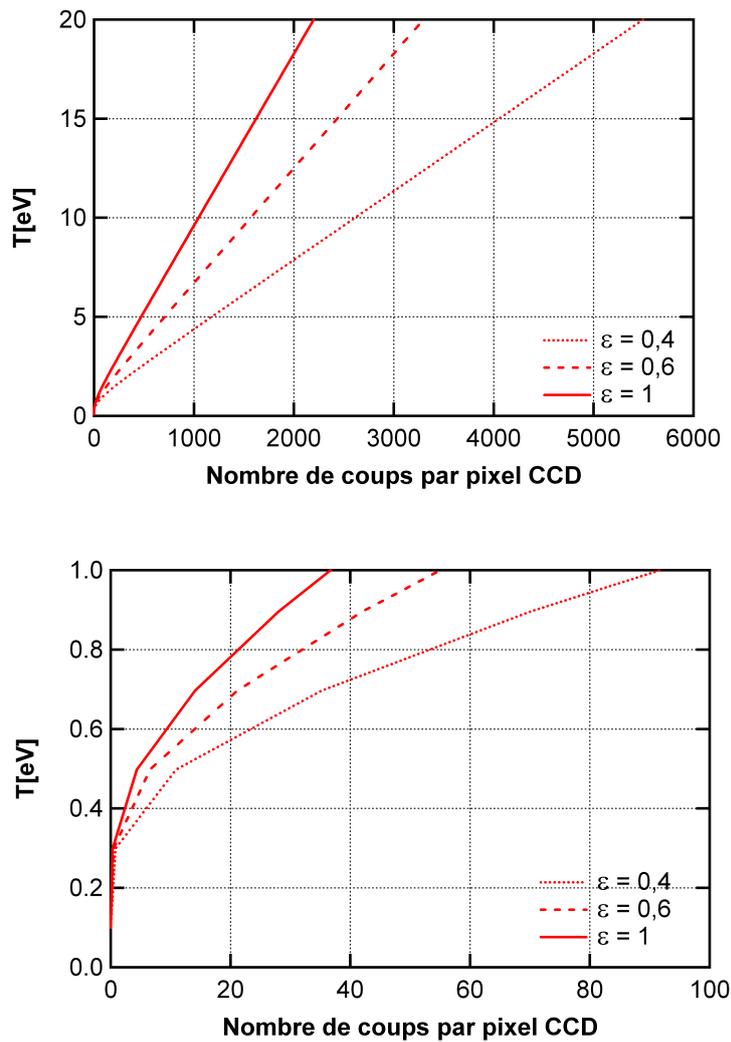


FIGURE 5.13 : Correspondance entre la température en eV et le nombre de coups par pixel CCD pour plusieurs émissivités

5.2.1 Le VISAR synthétique

On obtient en sortie du code ESTHER l'amplitude et la phase de l'onde électromagnétique du faisceau sonde, ces données sont directement récupérées en entrée de l'outil "calcul VISAR" de l'interface POSTHER.

Ce post-processeur, à proprement parler, va déduire par traitement de la phase, le décalage de franges. Les paramètres pris en compte dans le calcul sont évidemment la longueur d'onde du faisceau sonde et l'épaisseur de l'étalon (avec une correction de dispersion estimée selon l'indice de réfraction du matériau utilisé). L'angle entre les deux bras de l'interféromètre, ainsi que le grandissement optique et le nombre de franges voulu vont permettre de finaliser la présentation de l'image. On observe en figure 5.14 un exemple d'image correspondant à une rampe de pression dans une cible constituée d'aluminium et d'une fenêtre de polystyrène. Le faisceau sonde se réfléchit sur l'aluminium à travers une

fenêtre précomprimée, les accélérations successives sont dues aux allers et retours d'une onde de raréfaction dans l'aluminium.

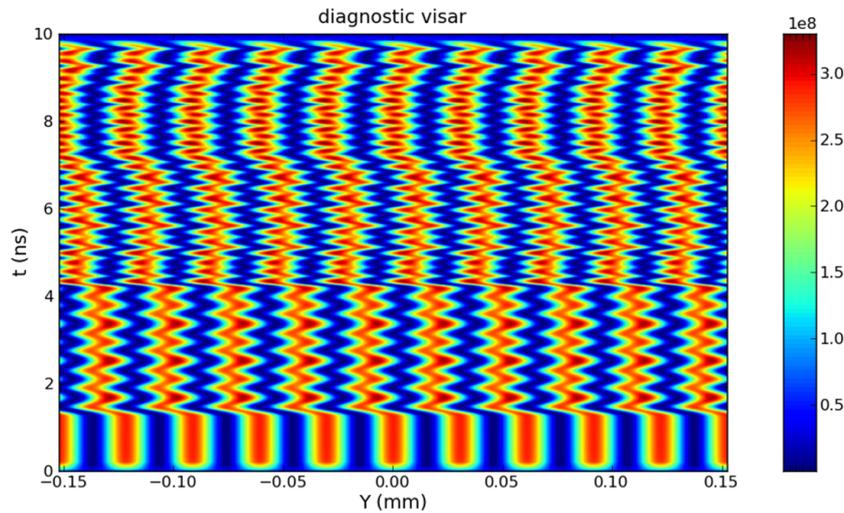


FIGURE 5.14 : Interférogramme simulé en sortie du postprocesseur POSTHER “calcul VISAR” pour un cas exemple simple : une rampe de pression est appliquée à une cible constituée d'aluminium et d'une fenêtre de polystyrène

La dimension spatiale de l'interférogramme, ainsi que l'interfrange, sont effectivement pris en compte lors de l'affichage de l'image.

De plus, l'amplitude du signal permet de calculer le coefficient de réflectivité de la surface réfléchissante. On obtient ainsi une variation de l'intensité du signal sur l'interférogramme, variation typique des conditions thermodynamiques du matériau sous choc.

Toutefois on remarque que la netteté de l'image, qui fait apparaître de nombreuses oscillations du signal dans le temps, est dégradée. En effet, outre des variations d'intensité dans la frange, la phase peut varier d'un pas de temps sur l'autre, ce qui se rajoute aux oscillations. Ce phénomène est encore mal compris, nous nous contenterons donc d'observer qualitativement l'enveloppe des franges.

5.2.2 L'analyse des signaux prévus

Dans le cadre de notre campagne, nous avons effectué des simulations avec les profils de température radiative expérimentaux⁶. Nous présentons en figure 5.15 les interférogrammes obtenus pour un profil nominal à 12 ns (tir Nominal3) et un profil tronqué à 7 ns. Non seulement nous obtenons des informations sur la vitesse du ou des fronts de choc, avec les temps de débouché et de coalescence, mais également des indications sur les risques de préchauffage.

On s'attend, selon les prévisions du signal VISAR, à une zone de préchauffage, donc optiquement opaque, dès le début de l'ablation. Ce préchauffage est lié, dans le code, à un

6. Il convient de préciser que ces profils correspondent à des spectres purement planckiens.

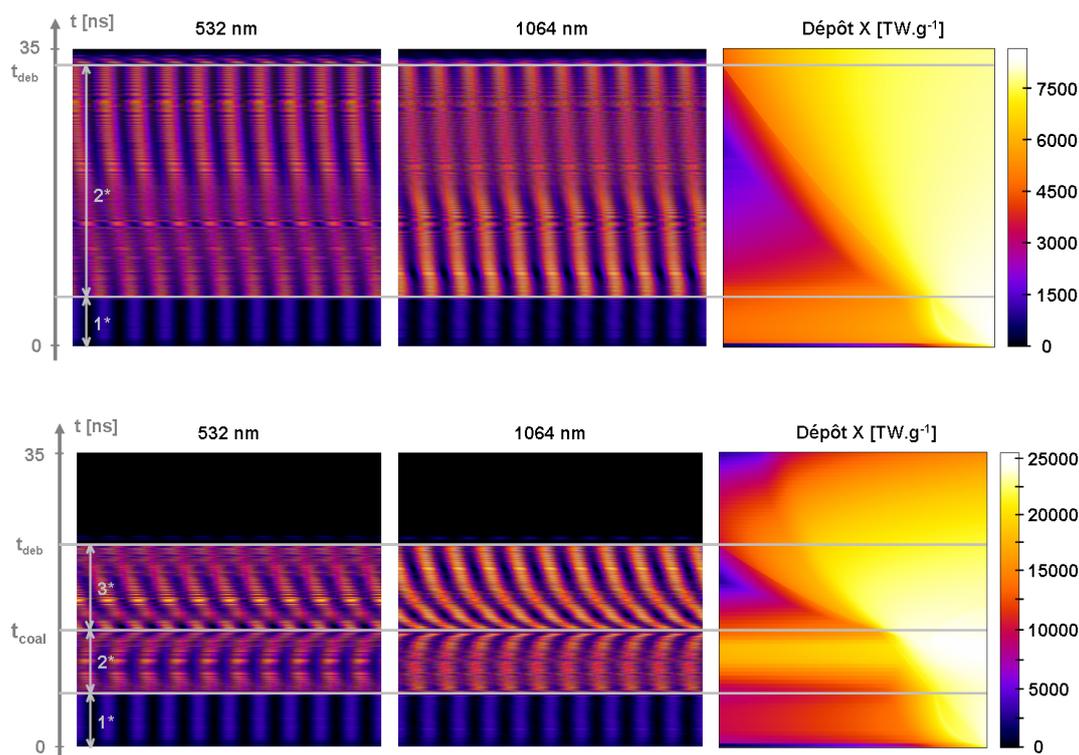


FIGURE 5.15 : Interférogrammes simulés avec deux longueurs d’onde de faisceau sonde (à gauche), accompagnés de la cartographie de dépôt X dans la maille (à droite) : en haut pour un profil tronqué à 7 ns, on remarque une première zone où le faisceau est absorbé et les X fortement déposés en aval du choc (1*), et une seconde région où le faisceau sonde se réfléchit sur le premier choc jusqu’au débouché au temps t_{deb} (2*); en bas pour un profil nominal à 12 ns, on retrouve la première zone d’absorption (1*), suivie de la réflexion sur le premier choc jusqu’à la coalescence au temps t_{coal} et enfin une troisième zone où le faisceau sonde se réfléchit sur le choc coalescé jusqu’à son débouché

dépôt en profondeur, sur plusieurs mailles, des premiers rayons X comme en témoignent les cartographies du dépôt massique d’énergie (figure 5.15). Le matériau est alors chauffé et va voir son indice optique complexe modifié. Ce dernier présente un gradient assez doux, ce qui justifie l’absorption du faisceau sonde dans le milieu (zone (1*) pour les deux simulations). Les franges observées, de faible intensité et sans aucun mouvement, sont des franges parasites dites “fantômes”, elles sont la marque de cette opacification. Régulièrement observées aux cours d’expériences [83], ces franges sont issues de la réflexion du faisceau sonde à l’interface vide-fenêtre. Lorsque le premier choc rattrape et dépasse cette zone opaque, le laser sonde se réfléchit de nouveau sur un choc.

Dans le cas de la simulation avec profil nominal, on observe la coalescence des deux chocs, qui s’accompagne d’un saut de franges. On pourrait s’attendre à ce que le polystyrène devienne opaque avec l’arrivée du second choc, mais ce n’est pas le cas, aucune composante X durs de type bande M de l’or n’est impliquée ici.

Nous pouvons enfin noter que l’on observe dans chacun des deux cas le débouché du

choc, qui s'accompagne naturellement d'une perte de réflectivité.

5.2.3 Discussions et perspectives d'améliorations

Actuellement les prévisions de signaux VISAR apportent de nombreuses informations utiles, mais les résultats des simulations restent qualitatifs.

Les facteurs limitants qui apparaissent sont principalement :

- les oscillations d'intensité dans le profil temporel des franges ;
- les simulations sont effectuées en une seule dimension, l'image reconstituée par le post-processeur permet d'avoir un interférogramme visible, mais les variations transverses ne peuvent pas être prises en compte.

En vue d'augmenter la précision de l'outil, quelques améliorations peuvent être envisagées. Principalement l'implantation du post-processeur sur une sortie de code 2D, qui permettrait de rendre compte de phénomènes tels que l'homogénéité de l'éclairement lors du tir, ou à la géométrie non plane de la cible.

La question de la fiabilité du modèle de Drude et des tables de Henke, pour les matériaux de type CH (polystyrène dans notre cas), amène à considérer l'intérêt de calculs de dynamique moléculaire quantique dans la détermination d'indices de réfraction sur de larges domaines de pressions et températures [84].

Toutefois l'outil de calcul est dans l'immédiat satisfaisant à notre échelle pour réaliser des prédictions d'images rapides et flexibles.

Chapitre 6

Etude de la propagation des chocs dans l'échantillon

6.1 Etude préliminaire

L'étude de propagation des chocs repose principalement sur l'analyse des données VISAR et VDC, grâce auxquelles on détermine la dynamique des chocs et les temps caractéristiques. Les données expérimentales issues des deux diagnostics en face arrière (VISAR et VDC) sont complémentaires, leur analyse se fait donc en parallèle. Nous analyserons les images brutes dans un premier temps, puis nous tâcherons de comparer les résultats avec les simulations numériques issues du code FCI2 dans la section suivante.

6.1.1 Recalage en temps des images VISAR et VDC

Nous présentons en figure 6.1 les images VISAR et VDC du premier tir de la campagne, nous reviendrons plus tard sur l'analyse de ces données, nous nous intéressons dans l'immédiat au recalage temporel des images. En effet, si les interférogrammes présentent un marqueur du temps initial t_0 , associé à l'ablation du dépôt d'aluminium en face avant de la cible par les premiers X, le diagnostic d'émission propre, lui, doit être recalé en temps.

Nous utilisons, dans un premier temps, un phénomène "fiable" apparent sur les deux types d'images : le débouché du choc. Ce dernier apparaît en effet de manière précise sur certaines images VISAR et VDC, de plus ce phénomène intervient au même instant sur toutes les voies de diagnostic quelle que soit la longueur d'onde observée. Il suffit donc de faire correspondre ces deux temps pour un tir de référence, et ensuite de connaître la synchronisation des déclenches des caméras à balayage de fente (CBF) pour recaler les images de chaque tir.

On peut noter le décalage important entre les déclenches des deux voies VISAR (décalage de 6 ns), les synchronisations ont donc été changées dès le second tir de la campagne afin de rééquilibrer l'intervalle temporel. La synchronisation du VDC a, quant à elle, été changée dans le but de se déclencher à un instant plus proche du temps t_0 donné par le laser.

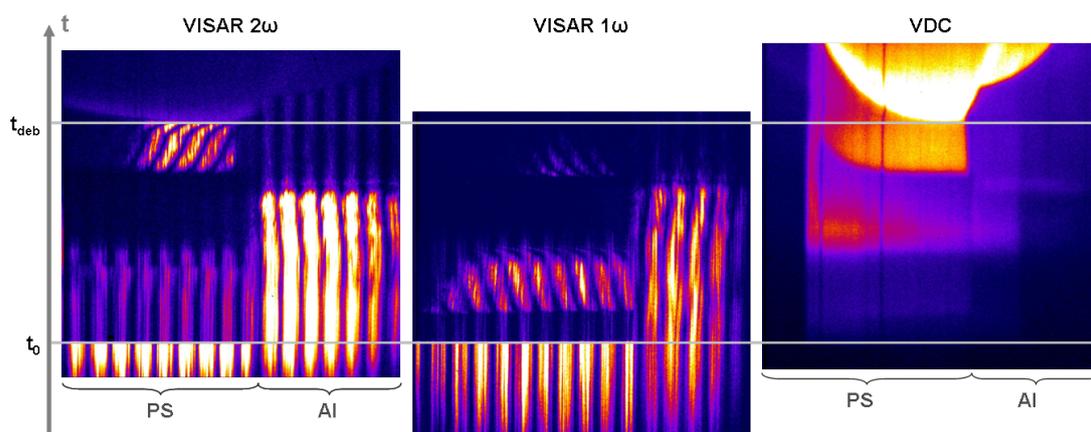


FIGURE 6.1 : Recalage temporel entre les images VISAR et VDC : les deux voies VISAR sont remises à niveau grâce à la disparition des franges issues de la réflexion sur le dépôt d'aluminium à t_0 , tandis que l'image VDC est située temporellement grâce à l'apparition du débouché de choc à t_{deb}

6.1.2 Mise en évidence des phénomènes prévus

Les prédictions tirées du code FCI2, confirmées qualitativement par les simulations ESTHER, renseignent sur la dynamique des chocs que nous devons observer au cours des expériences. De plus le code ESTHER associé au post-processeur VISAR synthétique POSTHER permet d'envisager les phénomènes optiques associés à l'imagerie du diagnostic.

6.1.2.1 Observation du choc coalescé

Nous nous attendons effectivement à observer le choc coalescé au sein de l'échantillon, comme en témoignent les profils de pression et densité massique en figure 6.2. Notons que ces simulations font intervenir le profil de puissance laser expérimental du tir Nominall, tir dont les images VVP figurent en 6.1.

Il apparaît clairement sur les simulations FCI2 que le second choc rattrape le premier, dans le cadre d'un tir nominal. La coalescence intervient numériquement au temps $t_{coal} = 13,4$ ns et à la position¹ $x_{coal} = 207$ μm . La pression et la densité massique, atteintes au niveau du front de choc, sont maximales lors de la coalescence, avec comme valeurs respectives 16,9 Mbar et 5,50 $\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$. De plus le débouché du choc coalescé apparaît au temps $t_{deb} = 21,4$ ns, et doit donc être observable sur une fenêtre temporelle expérimentale de 32,5 ns. Nous comparerons plus en détail les résultats expérimentaux et simulés dans la prochaine section.

Les images VVP présentées en figure 6.1 rendent compte de la dynamique des chocs ainsi que de phénomènes optiques (présentés au prochain paragraphe 6.1.2.2 et détaillés

1. Par convention, on prend $x_0 = 0$ la position de l'interface *flash* d'aluminium-PS en face avant de la cible, et $x_f = 500$ μm la position de la face arrière du PS.

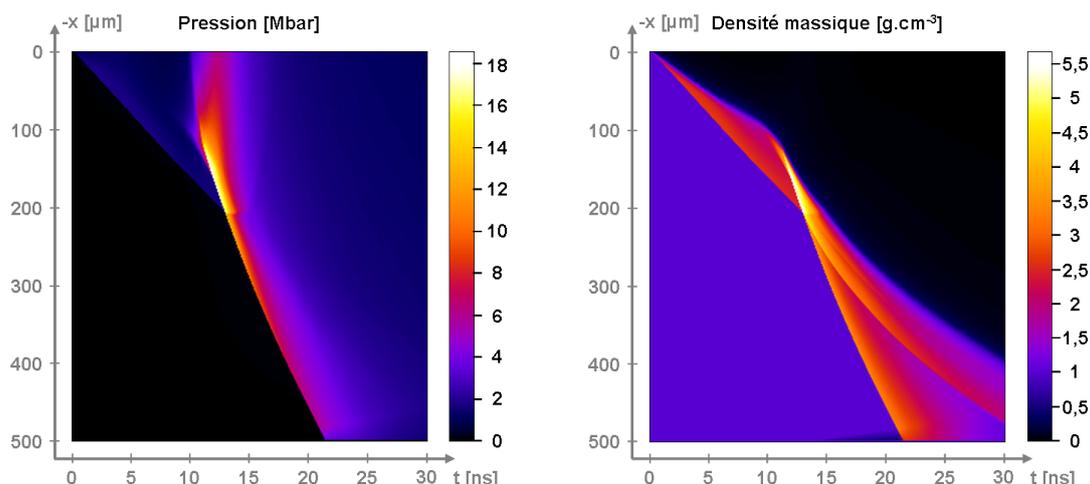


FIGURE 6.2 : Cartographies simulées avec le code FCI2 des profils de pression (à gauche) et de densité massique (à droite) dans l'échantillon en fonction du temps pour un tir nominal (12 ns) ; la face avant de l'échantillon se situe à l'origine, tandis que la face arrière se situe à 500 μm (Source [26])

en section 7.1), et elles renseignent sur l'évolution spatiale des chocs.

Spatialement la fenêtre de chaque voie VISAR représente environ 1 mm au centre de la surface de la cible, la forme spatiale de l'interférogramme donne donc une information supplémentaire. Le VDC observe une zone spatialement plus étendue. Nous distinguons sur les trois images deux parties visibles ; l'une sur le côté droit correspond à la partie occultée par le bouclier d'aluminium, les franges se déplacent peu², elles sont continues et très intenses sur les interférogrammes VISAR, quant au signal VDC l'émission propre est quasi-absente ; l'autre partie, située sur le côté gauche, correspond à la zone non occultée, le faisceau sonde comme l'émission propre traversent le polystyrène.

Dans notre cas, l'axe des temps est orienté du bas vers le haut, la fenêtre est de 32,5 ns. L'origine des temps (t_0) est marquée par la disparition des franges, issues initialement de la réflexion du faisceau sonde sur le *flash* d'aluminium ; après ce temps, la réflexion va se faire successivement sur le premier choc, puis sur le choc coalescé. La réflectivité du faisceau sonde sur les chocs va dépendre de l'état du polystyrène et de la vitesse de ces chocs, une différence est notable entre les deux voies à 1ω et 2ω , en parallèle l'émission propre est dépendante de l'absorption du milieu en aval du choc.

6.1.2.2 Description des images expérimentales

Nous pouvons constater sur la figure 6.1 de nombreux phénomènes optiques associés à des opacifications de la fenêtre de polystyrène. Les figures 6.3, 6.4 et 6.5 reprennent les images VVP relatives aux trois différents profils de tir sur les cibles sans traitement anti-

2. Le déplacement constaté est lié à la présence de rayonnement X dur avec le second pic laser qui provoque la dilatation du bouclier, nous décrirons plus tard ce phénomène.

reflet, afin de présenter succinctement les phénomènes observés³. Nous observons tour à tour : le profil tronqué à 7 ns (tir Monochoc1), le cas nominal à 12 ns (tirs Nominal1 et Nominal3) et le profil tronqué à 10 ns (tir Tronqué1).

Le tir Monochoc1 (figure 6.3) permet d'observer uniquement le premier choc. Les interférogrammes dévoilent deux zones après le temps initial. La première (1*) correspond au préchauffage⁴ localisé de la cible, elle intervient dès l'arrivée du laser dans la cavité et se manifeste par des franges de faible intensité dans la continuité des franges issues du *flash* d'aluminium, donc qui ne se déplacent pas. Ces franges proviennent de réflexions parasites sur l'interface vide/polystyrène, interface qui n'est effectivement pas mise en mouvement. Lorsque le premier choc rattrape et dépasse cette zone opaque, nous entrons dans la seconde zone (2*). Le faisceau sonde VISAR se réfléchit sur ce choc, la réflectivité augmente en même temps que l'on assiste au mouvement continu des franges, propre à la décroissance de la vitesse du choc non soutenu dont nous n'observons hélas pas le débouché.

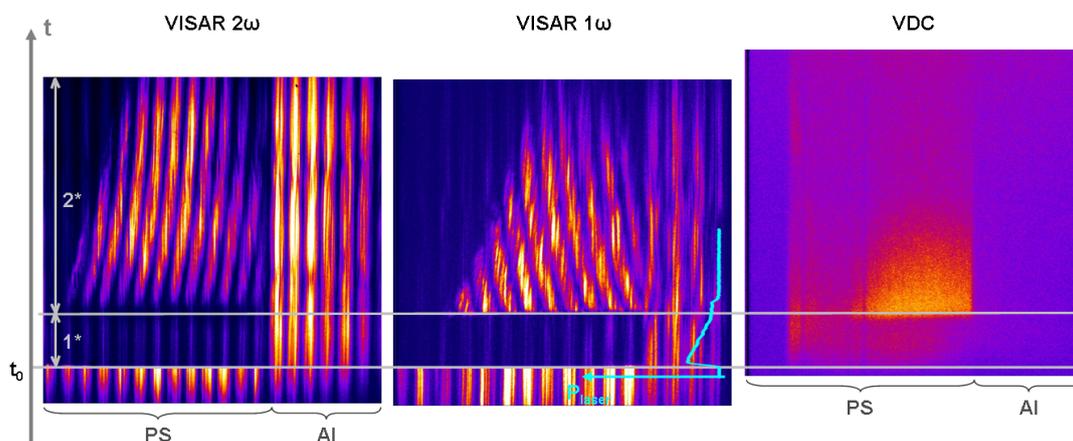


FIGURE 6.3 : Au dessus, images VVP du tir Monochoc1 monochoc, le profil de puissance laser tronqué à 7 ns est représenté en bleu sur l'interférogramme de la voie VISAR 1ω , deux zones apparaissent sur chaque image après le temps t_0 , une zone opaque (1*) et une zone où l'on suit la décroissance de la vitesse du choc (2*)

Les deux zones observées étaient prédites par les simulations ESTHER (voir figure section 5.2.2), on remarque d'ailleurs que le temps d'opacification sur l'image simulée est similaire à celui observé expérimentalement.

Le phénomène d'opacification est aussi visible sur l'image VDC avec une faible émission avant que le choc ne débouche de la zone opacifiée et n'émette à travers le polystyrène transparent. On peut noter en outre la différence de réflectivité et la récupération plus lente du signal à 2ω contrairement à l'autre voie VISAR. On constate enfin la forme "triangulaire" des franges intenses sur l'interférogramme en zone (2*), ceci est dû à la non

3. Encore une fois l'analyse précise de ces phénomènes fait l'objet d'une section à part entière (7.1).

4. Le phénomène d'opacification associé à cette zone sera explicité au prochain chapitre, on parle abusivement de "préchauffage", terme que l'on conservera.

planéité du choc : le faisceau sonde se réfléchit sur une surface incurvée, nous perdons donc le signal à cette position, la vitesse au centre étant plus rapide que sur les bords, la courbure de la surface réfléchissante s'accroît dans le temps.

Il reste à préciser que la différence de déplacement des franges sur les deux voies VISAR (la voie 532 nm révèle un mouvement vers la droite, tandis que la seconde voie révèle un mouvement opposé, vers la gauche) est due à la mise en place des figures d'interférences lors de l'activation initiale du diagnostic, cela ne change en rien les interprétations.

Quant à la partie de droite sur les deux interférogrammes, relative à la réflexion sur le bouclier d'aluminium, elle témoigne de l'absence totale de mouvement, les franges sont en effet continues tout au long de la fenêtre.

Les tirs Nominal1 et Nominal3 (figure 6.4) révèlent deux zones supplémentaires au tir monochoc précédent. On retrouve en effet les régions (1*) et (2*) relatives au premier pic laser, à savoir : le préchauffage et l'apparition du premier choc. On remarque par ailleurs, pour les deux tirs, que la réflectivité à 2ω est trop faible sur le premier choc pour pouvoir en suivre la décroissance en vitesse, les franges fantômes dominent sur le signal. A l'arrivée du second pic laser on note une disparition complète des franges, y compris une baisse de l'intensité des franges fantômes, ceci accompagné de la mise en mouvement des franges issues du bouclier d'aluminium. Cette troisième région (3*) est visiblement liée à un chauffage en volume par un rayonnement X dur, ce dernier s'implante jusqu'à la face arrière de l'échantillon de polystyrène et chauffe le bouclier d'aluminium, le polystyrène devient alors opaque aux deux longueurs d'onde du faisceau sonde VISAR. On récupère le signal après un temps (≈ 7 ns et ≈ 6 ns respectivement pour les tirs Nominal1 et Nominal3), on retrouve ainsi en zone (4*) des franges intenses se déplaçant dans le sens des vitesses décroissantes jusqu'au débouché du choc, il s'agit au vu de la réflectivité (comme nous le verrons plus loin) d'une réflexion sur le choc coalescé. Aucun saut de vitesse n'apparaît, ce qui témoigne que nous n'observons pas ici la coalescence, celle-ci a eu lieu alors que la fenêtre de polystyrène était encore opaque. On remarque une faible réflectivité du choc coalescé sur la voie 1064 nm pour le tir Nominal1. On peut noter de plus que les deux tirs permettent d'observer sur chaque image le débouché du choc.

Le signal VDC rend compte des différents phénomènes. On observe pour les deux tirs un pic d'émission lors de la récupération du signal en zone (4*), ainsi qu'un accroissement considérable de l'émission au débouché du choc. On remarque de plus, à l'arrivée du second pic laser, une zone intense sur le côté gauche de l'image en (3*), assimilée à un artefact : nous mesurons probablement le rayonnement de cavité au lieu de l'émission du choc, qui elle est dans le polystyrène opaque à la longueur d'onde du diagnostic.

Nous observons une récupération plus lente du signal VISAR à 2ω en zone (4*), de la même manière que pour le cas monochoc précédent. En outre, nous pouvons considérer un phénomène apparaissant avant chaque récupération ou extinction des franges, qui correspond à un mouvement rapide des franges, laissant une trace comme une "virgule". Ceci est assimilé au phénomène de *red-shift* [85], correspondant à une brusque variation de l'indice du polystyrène qui déphase le signal VISAR comme si la longueur augmentait (donc se

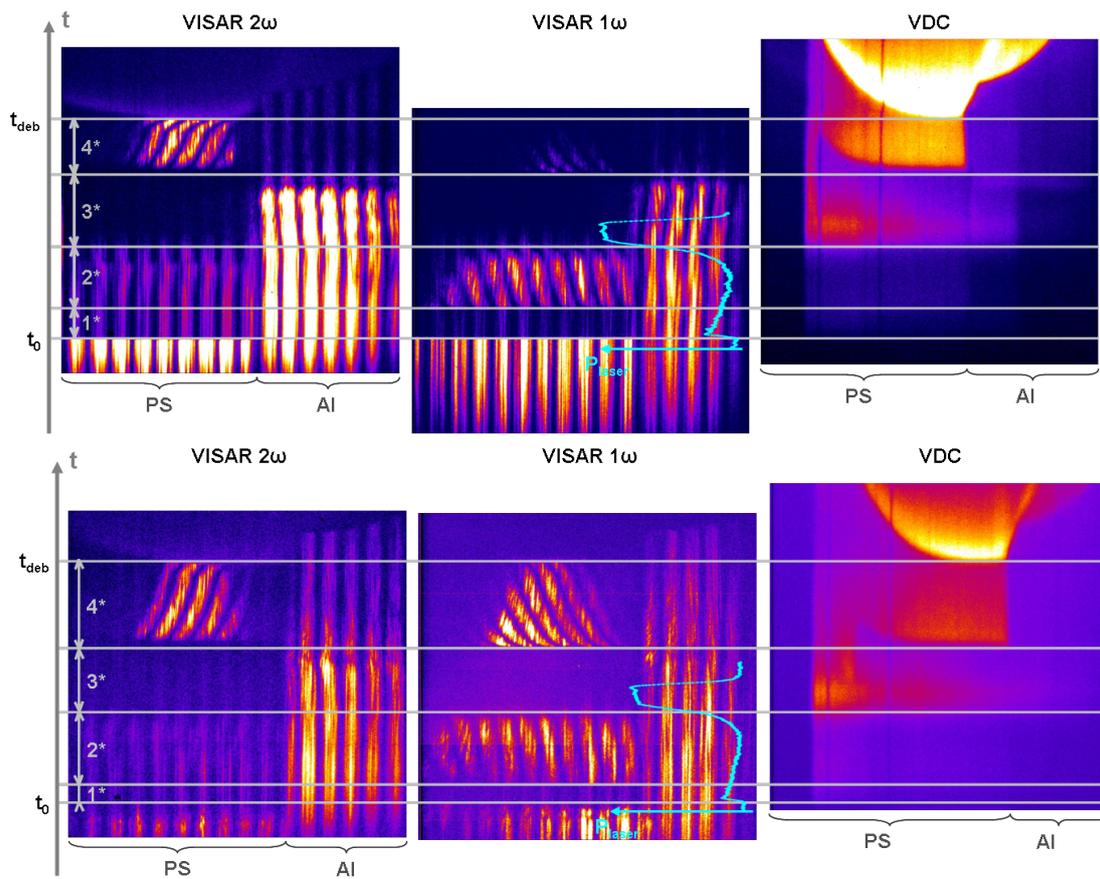


FIGURE 6.4 : Images VVP et profil de puissance laser (en bleu) des tirs avec profil nominal (12 ns) : en haut, tir Nominal1 ; en bas, tir Nominal3 ; quatre zones apparaissent sur chaque image après le temps t_0 , une zone opaque (1*), une région où l'on suit le premier choc (2*), une zone totalement opaque (3*) et une région où l'on suit le choc coalescé jusqu'à son débouché au temps t_{deb} (4*)

décale vers le rouge), ce qui s'apparente visuellement à une franche décélération. Sauf pour le débouché, où le phénomène doit être lié à une dilatation de la face arrière, le décalage est associé à la variation rapide de l'indice de réfraction du milieu (voir section 7.1.2).

Enfin nous assistons dès l'arrivée du second pic laser au mouvement des franges issues du bouclier d'aluminium, mouvement signe d'une accélération. Les franges deviennent ensuite moins intenses (plus tôt sur l'interférogramme de la voie 2ω que sur la voie 1ω) tout en devenant à nouveau statiques, jusqu'au débouché du choc coalescé qui s'est propagé dans le bouclier. Nous expliquons ce phénomène à la section 7.1.2.

Enfin le tir Tronqué1 (figure 6.5), dont le profil est tronqué à 10 ns, devait permettre d'initier les deux chocs tout en réduisant les effets d'opacification envisagés, liés au second pic laser. On retrouve effectivement les quatre zones présentes sur les tirs double choc précédents : préchauffage (1*), réflexion sur le premier choc (2*), chauffage en volume (3*) et réflexion sur le choc coalescé (4*). Cependant il apparaît clairement que l'opacification

totale de la zone (3*) est beaucoup plus faible, ce qui nous autorise à croire que l'on observe bel et bien la coalescence de choc avec le saut de franges entre les régions (3*) et (4*). Nous avons d'ailleurs à ce propos décalé la frontière entre la troisième et la quatrième région à la coalescence, plutôt que de souligner la récupération du signal sur la voie VISAR 1ω , ceci permettant de visualiser un peu mieux l'événement. La récupération du signal après l'opacification totale, aussi concernée par le phénomène de *red-shift*, ne paraît pas être une réflexion sur le choc coalescé, le saut de franges observé sur la voie VISAR 1064 nm ne pourrait pas alors être expliqué, tout comme la forme des franges sur l'autre voie. Il ne semble pas non plus que la réflexion du faisceau sonde VISAR se fasse sur le premier choc, qui ne devrait alors plus être réfléchissant (voir chapitre suivant). La réflexion sur le choc coalescé se fait jusqu'à la fin de la fenêtre temporelle, sans en observer le débouché.

Encore une fois la réflectivité du premier choc à 532 nm est trop faible pour pouvoir être analysée, et la réflectivité du second événement en zone (3*) met plus de temps à récupérer de l'opacification totale. On relève toujours la forme triangulaire de l'interférogramme, associée à la non planéité du choc.

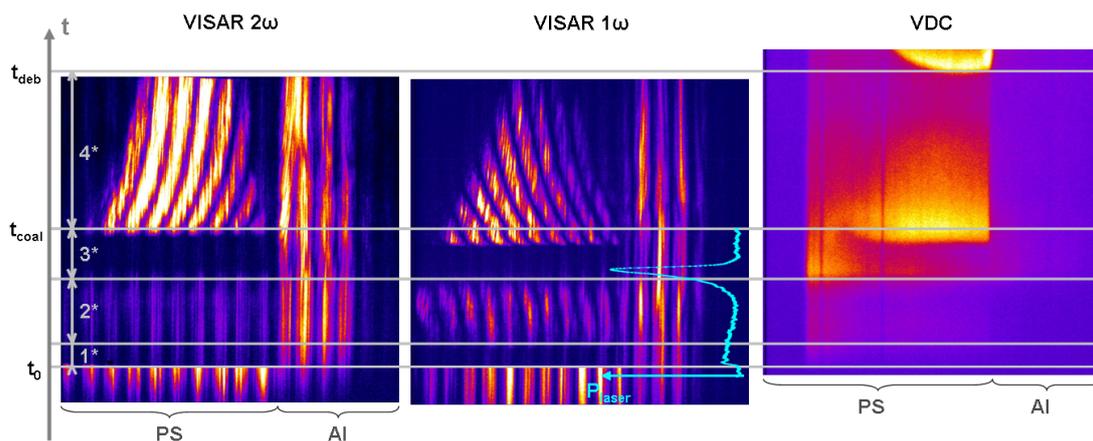


FIGURE 6.5 : Images VVP du tir Tronqué1, le profil de puissance laser tronqué à 10 ns est représenté en bleu sur l'interférogramme de la voie VISAR 1ω , quatre zones apparaissent sur chaque image après le temps t_0 , une zone opaque (1*), une région où l'on suit le premier choc (2*), une zone d'abord totalement opaque et où apparaît la coalescence au temps t_{coal} (3*) et une région où l'on suit le choc coalescé jusqu'à son débouché au temps t_{deb} pour l'image VDC (4*)

L'émission propre est toujours concernée par l'opacification du milieu en amont du choc émissif. Le pic d'émission observé à la frontière entre les zones (3*) et (4*) correspond vraisemblablement à une nouvelle signature de la coalescence. Un autre avantage est que si l'on suit le choc coalescé sans en observer le débouché, on observe ce débouché sur l'image VDC.

Enfin, dans le cas présent, le bouclier d'aluminium n'est pas mis en mouvement après l'apparition du second pic laser.

6.1.3 Influence du traitement antireflet

Trois des sept tirs de la campagne concernaient des cibles dont la face arrière revêtait un traitement antireflet déposé à "froid", le but étant de valider ou non l'utilité d'un tel dépôt. Ces tirs doublaient les précédents sans revêtement, à savoir un tir avec profil nominal de 12 ns (tir Nominal2), un tir monochoc tronqué à 7 ns (tir Monochoc2) et un tir tronqué à 10 ns (tir Tronqué2). Le traitement a considérablement nui à la qualité des interférogrammes avec entre autre, pour les tirs tronqués, une perte de réflectivité quasi-totale sur les deux voies. Nous ne présenterons que le tir avec profil nominal.

Le tir Nominal2 (figure 6.6) révèle quatre zones similaires aux tirs Nominal1 et Nominal3, visibles sur l'interférogramme 1ω , l'aspect fonctionnel du traitement antireflet se fait remarquer puisque les franges fantômes sont pratiquement inexistantes sur la zone opaque (1^*). La réflexion sur le premier choc (2^*) est relativement forte comparée à celle sur le choc coalescé (4^*) plus faible. On note cependant que l'utilité du revêtement est réduite par une absence quasi-totale de réflectivité sur les chocs avec le faisceau sonde à 532 nm, le seul soupçon de réflexion en (2^*) ne permet pas d'analyse. Ceci nous empêche de remonter à une quelconque vitesse. Si nous pouvons observer le choc coalescé, nous ne pouvons pas voir la coalescence, toutefois on assiste à son débouché au temps t_{deb} . On remarque d'ailleurs à cet instant des franges intenses, significatives d'une accélération sur les deux images VISAR, on soupçonne que ce phénomène soit lié au décollement du traitement antireflet.

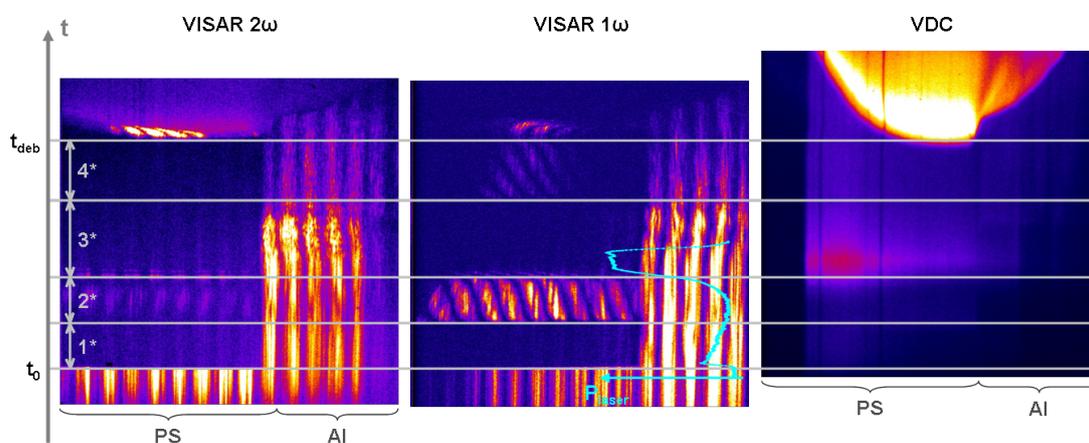


FIGURE 6.6 : Images VVP et profil de puissance laser (bleu) du tir Nominal2 avec profil nominal (12 ns); les quatre zones visualisées en figure 6.4 sont observables sur l'interférogramme 1ω ; l'interférogramme 2ω et l'image VDC ne présentent pas de signal utile

Le signal VDC présente des traces faibles d'émission propre des chocs, on observe sur le côté gauche la marque du tir laser. Une émission apparaît franchement, comme pour les tirs en configuration nominale précédents, lors du débouché du choc coalescé.

Enfin on assiste encore une fois au mouvement des franges issues du bouclier d'aluminium après le second pic laser, puis une diminution de la réflectivité de cette surface après

un temps de quelques nanosecondes, les franges redevenant statiques jusqu'au débouché du choc coalescé qui a traversé le bouclier.

On remarque bien la nuisance apportée par le traitement antireflet avec l'absence quasi-totale de réflectivité, sur l'un des deux interférogrammes dans ce cas, et l'absorption importante de l'émission propre.

Ceci empêche de remonter à un profil de vitesse, nous ne prendrons donc pas ces tirs en considération dans la suite en ce qui concerne les différentes analyses.

6.2 Analyse et comparaison aux simulations

Les interférogrammes et les images d'émission propre issus des cibles sans traitement antireflet, présentés précédemment, permettent de remonter à des vitesses de choc, ainsi qu'à la chronométrie des événements. Nous pouvons donc, après analyse, comparer ces résultats expérimentaux avec les simulations numériques.

Comme nous l'avons évoqué précédemment, les vitesses de choc sont tirées des interférogrammes VISAR 1ω et 2ω . Ces profils de vitesse sont les principaux indicateurs, à travers le suivi de la dynamique du choc réfléchissant, de la coalescence. Ceci en parallèle des informations d'émission propre, qui renseignent aussi sur la chronométrie des événements. Nous allons détailler séparément les trois cas de figures de l'impulsion tronquée à 7 ns à celle tronquée à 10 ns en passant par l'impulsion nominale.

6.2.1 Profil tronqué à 7 ns

Analyse expérimentale

Le tir Monochoc1 (voir figure 6.3) permet d'observer en zone (2*) la dynamique du premier choc. Contrairement aux autres tirs nous observons une réflectivité suffisante à 2ω qui nous permet de remonter à un profil de vitesse, ceci s'expliquant par la force du choc plus importante que dans les autres cas (voir section 7.2).

Considérons d'abord, en figure 6.7, le profil de vitesse déterminé à partir des deux images VISAR.

On retrouve bien la zone opaque (1*) pour laquelle le profil est constant à cause des franges fantômes, son niveau est dû au recalage des deux profils lors de la levée d'indétermination. Le profil de vitesse du choc, visible en (2*), apparaît en trait plein, la vitesse décroît de 19 à 12 $\mu\text{m} \cdot \text{ns}^{-1}$ en fin de fenêtre. Le choc ne débouche pas sur les images.

Afin de lever l'incertitude sur le nombre de sauts de franges, nous avons considéré les différents profils des deux voies VISAR en adéquation. Ceux concernant des vitesses inférieures à ce profil amènent à des vitesses négatives, ce qui est impossible, ceux dont les vitesses sont supérieures devraient permettre d'observer le débouché du choc dans la fenêtre. Nous avons effectivement intégré la vitesse en temps pour déterminer la position

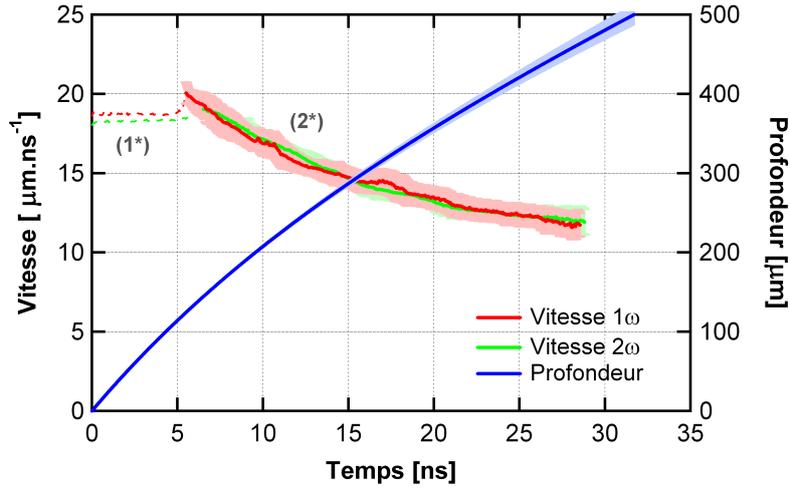


FIGURE 6.7 : Profils de vitesse des deux voies VISAR pour le tir Monochocl, estimation de la position du front de choc

du front de choc dans l'échantillon de $500 \mu\text{m}$ à chaque instant. Deux cas limites ont été considérés, le premier donne une borne minimale en estimant que la vitesse est constante tout au long de la zone (1*) et décroît ensuite selon une exponentielle décroissante, le second donne une borne maximale puisque l'on considère que la vitesse décroît exponentiellement dès le temps 0. Le profil de position du choc est représenté en figure 6.7, il est estimé avec la borne maximale. Nous avons ajusté les deux profils de vitesse en même temps, en accordant à chaque voie un poids différent, égal à la déviation standard. Nous prenons ainsi en compte l'écart entre les deux voies VISAR et la déviation standard propre à chaque signal. L'ajustement est réalisé à l'aide de l'équation :

$$v(t) = a + b \cdot e^{-c \cdot t}$$

avec a , b et c constantes. Les coefficients sont déterminés numériquement avec leur déviation σ_a , σ_b et σ_c , ce qui permet d'exprimer la déviation standard sur la vitesse ajustée :

$$\sigma_{v,fit}^2 = \sigma_a^2 \left(\frac{\partial v}{\partial a} \right)^2 + \sigma_b^2 \left(\frac{\partial v}{\partial b} \right)^2 + \sigma_c^2 \left(\frac{\partial v}{\partial c} \right)^2 + \sigma_t^2 \left(\frac{\partial v}{\partial t} \right)^2$$

$$\sigma_{v,fit} = \sqrt{\sigma_a^2 + \sigma_b^2 e^{-2ct} + \sigma_c^2 (bt)^2 e^{-2ct} + \sigma_t^2 (bc)^2 e^{-2ct}}$$

Nous évaluons alors, après intégration, un temps de débouché du choc à $31,7 \pm 1,2 \text{ ns}$. Ce temps est en dehors de la fenêtre, nous avons donc un profil de vitesse unique pour ce tir.

Détaillons ici le calcul d'incertitude sur la vitesse. Cette incertitude, propre à chaque voie VISAR, prend en compte deux aspects dont l'un a déjà été énoncé au chapitre précédent (voir section 5.1.1.6). Il s'agit de l'erreur systématique σ_1 associée à la méthode de

mesure [64] :

$$\sigma_1 = 0,05 \cdot \frac{VpF}{n} \quad (6.1)$$

Le second aspect de l'incertitude est relatif à l'analyse des interférogrammes, l'outil numérique indique une erreur σ_2 considérée sur la phase de la fenêtre analysée.

On obtient ainsi une déviation standard pour les deux voies VISAR :

$$\sigma_{v,exp} = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}$$

Ce qui conduit dans notre cas à une erreur relative moyenne de 4,8% sur la voie 1ω et 3,8% sur la voie 2ω . Nous remarquons, à travers ce cas simple car monochoc, que la précision sur la vitesse est largement supérieure aux 2% attendus sur le LMJ.

Nous allons maintenant entamer une digression en anticipant sur le prochain chapitre, traitant en partie des phénomènes optiques du polystyrène soumis au rayonnement X.

On peut en effet s'interroger sur l'évolution de l'indice de réfraction de la fenêtre en aval du choc, comme nous l'observons sur les simulations ESTHER en figure 5.17, le rayonnement se dépose en profondeur dans la cible et, comme nous le verrons au prochain chapitre, ce dépôt de puissance X peut effectivement induire une modification de l'indice complexe, comme en témoigne la zone opaque (1*). La question réside dans le fait que nous ignorons l'influence de ce dépôt X sur l'indice optique du polystyrène lorsque le faisceau sonde se réfléchit sur le choc (2*). Une modification trop importante de l'indice de réfraction (partie réelle de l'indice complexe) présenterait deux désavantages. Le premier concerne le fait que l'on doit prendre en compte un décalage de franges hors effet Doppler, associé aux variations d'indice de réfraction [33, 86]. Le second inconvénient, toujours relatif aux variations d'indices différentes aux deux longueurs d'onde VISAR, interdit l'hypothèse d'un indice froid de la fenêtre en aval du choc, nous ne diviserions pas par l'indice correct. Il en découle une erreur sur la levée d'incertitude, la concordance entre les deux voies VISAR n'étant pas forcément satisfaite.

Attachons-nous à décrire le premier phénomène, et à estimer la conséquence du dépôt X sur la fenêtre en (2*). Pour comprendre sa réelle influence considérons la phase relative, donc séparée du déphasage Doppler [33] :

$$\phi_R(y,t) = \frac{4\pi}{\lambda_0} \int_0^{L(t)} n(x,y,t) dt - \omega_0 t \quad (6.2)$$

Nous considérons que l'éclairement de la cible est homogène, ce qui retire la dépendance en y de l'indice, et donc de la phase. On peut donc réécrire les champs électriques et le profil spatial d'intensité :

$$\tilde{E}_1 = E_0 e^{i[\omega_D(t) \cdot t + \phi_R(t) - k_x x]} \quad (6.3)$$

$$\tilde{E}_2 = E_0 e^{i[\omega_D(t-\tau) \cdot (t-\tau) + \phi_R(t-\tau) - k_x x - k_y y]} \quad (6.4)$$

On note ω_D la pulsation associée à l'effet Doppler.

$$I_{S_2} = 2E_0^2 (1 + \cos[(\omega_D(t) - \omega_D(t-\tau))t + \omega_D(t-\tau) \cdot \tau + \phi_R(t) - \phi_R(t-\tau) + k_y y]) \quad (6.5)$$

On trouve finalement comme phase dépendant du temps, et donc comme décalage de franges :

$$\phi_v(t) = \frac{4\pi n_{PS}(t)\tau_0(1+\delta)}{\lambda_0}v(t) + \frac{4\pi}{\lambda_0} \left[\int_0^{L(t)} n(x,t)dx - \int_0^{L(t-\tau)} n(x,t-\tau)dx \right] \quad (6.6)$$

$$F(t) = \frac{2n_{PS}(t)\tau_0(1+\delta)}{\lambda_0}v(t) + \frac{2}{\lambda_0} \left[\int_0^{L(t)} n(x,t)dx - \int_0^{L(t-\tau)} n(x,t-\tau)dx \right] \quad (6.7)$$

Avec $n_{PS}(t)$ l'indice du polystyrène, et $L(t)$ la distance parcourue par le faisceau sonde entre l'interface vide-polystyrène et la surface réfléchissante.

Comme nous le verrons, nous pouvons déterminer à partir du dépôt X des simulations ESTHER la permittivité diélectrique complexe de la fenêtre de polystyrène, et en déduire l'indice de réfraction, grâce au modèle de Lorentz [33]. On s'aperçoit que l'énergie déposée en aval du choc, en dehors du préchauffage, entraîne de faibles variations de l'indice optique de la fenêtre. On assimile donc bien le coefficient de correction n_{PS} à l'indice froid du polystyrène à savoir $n_{1\omega} = 1,572$ et $n_{2\omega} = 1,599$.

Il est ainsi possible d'évaluer, toujours à l'aide des simulations, le décalage de franges associé à la présence de rayonnement X. Un calcul simple permet d'obtenir le décalage sans Doppler que nous représentons en figure 6.8, en précisant que les valeurs sont données en valeur absolue afin de les représenter en échelle logarithmique.

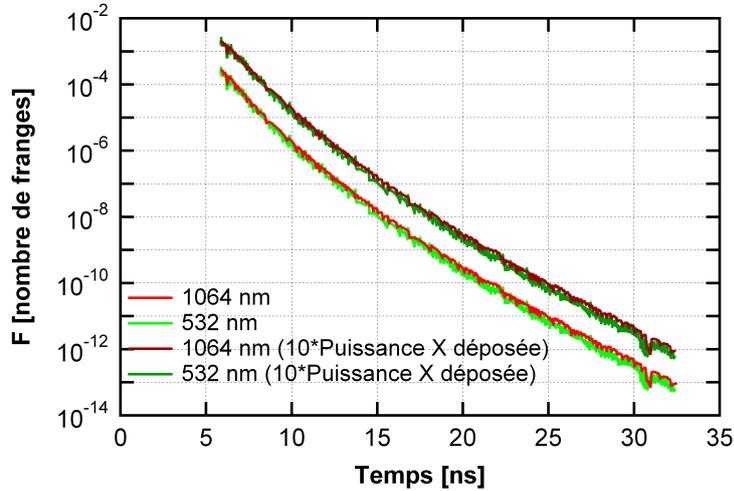


FIGURE 6.8 : Décalage de franges simulé hors effet Doppler pour les deux longueurs d'onde, nous retrouvons en couleur plus foncées les mêmes résultats pour une puissance X déposée par unité de masse multipliée par 10

Le décalage non-Doppler est d'environ $3 \cdot 10^{-4}$ et $2 \cdot 10^{-4}$ franges au débouché du premier choc de la zone opaque, respectivement à 1ω et 2ω . Cette valeur négligeable décroît de manière similaire au cours du temps. On ne peut en effet pas détecter des décalages inférieurs à 10^{-2} franges à l'aide de nos VISAR. En considérant que le code sous estime le dépôt, et en le multipliant arbitrairement par 10, nous obtenons des valeurs maximales

de saut de franges d'environ $2 \cdot 10^{-3}$ pour les deux voies, valeurs encore négligeables. Nous en concluons que les profils de vitesse hors opacification ne sont pas perturbés dans le cas d'un tir de ce niveau.

Comparaison aux simulations et interprétation

Attachons nous désormais à la simulation réalisée à l'aide du code FCI2. Celle-ci, exécutée initialement avec le profil théorique tronqué à 7 ns, est ensuite recalée en fonction des profils de vitesse expérimentaux et utilise une loi de température radiative simulée la plus proche possible du profil expérimental. Les simulations font intervenir l'équation d'état du CH SESAME 7592, la plus adaptée pour décrire le polystyrène [87]. Nous montrons en figure 6.9 les cartographies dans l'espace (x,t) simulées après recalage du code.

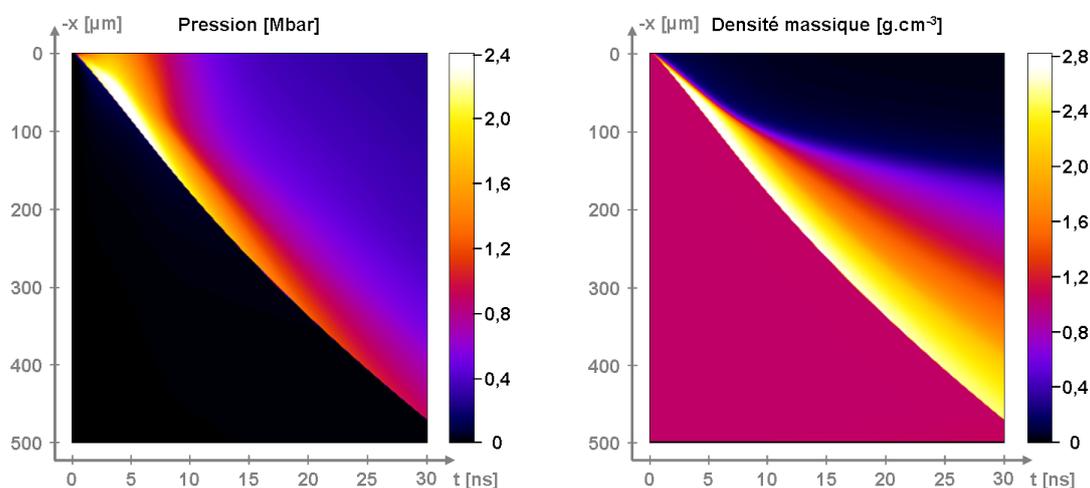


FIGURE 6.9 : Cartographies simulées avec le code FCI2 des profils de pression (à gauche) et de densité massique (à droite) pour le tir Monochoc1 (Source [26])

On remarque l'absence de visualisation du préchauffage sur les images, mais on observe bien la propagation du choc. On s'aperçoit aussi que le choc ne débouche pas sur la fenêtre temporelle de 30 ns. Les pressions atteintes au niveau du front de choc décroissent temporellement de 2,4 à environ 1 Mbar, tandis que la densité massique le long du front de choc passe de 2,7 à $2,5 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$.

On peut déduire de ces cartes la vitesse de propagation du choc, représentée en figure 6.10.

Le profil de vitesse simulé reproduit de manière correcte les vitesses de choc observées expérimentalement. On s'aperçoit de plus, durant l'opacification, que le choc évolue à vitesse quasi-constante (hormis l'artefact de simulation lors du début de la propagation du choc).

On utilise, en outre, l'équation d'état SESAME 7592 pour déterminer les profils de pression et de densité massique le long du front de choc (voir figure 6.11). Nous considérons

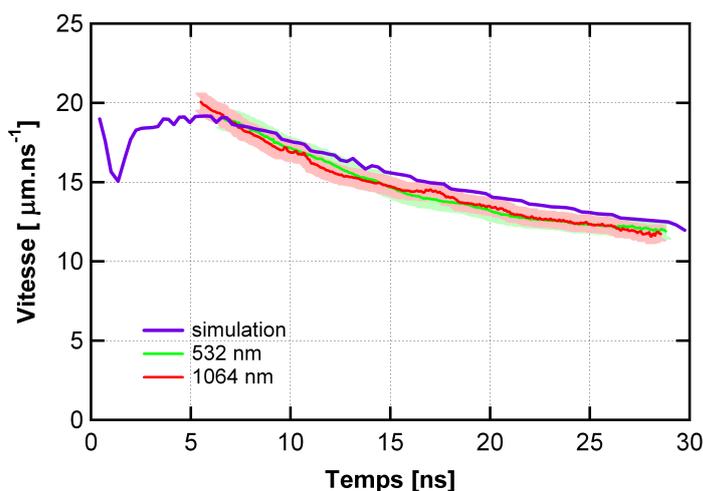


FIGURE 6.10 : Comparaison des profils de vitesse obtenus expérimentalement et du profil de vitesse simulé à l'aide du code FCI2, pour le tir Monochoc1

pour cela l'hypothèse d'absence de préchauffage en aval du choc lorsque ce dernier est réfléchissant.

Ces profils renseignent, sans être des mesures directes, sur l'état auquel est porté le polystyrène lors du passage du choc. On voit effectivement que la pression atteinte est de quelques Megabars, avec une compression maximale de 2,9.

Ce cas simple permet donc de bien suivre la dynamique d'un choc, et prouve à la fois la capacité à la mesurer et à la reproduire par les simulations.

6.2.2 Profil nominal - 12 ns

Analyse expérimentale

Les trois tirs de la campagne : Nominal1, Nominal2 et Nominal3 sont exploitables et présentent des résultats assez similaires. L'objectif était d'observer la coalescence des deux chocs et de suivre à la fois la dynamique du premier choc, puis du choc coalescé. La voie VISAR 1ω (voir figures 6.4 et 6.6) permet effectivement d'observer le premier choc en (2*) et le choc coalescé en (4*) jusqu'à son débouché. Cependant la voie 2ω ne permet de suivre que le choc coalescé en (4*), le premier choc n'étant pas assez réfléchissant. Le tir Nominal2 ne présente aucune réflectivité à 532 nm, ce qui est dû au traitement antireflet.

Nous traçons en figure 6.12 les profils de vitesse du choc coalescé des tirs Nominal1 et Nominal3, avec en parallèle un profil temporel d'émission propre, tiré de l'image VDC.

Nous observons bien les zones opaques (1*) et (3*), et la réflectivité sur le premier choc en (2*) à 1064 nm. Nous ne pouvons pas donner le nombre entier de sauts de franges avec une seule voie VISAR, on s'attend toutefois à avoir des vitesses inférieures à celles du

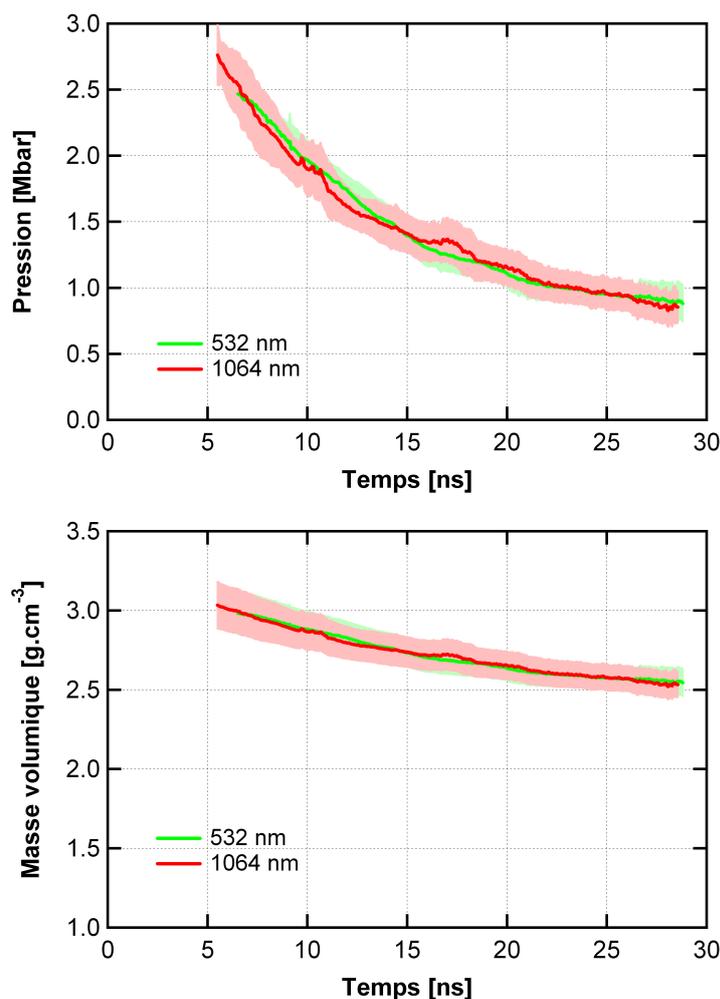


FIGURE 6.11 : Profils temporels de pression (au dessus) et de masse volumique (en dessous) déterminés à partir des mesures expérimentales de vitesse de choc et de la table d'équation d'état SESAME 7592 pour le tir Monochoc1

tir Monochoc1 qui présente une température radiative plus importante.

En ce qui concerne le choc coalescé, aucun saut de vitesse ne témoigne de la coalescence, on remarque au contraire la décélération associée au phénomène de *red-shift*. Ce phénomène intervient effectivement à la reprise du signal (tout comme à son extinction lors de la réflexion sur le premier choc), et avant le débouché du choc, il est la signature d'une variation d'indice dans le premier cas, et d'une dilatation de la fenêtre dans le second. Cela est clairement lié au second pic laser, qui induit la présence de bande M de l'or, et provoque un préchauffage en aval du choc plus important. Ces décélérations brutales faussent les mesures de vitesses aux temps concernés, on peut toutefois estimer que les profils de vitesse sont corrects en dehors, avec l'hypothèse que l'indice de réfraction n'est pas réellement sensible au préchauffage dans cette gamme d'énergie.

Pour le tir Nominal1, en ne considérant pas les zones impactées par le *red-shift*, la vitesse décroît d'environ 32 à $27 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$. Le débouché a lieu au temps $t_{deb} = 21,1 \pm 0,7 \text{ ns}$.

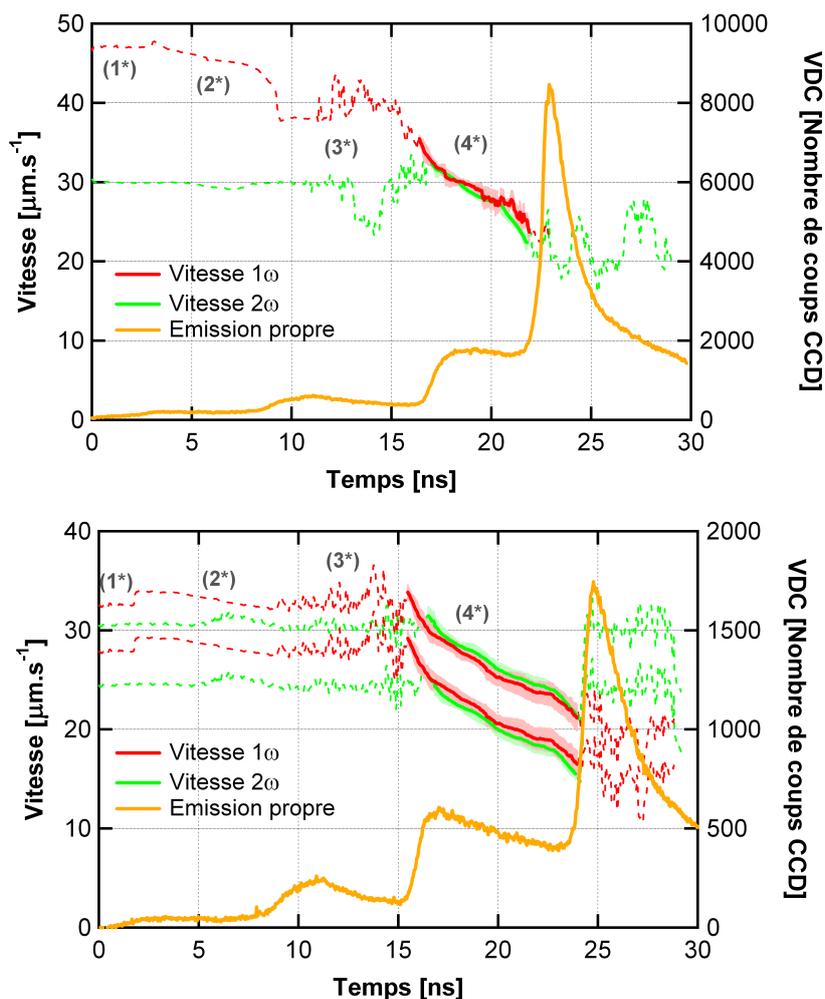


FIGURE 6.12 : Profils de vitesse des deux voies VISAR pour les tirs Nominal1 (au dessus) et Nominal3 (en dessous), on compare ces profils au profil d'émission propre du VDC

En ce qui concerne le tir Nominal3, on ne peut pas lever l'incertitude entre les deux profils de vitesse possibles. Dans les deux cas envisagés nous pouvons nous attendre à observer la coalescence en zone (3*)⁵. Nous avons donc potentiellement une décroissance de 25 à 18 km · s⁻¹, ou de 30 à 23 km · s⁻¹. Dans chacun des deux cas le temps de débouché est évalué à $t_{deb} = 23,4 \pm 0,6$ ns. La précision sur le temps de débouché est affectée par le phénomène de *red-shift*, mais nous sommes loin des spécifications du NIF de 50 ps de précision.

Par ailleurs, on peut noter que le profil d'émission propre est affecté pour chacun des deux tirs par les phénomènes d'opacification, et s'il est marqué par un pic d'émission élevé au débouché du choc coalescé, il ne présente aucun pic significatif de la coalescence. En effet l'apparition d'une montée de signal autour de 10 ns est concomittante de la perte de la réflexion sur le premier choc, et paraît être liée au second pic laser.

5. Nous nous appuyons pour cela sur le tir Tronqué1, en intégrant en temps l'ajustement vitesse et en envisageant plusieurs profils de vitesse possibles pour le premier choc, la conclusion reste la même.

Enfin précisons que les vitesses sont données avec une précision relative moyenne, respectivement à 1ω et 2ω , de 3,1% et 2,3% pour le tir Nominal1. Pour ce qui est du tir Nominal3, selon que l'on soit plus "lent" ou plus "rapide", l'erreur relative moyenne est de 4,6% ou 3,7% à 1ω et 3,6% ou 2,8% à 2ω . On remarque que l'on tend à se rapprocher des exigences expérimentales de 2% plus la vitesse est importante.

Comparaison aux simulations et interprétation

Comme pour le tir tronqué à 7 ns, des simulations numériques FCI2 ont été menées, nous montrons les cartographies de pression et densité massique en figure 6.13.

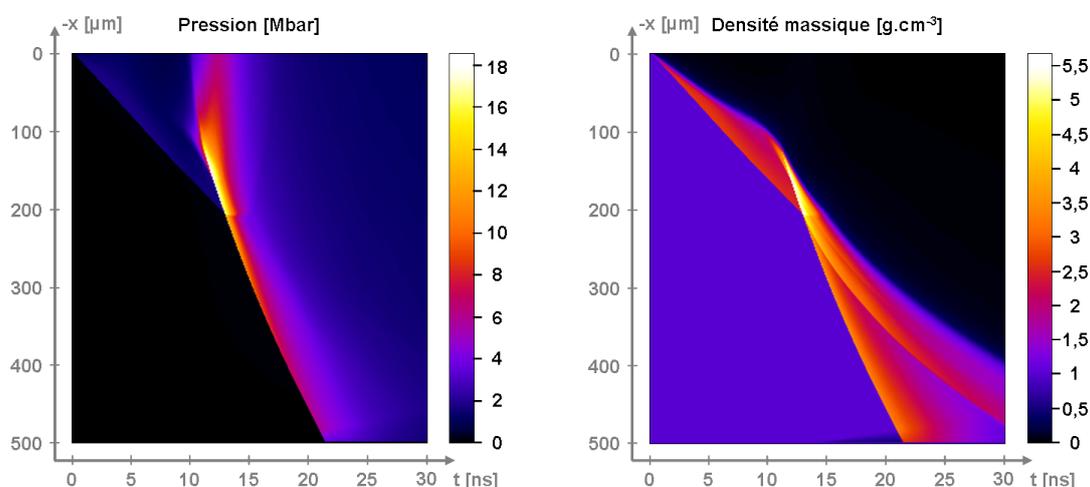


FIGURE 6.13 : Cartographies simulées avec le code FCI2 des profils de pression (à gauche) et de densité massique (à droite) pour le tir Nominal1 (Source [26])

C'est cette figure que nous avons prise pour exemple, rappelons les différentes grandeurs : la coalescence intervient numériquement au temps $t_{coal} = 13,4$ ns et à la position $x_{coal} = 207$ μm . La pression et la densité massique, atteintes au niveau du front de choc, sont maximales lors de la coalescence ; elles décroissent ensuite respectivement de 16,9 à environ 5 Mbar et de 5,50 à 3,3 $\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$.

Nous pouvons comparer les résultats expérimentaux avec la simulation numérique uniquement pour le tir Nominal1. On se sert de la simulation pour tenter de recalibrer la vitesse du premier choc, obtenue sur la voie 1064 nm, en faisant varier le nombre entier de sauts de franges. En effet le tir Nominal3, dernier de la campagne, présente une énergie laser très incertaine, ce qui empêche d'obtenir des résultats numériques satisfaisants, et ce qui empêche en même temps de discriminer les profils de vitesse expérimentaux. Les simulations réalisées pour le troisième tir avec profil nominal (Nominal2) permet de recalibrer les vitesses du premier choc et du choc coalescé. Nous représentons cela en figure 6.14.

Les profils de vitesse du choc coalescé sont relativement bien reproduits, hormis les zones concernées par le *red-shift*, et les premiers chocs sont dans les barres d'erreur ex-

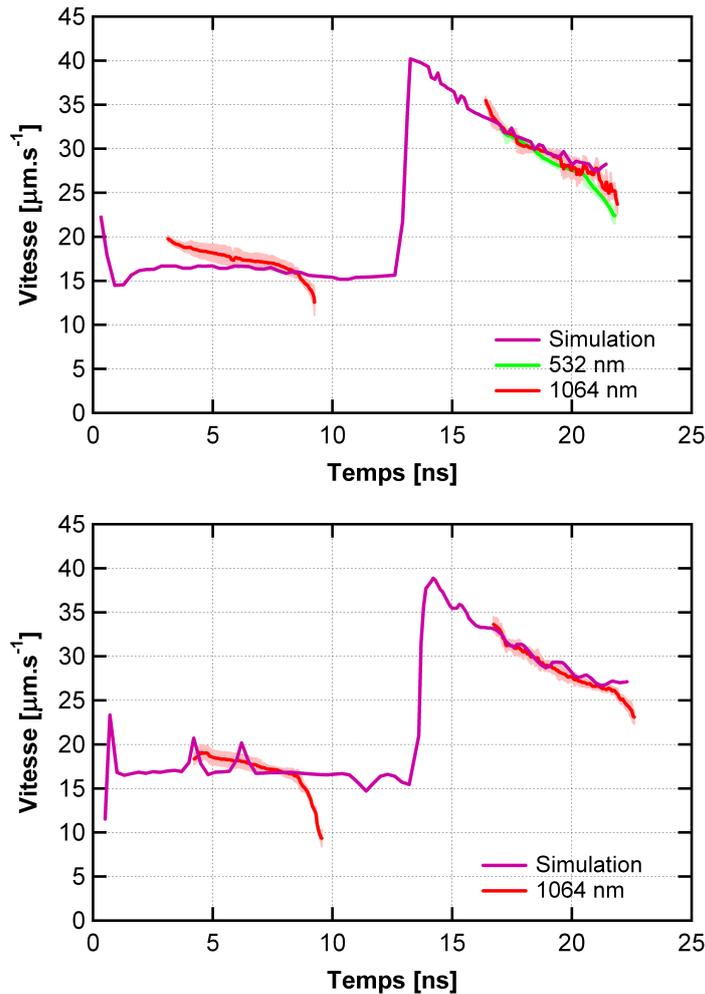


FIGURE 6.14 : Au dessus, comparaison des profils de vitesse expérimentaux et du profil simulé avec FCI2 pour le tir Nominal1 ; en dessous, recalage des mesures sur les simulations pour le tir Nominal2

périmentales. On remarque que la coalescence a lieu alors que la fenêtre est opaque. On relève des temps de coalescence assez proches pour les deux cas et les niveaux de vitesses relativement similaires. Nous présentons les temps caractéristiques au tableau 6.1.

Les temps de débouché du choc coalescé entrent bien dans la barre d'erreur des résultats expérimentaux.

De même que précédemment, nous utilisons la table SESAME 7592 afin d'estimer la pression et la densité massique au niveau du front choc grâce à sa vitesse. Dans le cas du premier choc, nous conservons l'hypothèse de l'absence de préchauffage. Pour ce qui est du choc coalescé, la présence des phénomènes de *red-shift*, ainsi que la perte des franges fantômes, laissent à penser que la cible est chauffée en volume, ou suffisamment pour affecter l'indice de réfraction aux deux longueurs d'onde VISAR. Nous n'avons aucun moyen d'estimer comment s'opère un tel dépôt. La pression en fonction de la vitesse de

Tir	Nominal1	Nominal2
t_{coal}^{simu} [ns]	13,43	13,9
t_{deb}^{simu} [ns]	21,4	22,3
t_{deb}^{exp} [ns]	$21,1 \pm 0,7$	$22,2 \pm 0,4$

TABLE 6.1 : Temps caractéristiques issus des profils de vitesse simulés et expérimentaux pour les tirs Nominal1 et Nominal2

choc n'est pas affectée par un quelconque préchauffage, on peut donc se contenter de suivre l'Hugoniot froide. Par contre on s'aperçoit que la masse volumique sera plus faible sur une Hugoniot plus chaude pour une même vitesse, nous avons donc considéré un préchauffage élevé de la fenêtre afin d'estimer une borne inférieure à la densité massique. Ce préchauffage de 1 eV sur l'ensemble de la fenêtre conduirait normalement à la fusion du polystyrène, et sans aucun doute nous ne récupérerions pas les franges VISAR. Nous présentons ces profils en figure 6.15.

La pression associée au premier choc décroît d'environ 2,5 à 1,5 Mbar, tandis que nous observons une décroissance de 7,6 à 5,5 Mbar pour le choc coalescé. La compression, quant à elle, monte à 2,9 pour le premier choc, et à 3,3 pour le choc coalescé en l'absence de préchauffage, et 3,1 avec 1 eV de préchauffage. On remarque que l'Hugoniot froide, en prenant en compte son incertitude, est finalement assez représentative.

Ces trois tirs confirment que nous pouvons initier la coalescence dans l'échantillon, et mesurer la dynamique du choc coalescé. Nous n'observons cependant pas la coalescence à cause du phénomène d'opacification associé au second pic laser.

6.2.3 Profil tronqué à 10 ns

Analyse expérimentale

Le tir Tronqué1 est sans doute le plus intéressant de la campagne, il permet indubitablement d'observer la coalescence des deux chocs (voir figure 6.5). Comme dans le cas du profil nominal, la puissance associée au premier choc est trop faible pour avoir une réflectivité suffisante à 532 nm, seul le choc coalescé peut permettre d'accéder à un profil de vitesse expérimental (donné en figure 6.16).

On retrouve les quatre zones. La coalescence des deux chocs apparaît clairement sur les deux profils, on le remarque par un saut de vitesse à un instant identique $t_{coal} = 13,9 \pm 0,1$ ns. La vitesse du choc coalescé décroît d'une valeur de $25,2 \pm 0,7$ nm à $16,0 \pm 0,6$ nm en fin de fenêtre temporelle ($\approx 28,6$ ns). Si le choc ne débouche pas sur les images VISAR, on peut par contre observer le débouché sur l'image VDC, il intervient au temps $t_{deb} = 29,9 \pm 0,5$ ns.

On représente en outre sur cette figure un profil moyen d'émission propre. On retrouve les pics d'émission associés au premier choc, à l'arrivée du second pic laser et au débouché, mais un pic se distingue par son niveau et son apparition au même instant que le saut de vitesse. Ceci confirme que l'on observe bien la coalescence.

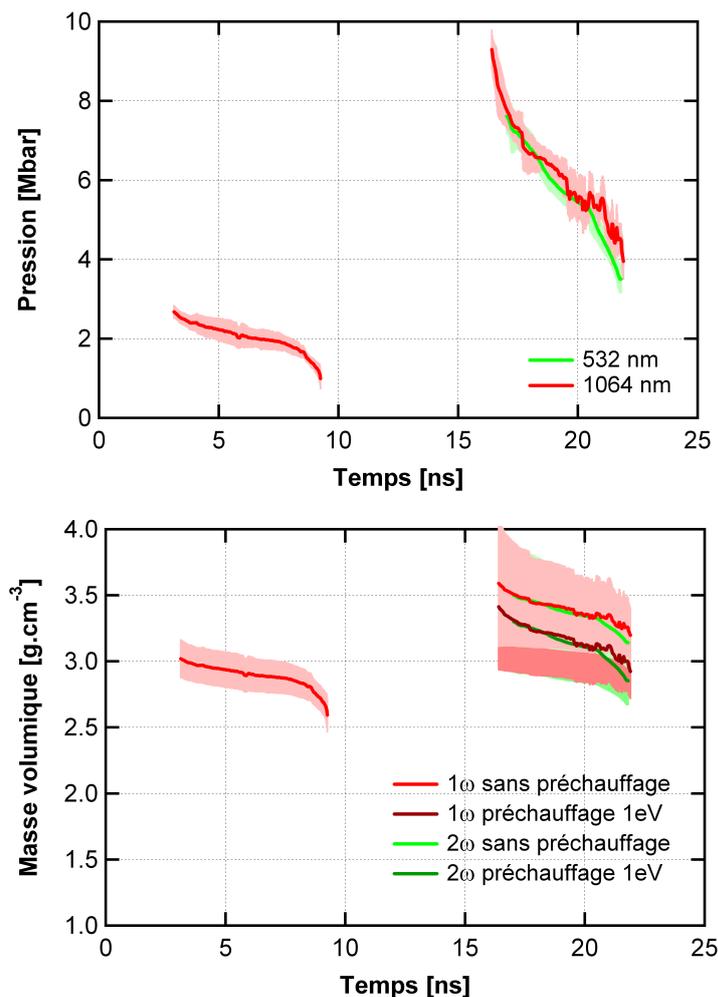


FIGURE 6.15 : Profils temporels de pression (au dessus) et de masse volumique (en dessous) déterminés à partir des mesures expérimentales de vitesse de choc et de la table d'équation d'état SESAME 7592 pour le tir Nominall

La levée d'incertitude s'appuie pour ce tir, de même que pour le tir Monochoc1, sur l'ajustement des deux profils par une exponentielle décroissante. Connaissant le temps débouché et le temps de coalescence il suffit d'intégrer cet ajustement de la vitesse pour connaître la position de coalescence estimée à $197 \pm 8 \mu\text{m}$. Il n'existe pas d'adéquation de profils de vitesse inférieurs, et tout profil supérieur implique une position de coalescence derrière la face avant, ce qui est physiquement impossible.

L'événement qui précède la coalescence, essentiellement sur la voie VISAR 1ω , semble être marquée par le phénomène de *red-shift*, la décélération est brutale. Il pourrait s'agir d'une réflexion sur le premier choc, mais sachant que ce dernier est le moins fort de la campagne, sa vitesse devrait être relativement faible et sa réflectivité affectée. Or la réflectivité à la reprise est similaire à celle du choc coalescé⁶, ce qui laisse à penser que la

6. Nous étudierons les réflectivités au prochain chapitre.

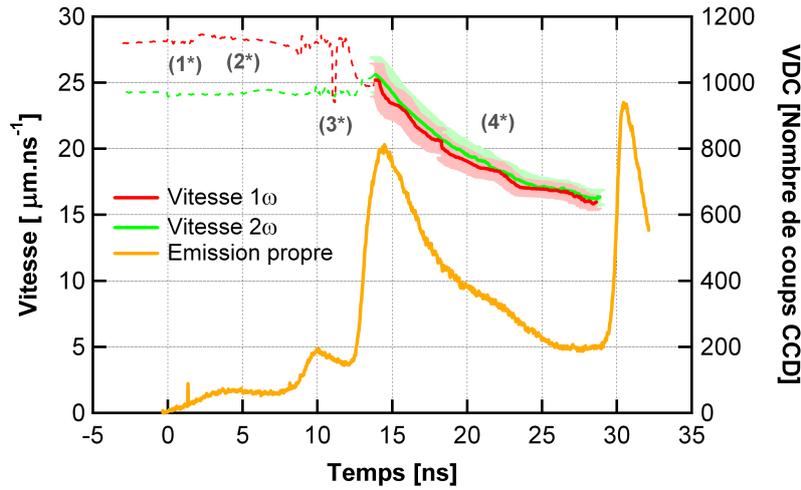


FIGURE 6.16 : Profils de vitesse VISAR du tir Tronqué1, on compare ces profils au profil d'émission propre du VDC

vitesse de la surface réfléchissante est proche, voire même supérieure, à la vitesse du choc coalescé. Nous envisageons que la réflexion se fasse sur le second choc, à travers le premier choc devenu transparent. Cette situation pourrait être étudiée plus en détail, comme cela a déjà été proposé [88], mais nous ignorons complètement la manière dont la fenêtre a été affectée par le dépôt X, et comment évolue l'indice optique. Une autre possibilité à envisager serait la génération d'un choc "parasite" devant le second choc qui viendrait coalescer avec le premier avant d'être rattrapé par le second. Les simulations numériques FCI2 (voir figure 6.17) semblent indiquer qualitativement l'existence d'un tel événement.

Ceci n'empêche pas de considérer qu'après la coalescence, au vu du bon accord entre les VISAR et de l'absence de rupture dans le profil de vitesse, l'indice de réfraction du polystyrène soit peu affecté par un préchauffage. Nous considérons d'ailleurs une erreur relative moyenne de 3,1% à 1064 nm et 3,2% à 532 nm, ces erreurs sont encore importantes devant les spécifications NIF. On peut par contre relever que la chronométrie de la coalescence se fait ici avec l'erreur minimale de $\pm 0,1$ ns, erreur due au système de mesure lui-même.

Comparaison aux simulations et interprétation

Comme dans les cas précédents, attachons nous désormais à décrire les simulations numériques propres à ce tir. La figure 6.17 présente les cartes de pression et densité massique dans le domaine (x,t) .

La coalescence a lieu au temps $t_{coal} = 13,4$ ns et à la position $t_{coal} = 175$ μm , avec une densité massique et une pression maximale de $4,1$ $\text{g} \cdot \text{cm}^3$ et $7,0$ Mbar. Du reste tout au long du premier choc la pression est de $1,1$ Mbar en moyenne, et elle décroît le long du choc coalescé de $7,0$ Mbar à $1,8$ Mbar. De même pour la densité massique, de $2,6$ $\text{g} \cdot \text{cm}^3$ en moyenne pour le premier choc et décroît de $4,1$ à $2,8$ $\text{g} \cdot \text{cm}^3$ pour le choc coalescé qui débouche au temps $t_{deb} = 29,6$ ns. Nous pouvons remonter à la vitesse des chocs grâce à

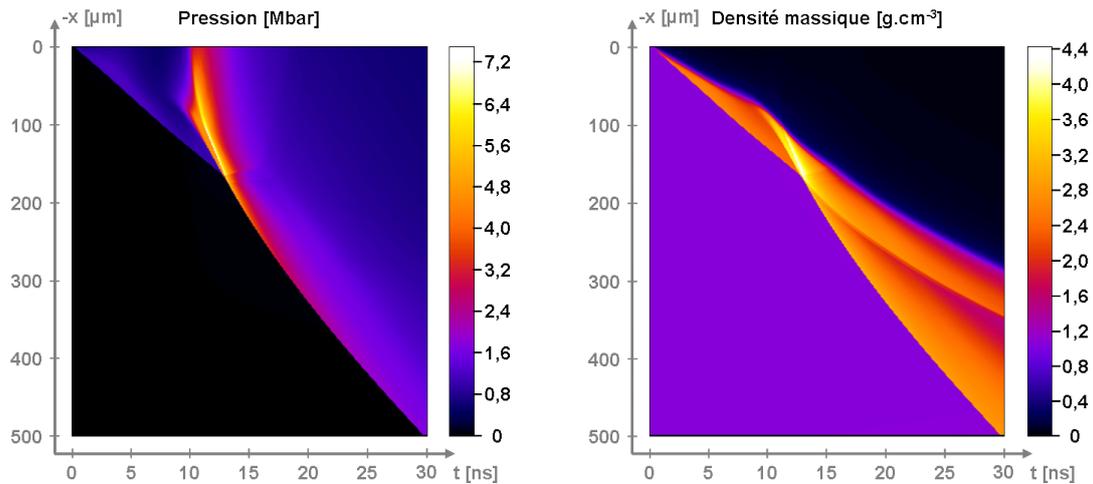


FIGURE 6.17 : Cartographie simulées avec le code FCI2 des profils de pression (à gauche) et de densité massique (à droite) pour le tir Tronqué1 (Source [26])

la simulation, et donc la comparer au profils expérimentaux en figure 6.18.

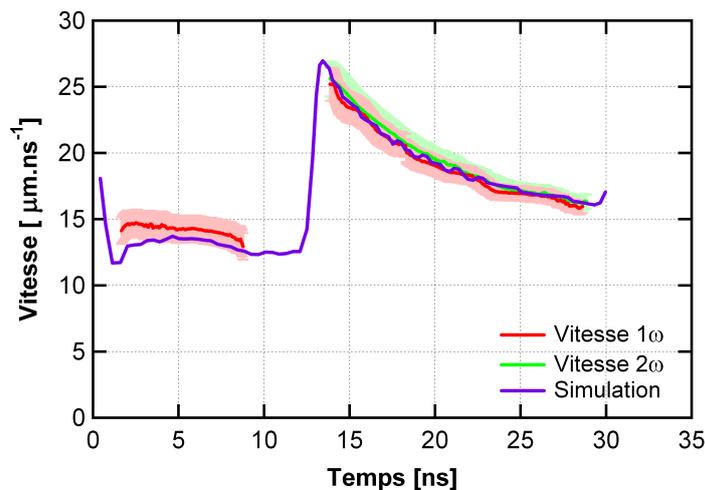


FIGURE 6.18 : Comparaison des profils de vitesse obtenus expérimentalement et du profil de vitesse simulé à l'aide du code FCI2, pour le tir Tronqué1 ; la vitesse du premier choc est évaluée à partir de la simulation

La simulation est en accord avec le profil expérimental du choc coalescé, on se sert d'ailleurs des résultats numériques pour recalibrer la vitesse du premier choc. On remarque un écart à la coalescence, qui n'entre pas dans les barres d'erreur expérimentales, ceci s'explique par la sous-estimation de la vitesse du premier choc.

On représente en figure 6.19 les profils de pression et densité massique obtenus à partir du profil de vitesse expérimental et de la table SESAME 7592.

Le premier choc permet de remonter à une pression moyenne de 1,3 Mbar, et on relève

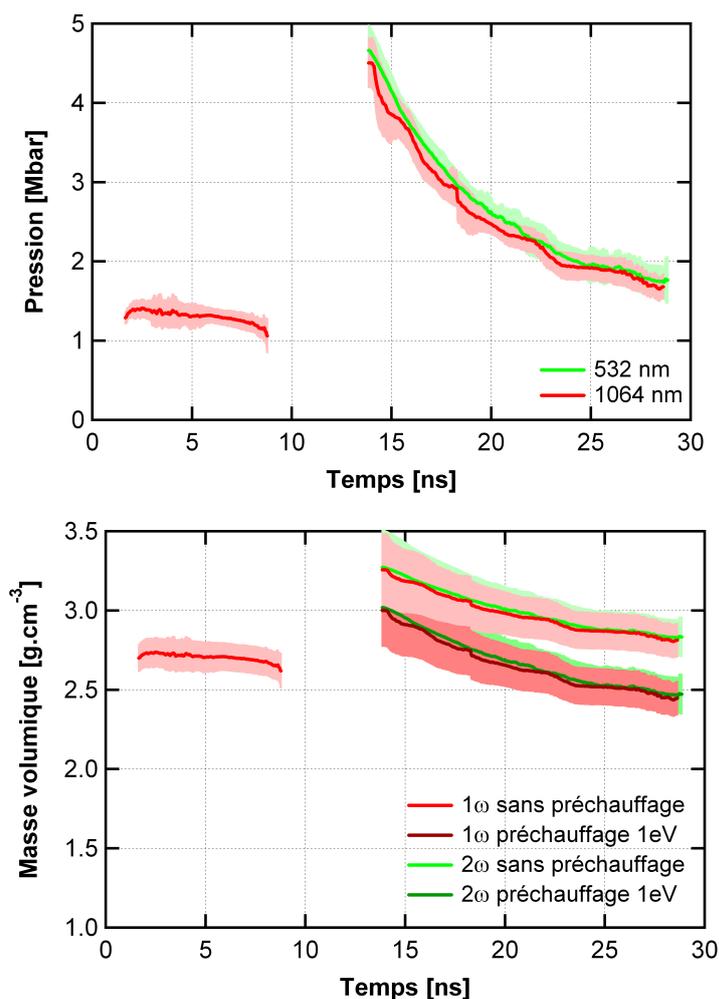


FIGURE 6.19 : Profils temporels de pression (au dessus) et de masse volumique (en dessous) déterminés à partir des mesures expérimentales de vitesse de choc et de la table d'équation d'état SESAME 7592 pour le tir Tronqué1

une pression d'environ 4,5 Mbar à la coalescence, elle décroît à des valeurs proches de 1,7 Mbar. En ce qui concerne la compression, elle est de 2,6 en moyenne pour le premier choc, et atteint 3,1 à la coalescence sans préchauffage et 2,9 pour un préchauffage de 1 eV. Encore une fois l'Hugoniot froide est représentative, la prise en compte du préchauffage nous indique que nous devrions nous attendre à avoir des densités massiques plus faibles.

Ce tir permet donc d'observer la coalescence de choc avec une précision correcte aux vues des futures exigences, ce qui était l'objectif premier de la campagne. D'autre part il confirme encore une fois la possibilité de reproduire le tir par les simulations numériques. L'accord entre les résultats expérimentaux et numériques est une validation indirecte de l'équation d'état hors Hugoniot, la propagation du second choc dans le milieu comprimé est effectivement bien reproduite.

Chapitre 7

Phénomènes optiques et température

7.1 Etude des phénomènes d’opacification

Les phénomènes d’opacifications apparaissent de manière distincte sur les images VVP. On distingue dans un premier temps l’opacification de la zone (1*) associée au premier pic laser, donc relative à un préchauffage. Dans un second temps, avec le second pic laser, une opacification qualifiée de “totale” apparaît en zone (3*). Nous considérerons donc ces deux cas successivement, en essayant d’analyser au mieux ces phénomènes encore mal compris.

7.1.1 L’opacification partielle du premier choc - le préchauffage

L’opacification dite “partielle” du premier choc apparaît sans conteste sur l’ensemble des tirs de la campagne, dès l’ablation du *flash* d’aluminium par les premiers X. On remarque en effet l’absence de réflexion sur une surface mobile, aucun saut de franges n’est observé, les franges restent droites et perdent de leur intensité de manière notable. Ce sont des franges fantômes issues de la réflectivité du faisceau sonde sur l’interface vide-polystyrène, la réflexion se fait sur le premier choc après un certain temps, plus long sur la voie 2ω que sur l’autre voie VISAR.

Deux principales remarques peuvent être faites, auxquelles nous tenterons de répondre à l’aide de modèles simples et de simulations numériques, ce phénomène étant encore à ce jour relativement mal compris et peu étudié. D’une part l’intensité de l’éclairement influe de manière évidente, plus la puissance laser du premier pic est élevée, donc indirectement la température radiative appliquée sur l’échantillon, plus le phénomène perdure sur les images. D’autre part le signal est récupéré plus rapidement sur la voie 1ω du VISAR que sur la voie 2ω .

Nous devons préciser avant d’aller plus loin, que le front de montée de l’émission propre, associé à la grande largeur spectrale du détecteur, empêche d’avoir des résultats cohérents quant au phénomène d’opacification. Il apparaît clairement une faible émissivité du premier choc avant que celui-ci ne débouche de la zone opaque, mais ces résultats restent qualitatifs. Aussi ne considérerons-nous que les images VISAR pour décrire ce phénomène. En outre, nous nous intéresserons essentiellement au tir Monochoc1, celui-ci présente le double

avantage d'être un choc simple, le plus fort qui plus est. La zone opaque (1*) apparaît plus nettement, et les simulations ESTHER permettent une approche qualitative plus aisée.

Le mécanisme physico-chimique auquel est attribué le phénomène d'opacification fait interagir le rayonnement X émis par la cavité avec les électrons des molécules de polystyrène. On peut écrire la formule chimique d'une molécule de styrène dans une chaîne de polymère de manière simplifiée : $-(\text{CH}_2 - \text{CH}\phi)-$, avec ϕ le groupe phényle. Cette molécule complexe va présenter différents modes de vibrations autour des liaisons chimiques C - C, mais aussi à l'intérieur du groupe phényle où les électrons sont délocalisés. Toute ionisation de la molécule va évidemment perturber les liaisons et ainsi changer les niveaux énergétiques de ces modes [89].

Dans notre cas, la température radiative maximale de premier palier étant de ≈ 80 eV, en considérant l'absence de bande M (voir paragraphe 4.2.2.3) et donc un spectre planckien, on s'attend typiquement à avoir une présence significative de photons jusqu'à 1 keV. Dans ce cas les 40 électrons de valence de la molécule et la plupart des électrons de coeur sont impliqués dans le phénomène [90, 91].

Le mécanisme principal mis en jeu dans l'absorption d'un photon X par une molécule de polystyrène est l'effet photo-électrique qui conduit à son ionisation par l'éjection d'un photo-électron. Cette éjection est suivie rapidement ($\approx 10^{-15}$ s) d'une désexcitation donnant lieu à de la fluorescence ou à la génération d'un électron Auger [92, 93]. Ces photo-électrons et électrons Auger émis sont à l'origine d'interactions inélastiques avec les électrons de valence des autres molécules, qui peuvent être conduits vers des états excités dans la bande de conduction. Des paires électron-trou sont créées par ce biais et affectent les propriétés optiques du matériau. Il a aussi été montré que ces électrons peuvent endommager les liaisons physico-chimiques des molécules et induire des dommages irréversibles conduisant même parfois à la création de nouvelles molécules [94]. Le groupe phényle est particulièrement sensible à l'irradiation par des particules chargées, et l'on assiste, lorsque la dose augmente, à la disparition d'un pic à 6,9 eV propre à l'excitation du groupe au profit de l'apparition d'un nouveau pic à 3,6 eV associé à sa dégradation. Ceci contribue à modifier la fonction diélectrique complexe de la molécule $\tilde{\epsilon} = \epsilon_1 + i\epsilon_2$, l'augmentation de la dose fait apparaître un pic à 3,3 eV pour ϵ_2 , au détriment de deux pics à 5,6 et 6,2 eV qui disparaissent respectivement pour ϵ_1 et ϵ_2 . On sait que les énergies respectives des faisceaux sondes VISAR sont de 1,17 eV à 1ω et 2,33 eV à 2ω , il est donc attendu que la seconde voie subisse de manière plus importante ces variations.

Ainsi les X se déposent localement, plus ou moins profondément selon leur énergie¹, et vont conduire par le biais de ces deux processus à la modification de la fonction diélectrique du polystyrène en profondeur. Cette variation est responsable de l'opacification.

Le modèle de Lorentz est un modèle certes simple, mais couramment utilisé pour décrire les propriétés optiques des matériaux diélectriques [95]. On détermine grâce à lui la fonction

1. Donnons comme ordre de grandeur, dans du polystyrène froid, le libre parcours moyen des X est inférieur à $5 \mu\text{m}$ jusque 1 keV et d'une trentaine de microns à 2 keV.

diélectrique complexe $\tilde{\epsilon}(\omega)$:

$$\tilde{\epsilon}(\omega) = \epsilon_1(\omega) + i\epsilon_2(\omega) = n_0(\omega)^2 + \sum_k \frac{\omega_p^2 f_k}{\omega_k^2 - \omega^2 - i\gamma_k \omega} \quad (7.1)$$

Avec ϵ_1 et ϵ_2 respectivement les parties réelle et imaginaire de la fonction diélectrique ; et n_0 l'indice froid du polystyrène. Le second terme de l'équation correspond à la contribution des électrons liés, décrite par un modèle d'oscillateur harmonique, il prend en compte la pulsation de l'onde incidente ω et la fréquence plasma ω_p ; ainsi que toutes les transitions résonnantes de pulsation ω_k , de largeur de bande γ_k , avec une force d'oscillateur f_k ($\sum_k f_k = 1$).

On sait que l'indice de réfraction complexe s'exprime en fonction de la fonction diélectrique comme : $\tilde{n}(\omega)^2 = \tilde{\epsilon}(\omega)$. On peut alors exprimer les parties réelles et imaginaires (respectivement n_1 et n_2) de l'indice de réfraction :

$$n_1(\omega) = \sqrt{\frac{1}{2} \left(\sqrt{\epsilon_1(\omega)^2 + \epsilon_2(\omega)^2} + \epsilon_1(\omega) \right)} \quad (7.2)$$

$$n_2(\omega) = \sqrt{\frac{1}{2} \left(\sqrt{\epsilon_1(\omega)^2 + \epsilon_2(\omega)^2} - \epsilon_1(\omega) \right)} \quad (7.3)$$

avec

$$\epsilon_1(\omega) = n_0(\omega)^2 + \sum_k \frac{\omega_p^2 f_k (\omega_k^2 - \omega^2)}{(\omega_k^2 - \omega^2)^2 + (\gamma_k \omega)^2} \quad (7.4)$$

$$\epsilon_2(\omega) = \sum_k \frac{\omega_p^2 f_k \gamma_k \omega}{(\omega_k^2 - \omega^2)^2 + (\gamma_k \omega)^2} \quad (7.5)$$

Nous ne considérerons dans notre étude qu'une seule résonance moléculaire à $\omega_1 \approx 3,3$ eV [94]. Ce qui a été observé expérimentalement, par ailleurs, par W. Theobald avec l'étude des modifications de l'indice complexe du polystyrène soumis à un flux X [33], la résonance était alors de 3,5 eV avec une largeur estimée à $\gamma_1 \approx 2$ eV.

De l'indice imaginaire découle le coefficient d'absorption :

$$\alpha(\omega) = \frac{2\omega n_2(\omega)}{c} \quad (7.6)$$

avec c la vitesse de la lumière.

Ce coefficient d'absorption décrit l'atténuation du faisceau sonde lors de sa traversée de l'échantillon. Ce faisceau de pulsation ω va, en effet, se propager deux fois dans l'échantillon, avant et après sa réflexion sur le front de choc. L'intensité du faisceau sonde s'exprime comme :

$$I(\omega, t) = I_0 R(\omega, t) e^{-2 \int_0^d \alpha(\omega, z, t) dz} \quad (7.7)$$

Où I_0 est l'intensité initiale, d représente la profondeur d'échantillon traversée par le faisceau sonde avant de se réfléchir sur le front de choc, avec une réflectivité R . Nous ferons l'hypothèse d'une réflectivité constante à 0,5 pour 1064 nm et 0,46 pour 532 nm².

2. Ces valeurs seront explicitées à la prochaine section 7.2

Qualitativement, nous pouvons nous appuyer sur les simulations hydrodynamiques ESTHER afin de mieux se représenter le phénomène. Nous avons vu en figure 5.17 l'image des interférogrammes VISAR simulés pour le tir Monochoc1 associé à la cartographie du dépôt X dans la maille. Nous observons effectivement que le dépôt s'effectue en profondeur dans l'ensemble de l'échantillon, et plus particulièrement devant le front de choc, ce qui caractérise la zone opaque. Nous nous appuyons sur ces simulations afin d'évaluer l'absorption du polystyrène, grâce au dépôt X par unité de masse, devant le front de choc, dont la position est aussi donnée par la simulation.

Le dépôt X par unité de masse D_X intervient sur la fréquence plasma dans le modèle de Lorentz. Effectivement cette fréquence élevée au carré est directement proportionnelle à la densité de paires électron-trou N_{e-t} , paires générées par les particules ionisées. La densité de paires peut être déterminée grâce à l'équation :

$$\frac{dN_{e-t}}{dt} = \frac{\rho D_X}{E_{e-t}} - \frac{N_{e-t}}{\tau} \quad (7.8)$$

Avec ρ la densité massique, E_{e-t} l'énergie moyenne nécessaire à la production de paires électron-trou, proportionnelle à l'énergie de *gap* E_g entre la bande de valence et la bande de conduction [93, 96, 97], et τ représente le temps de recombinaison électron-trou ($\tau \approx 10$ ps [93, 96]).

Connaissant le profil de température radiative, relativement constant durant 7 ns d'opacification, on suppose le dépôt X constant pendant les ≈ 6 ns d'opacification, grand devant le taux de recombinaison. On peut alors approcher la densité de paires par $N_{e-t} = \tau \rho D_X / E_{e-t}$. On peut alors écrire :

$$f_1 \omega_p^2 = K D_X \quad (7.9)$$

Où

$$K = \frac{f_1 \tau \rho e^2}{m_e \epsilon_0 E_{e-t}}$$

est un coefficient de proportionnalité indépendant du temps, de la position dans l'échantillon et de la longueur d'onde du faisceau sonde.

On représente en figure 7.1 les courbes de réflectivités obtenues avec le modèle de Lorentz et les simulations d'hydrodynamique radiative ESTHER.

Alors que le signal réapparaît expérimentalement à 5,5 ns à 1ω et environ 6,5 ns à 2ω , on remarque qu'en fixant le coefficient K pour obtenir une réflectivité qui suit au mieux la courbe expérimentale à 1064 nm (nous verrons cet aspect à la prochaine section), la courbe ajustée avec le même K à 532 nm commence à croître une nanoseconde plus tard. Le modèle est donc cohérent avec l'expérience, dans ce cas précis où l'on bénéficie d'une réflectivité aux deux longueurs d'onde.

Nous pouvons donc estimer que lors du premier choc laser le dépôt X se fait suffisamment profondément pour générer devant le front de choc des photo-électrons, des électrons Auger ou de la fluorescence X, altérant ainsi le polystyrène, et plus particulièrement le

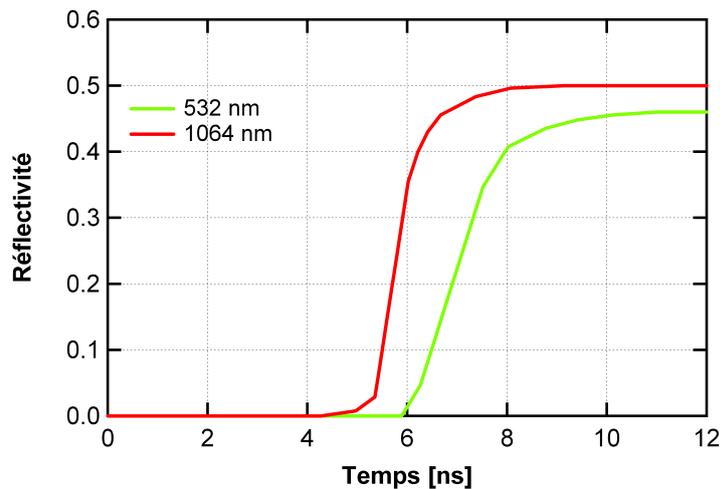


FIGURE 7.1 : Courbes de réflectivités à 1ω et 2ω obtenues à l'aide du modèle de Lorentz et de simulations ESTHER

groupe phényle. Les variations de la fonction diélectrique qui y sont associées vont causer l'absorption des faisceaux sondes, jusqu'à ce que le choc réfléchissant ait dépassé la zone "préchauffée". Plus la température radiative à laquelle est soumis l'échantillon est élevée, plus les photons seront énergétiques, et donc pénétreront profondément, et dégraderont les molécules, le phénomène d'opacification sera alors amplifié.

Enfin, outre le fait que le phénomène affecte plus la longueur d'onde 532 nm pour des raisons de proximité de la fréquence de résonance, aux niveaux d'énergie concernés, il faut rappeler que lorsque la pulsation double, le faisceau sonde est deux fois plus sensible aux variations de l'indice imaginaire (équation 7.6). Le signal mettra donc plus de temps à récupérer.

7.1.2 L'opacification quasi-totale du second choc - la bande M de l'or

L'opacification quasi-totale apparaît sur toutes les images concernées par un double choc. Le phénomène est encore mal compris, nous n'évoquerons donc que des pistes de réflexion qui pourraient mener à des études ultérieures.

Cette opacification se caractérise par une perte brusque de la réflexion sur le premier choc (à 1ω) associée au phénomène de *red-shift*, on assiste à une franche décélération avec perte de réflectivité, seules les franges fantômes persistent. Cet événement intervient globalement à l'instant où la puissance laser dans la cavité dépasse ≈ 700 GW et la température radiative dépasse 82 eV. Environ deux nanosecondes plus tard, la réflectivité des franges fantômes, déjà faible, devient quasiment nulle. Dans ce cas on estime que l'échantillon est soumis à une contribution X plus dure, associée à l'augmentation de la température radiative ainsi qu'à l'apparition de la bande M de l'or (celle-ci a été identifiée pour le tir Tronqué¹, voir figure 4.10). Le choc coalescé finit tout de même par redevenir réfléchissant, à la récupération le signal est perturbé au même titre que lors de la mise en

place de l'opacification.

Une autre constatation est la dépendance à la durée d'éclairement de l'échantillon sur la durée du phénomène, plus que son niveau. En effet l'opacification dure environ 7 ns pour les profils nominaux, contre $\approx 3,5$ ns pour le cas tronqué à 10 ns.

On émet donc l'hypothèse que les X durs (associés entre autres à la bande M de l'or, 2 – 5 keV) produits lors du second pic laser se déposent dans tout l'échantillon, ce qui est réaliste puisqu'on s'attend à ce que des photons de 5 keV traversent 500 μm pour du polystyrène froid. Ceci est d'ailleurs justifié par le mouvement des franges d'aluminium sur le bouclier et la perte brutale de réflectivité. En effet les X durs qui traversent la fenêtre chauffent l'aluminium et vont initier une onde thermique qui entraîne la dilatation de la face arrière du bouclier, d'où le décalage de franges sur les images VISAR, signature d'une accélération. Lorsque l'onde débouche en face arrière les propriétés optiques sont modifiées et la réflectivité diminue brutalement. Les simulations numériques, tant FCI2, qu'ESTHER, ne permettent pas d'obtenir des résultats cohérents pour décrire ce phénomène. Le dépôt X dans l'échantillon n'est pas connu avec une précision suffisante, et nous ignorons à quelle température est porté le polystyrène en aval du choc. Il paraît évident que le polystyrène va voir sa fonction diélectrique modifiée, ce qui conduit à l'absorption des faisceaux sondes. De même que précédemment, nous pouvons expliquer la reprise plus lente du signal à 2ω par une plus grande sensibilité aux fluctuations d'indice imaginaire.

7.2 La réflectivité des chocs

Les images VISAR permettent aussi d'accéder à des informations sur la réflectivité du choc, dans le cas où le faisceau sonde n'est pas absorbé dans la fenêtre devant le choc. Nous estimons d'abord une réflectivité relative grâce au signal de référence obtenu sur la cible avant le tir, et au signal mesuré durant le tir. Nous avons $R_{relative}(t) = I_{exp}(t)/I_{ref}(t)$. Il est alors nécessaire d'ajuster le signal de référence au signal expérimental pour obtenir une réflectivité relative de 1 avant le t_0 . Nous montrons la méthode en figure 7.2, pour le tir Monochoc1.

La réflectivité réelle du front de choc est obtenue ensuite simplement, il suffit de multiplier la réflectivité relative par la réflectivité standard de la référence :

$$R_{reelle}(t) = R_{standard} \cdot R_{relative}(t)$$

On prend comme valeur de réflectivité pour le *flash* d'aluminium 90% et 88% respectivement à 1ω et 2ω [98].

Encore une fois, le cas monochoc Monochoc1 est le plus représentatif en ce qui concerne l'étude de la réflectivité puisqu'il possède des résultats aux deux longueurs d'onde, avec moins de perturbations liées aux variations d'indice optique par les X.

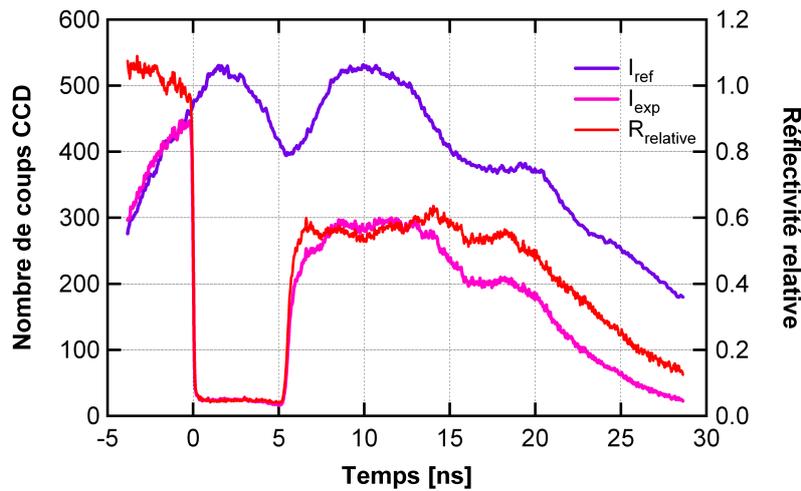


FIGURE 7.2 : Profil temporel de la réflectivité relative du tir Monochoc1 à 1ω , obtenu en faisant le rapport du signal VISAR expérimental et du signal de référence réajusté

Commençons par tracer le profil temporel de réflectivité absolue³, que l'on peut directement comparer avec l'ajustement par le modèle de Lorentz (voir figure 7.3).

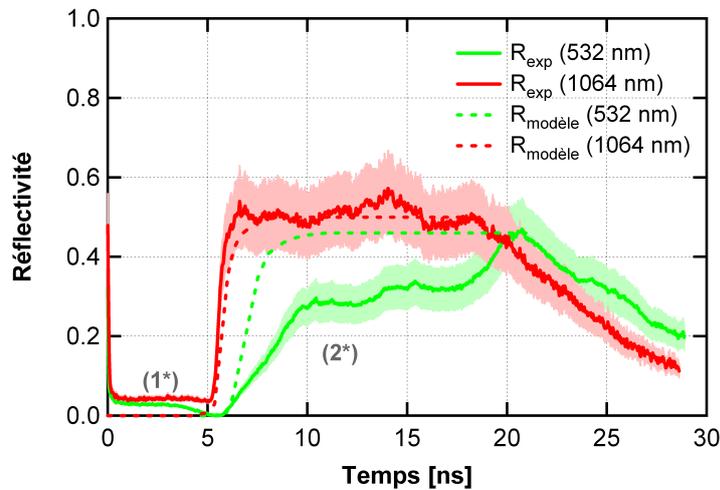


FIGURE 7.3 : Profil temporel de la réflectivité absolue du tir Monochoc1 à 1ω et 2ω (traits pleins) et comparaison avec l'ajustement fait à l'aide du modèle de Lorentz et des simulations ESTHER

L'ajustement à 1ω a été choisi pour correspondre à la courbe expérimentale, avec une réflectivité estimée à 50%. On s'aperçoit en effet qu'au temps de reprise du signal, après l'opacification (1*), la réflectivité oscille autour de 0,5 pendant environ 13 ns, ce qui laisse à penser que le signal n'est alors pas absorbé, les fluctuations étant liées à l'intégration des *speckles* lors de la détermination de la réflectivité. Le signal décroît ensuite linéairement

3. Nous n'avons pas considéré l'erreur faite sur la mesure sur la figure précédente, elle est estimée à 17%.

jusque 12% de 19,4 à 28,6 ns.

En ce qui concerne la voie 2ω , si le modèle décrit bien le temps de récupération du signal, on se rend compte que le front de montée est beaucoup moins pentu pour le profil expérimental, un premier palier de 30% de réflectivité est atteint aux alentours de 10 ns, puis atteint une valeur de 46% à $\approx 20,6$ ns avant de décroître linéairement. La lenteur de la montée à une réflectivité seuil proche de celle à 1ω semble être due à un léger préchauffage persistant sur une faible épaisseur, qui affecterait l'indice imaginaire du polystyrène, assez pour atténuer le signal. Plus le signal se rapproche de la face arrière, et moins il est atténué.

Traçons désormais en figure 7.4 la réflectivité du choc en fonction de sa vitesse.

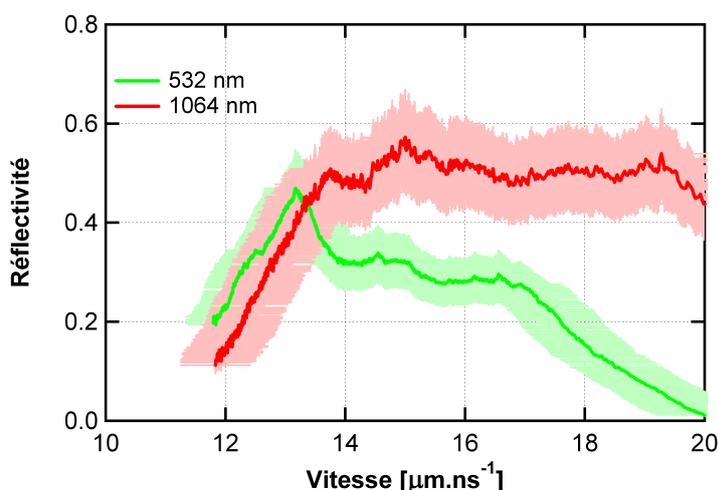


FIGURE 7.4 : Réflectivité sur le front de choc en fonction de sa vitesse pour les deux voies VISAR pour le tir Monochocl

La décroissance de réflectivité correspond à des vitesses d'environ $14 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ à 1ω et $13 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ à 2ω . Ce comportement d'une croissance de la réflectivité avec l'augmentation de la vitesse de choc, jusqu'à une saturation de la réflectivité pour une vitesse seuil, a déjà été observé dans le polystyrène [87, 99, 100] ainsi que dans d'autres matériaux tels que le deutérium liquide [101], l'eau [102] ou le diamant [103]. Dans ces trois derniers cas le phénomène de métallisation est expliqué par une transition du matériau de l'état d'isolant à l'état de conducteur induite par le choc, ceci est décrit grâce à un modèle semiconducteur avec réduction de l'énergie de *gap* entre la bande de valence et la bande de conduction.

Des calculs de dynamique moléculaire ont aussi été menés en considérant du polystyrène [104] et ont permis d'obtenir des résultats assez similaires, bien que décalés par rapport aux expériences. La transition isolant-conducteur est expliquée par une décomposition chimique du polymère.

Nous comparons nos résultats avec ceux obtenus dans les différentes références traitant du polystyrène en figure 7.5

Nous observons que chaque résultat présente un écart considérable avec les autres, les nôtres sont cependant plus proches des résultats obtenus par M. Koenig [99]. Nous n'expliquerons pas ici ce désaccord, mais nous pouvons évoquer une piste de réflexion.

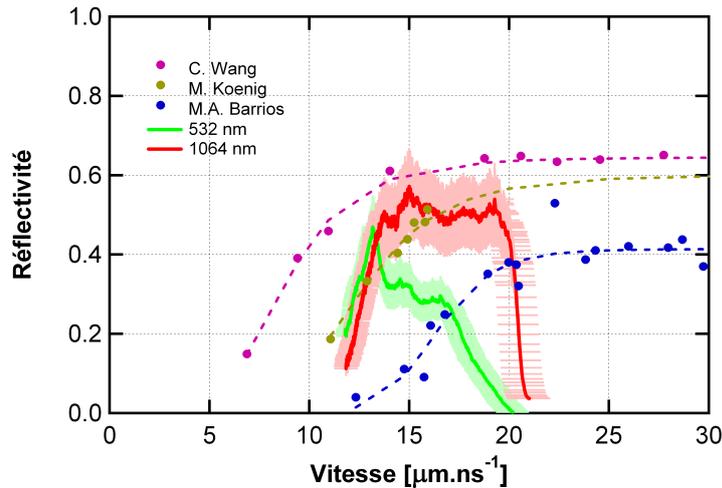


FIGURE 7.5 : Réflectivité sur le front de choc en fonction de la vitesse de choc pour les deux voies VISAR, comparaison avec les résultats expérimentaux et numériques ultérieurs obtenus avec du polystyrène : les points sont ceux donnés dans les références, les traits pointillés sont des ajustements

Nous avons en effet constaté, à travers notre campagne, l'influence que peuvent avoir les X ou électrons de quelques eV sur les propriétés optiques du polystyrène.

De façon générale, la réflectivité du choc est donnée par la formule de Fresnel

$$R = \left| \frac{\tilde{n} - n_0}{\tilde{n} + n_0} \right|^2$$

avec n_0 l'indice froid du polystyrène. L'indice complexe est déterminé à partir d'un modèle simple de type Drude⁴, et la densité électronique N_e est décrite par une distribution de Fermi-Dirac, appliquée au cas du modèle semiconducteur

$$N_e \propto \int_0^\infty \frac{\sqrt{E - E_c}}{1 + e^{(E - E_f)/(k_B T)}} dE$$

où E_f est l'énergie de Fermi, et E_c l'énergie de la plus basse bande de conduction.

L'énergie de *gap* décroît lorsque la température et la densité croissent, les distances interatomiques tendent en effet à être réduites. Mais il a été observé que des photons ou électrons de quelques dizaines d'eV peuvent décaler le niveau de Fermi [105, 106]. Ceci est expliqué par les dégradations moléculaires, le matériau peut alors voir son nombre d'électrons de conduction augmenter.

Il serait donc intéressant d'évaluer le préchauffage pour chaque expérience, afin d'estimer l'influence des irradiations sur le seuil de métallisation du choc.

4. L'indice complexe se déduit de la permittivité diélectrique complexe exprimée selon le modèle de Drude par :

$$\tilde{\epsilon} = n_0^2 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu)}$$

avec ν fréquence de collision. Ce modèle est adapté pour décrire la fonction diélectrique des métaux.

Considérons désormais la réflectivité de deux autres tirs caractéristiques en figure 7.6, soit les tirs Nominall et Tronqué1 avec profil nominal et tronqué à 10 ns.

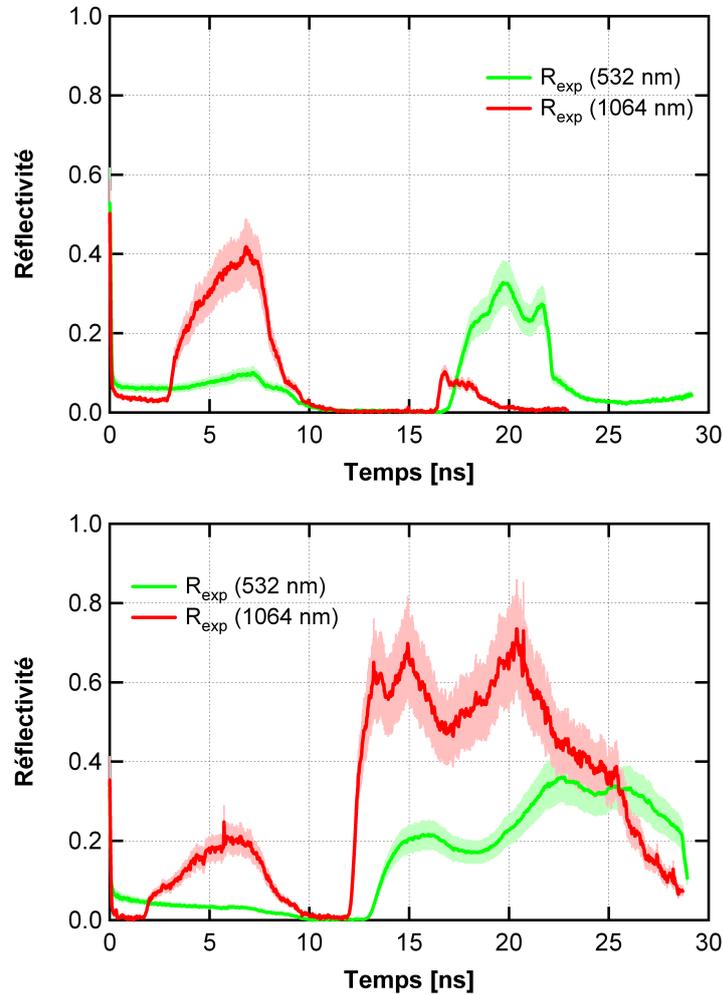


FIGURE 7.6 : Profil temporel de la réflectivité absolue des tirs Nominall (au dessus) et Tronqué1 (en dessous)

Plusieurs remarques peuvent être faites, nous commencerons par parler de la réflectivité du premier choc. Il apparaît clairement que sa réflectivité est quasi-inexistante à 2ω et moindre, avec une montée plus lente, à 1ω . Un lien peut être fait avec les vitesses de choc inférieures à celle du tir Monochoc1, on s'attend en effet à avoir des réflectivités plus faibles. A cela s'ajoute le fait que le polystyrène est aussi préchauffé devant le front de choc, ainsi l'atténuation du signal empêche d'avoir une réflectivité suffisante à 2ω pour se distinguer du bruit imposé par les franges fantômes.

En ce qui concerne la réflectivité du second choc, nous constatons que la voie 2ω est bien réfléchissante et est affectée par le chauffage de la même manière que par le préchauffage sur le cas monochoc. Nous en déduisons que la vitesse est suffisante pour que le choc soit réfléchissant, et l'atténuation provient de la sensibilité du faisceau sonde

aux variations d'indice imaginaire. Le second choc à 1ω est, quant à lui, affecté par le chauffage. Si la réflectivité semble légèrement trop élevée pour le tir Tronqué1 (à cause sans doute de l'intégration de *speckles*), elle est à l'inverse très faible pour le tir Nominal1. Cette constatation peut se faire en comparant les images VISAR 1064 nm des trois tirs avec profil nominal et de comparer le niveau des températures radiatives, plus l'éclairement de l'échantillon est important, plus la réflectivité à 1ω est faible. Nous ne décrivons pas ici ce phénomène, mais il serait intéressant d'évaluer pour chaque cas le dépôt X effectif afin d'observer l'impact que cela aurait sur la molécule. Les variations sur les pics de résonance dans la fonction diélectrique affectent probablement plus cette longueur d'onde.

Le cas monochoc a donc été étudié en particulier, et révèle grâce à des modèles simples l'influence du dépôt X dans l'échantillon sur ses propriétés optiques. Les autres cas, plus compliqués car impliquant des vitesses de premier choc plus faibles, ainsi que des niveaux de chauffage associés au second pic laser plus important, n'ont pas été étudiés plus en détail. Des calculs plus poussés ou des expériences dédiées, afin de remonter au dépôt X en fonction du temps et de sa position dans l'échantillon, et à son impact physico-chimique sur les molécules de polystyrène, permettraient de modéliser la réflectivité du choc, et sans doute de lever le désaccord entre différents résultats relatif à la métallisation du choc.

7.3 Evaluation de la température

Deux méthodes peuvent permettre de remonter à la température. La première utilise les mesures d'émission propre du choc faites à l'aide du VDC, tandis que la seconde utilise une table d'équation d'état afin de faire correspondre une température aux vitesses mesurées.

A partir du signal VDC $I(t)$, après calibration du système de mesure et en supposant un spectre planckien de corps gris, on peut exprimer la température comme [87, 107] :

$$T(t) = \frac{T_0}{\ln\left(\frac{A\epsilon(\omega,t)}{I(t)} + 1\right)} \quad (7.10)$$

Où $T_0 = 1,91$ eV est la température associée à la longueur d'onde centrale du VDC (650 nm), A est une constante de calibration du système, enfin $\epsilon(\omega,t) = 1 - R(\omega,t)$ est l'émissivité du choc, déterminée à partir des mesures de réflectivité.

La réflectivité est inconnue à 650 nm et la mesure à 2ω est affectée par le préchauffage, nous considérons donc la réflectivité à 1ω afin d'évaluer la température, d'autant que les valeurs de saturation sont proches. Nous prendrons donc une réflectivité constante à 50% durant la saturation, puis les valeurs expérimentales lors de la décroissance, nous nous affranchissons ainsi des fluctuations des mesures fortement liées aux *speckles*.

Nous pouvons aussi reprendre le calcul du coefficient d'absorption $\alpha(\omega)$ avec le même K que pour les calculs de réflectivité afin de corriger le signal, on prend ainsi en compte son éventuelle atténuation. L'expression du signal devient alors :

$$I_0(t) = I(t)e^{\int_0^d \alpha(\omega,t,z) dz} \quad (7.11)$$

On note que le facteur 2 devant l'intégrale disparaît puisque les photons émis ne traversent qu'une seule fois l'échantillon.

La figure 7.7 représente les profils de température déterminés à partir des différentes méthodes.

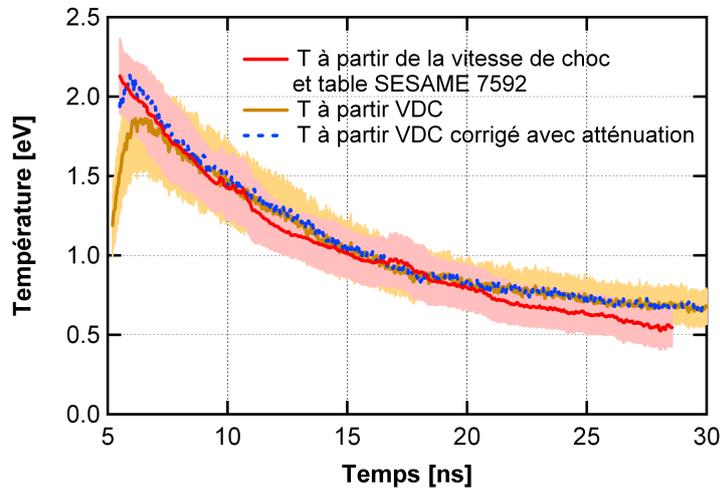


FIGURE 7.7 : Profils temporel de température du tir Monochoc1 : en rouge, à partir du profil de vitesse et de la table SESAME 7592 ; en orange trait plein, à partir de l'émission propre et de la calibration VDC ; en bleu pointillé, à partir du signal VDC recalculé en prenant l'atténuation des simulations ESTHER et le modèle de Lorentz

On s'aperçoit du bon accord entre les deux méthodes, ce qui valide encore l'utilisation de l'équation d'état SESAME 7592. L'estimation de la température à partir de la vitesse n'est pas affectée par l'atténuation, nous regardons en effet un décalage de frange indépendant de la simple absorption. Elle indique une température de 2,1 eV à la reprise du signal, la température décroît ensuite de façon monotone jusqu'à environ 0,6 eV. La mesure à partir de l'émission propre indique, par sa montée plus tardive, que le signal est absorbé. La prise en compte de l'atténuation permet de retrouver le signal donné par la vitesse, mais on doit pour cela utiliser un décalage en temps de l'ordre de 0,4 ns. Le modèle ne décrit pas forcément toute la physique, mais il permet de mettre en évidence l'influence du dépôt X sur la mesure de la température avec le VDC.

Le cas multi choc est beaucoup plus compliqué à appréhender. Le tir Tronqué1 est encore le plus évident à traiter.

Nous ignorons le taux de préchauffage devant le choc coalescé, nous pouvons dans un premier temps utiliser l'Hugoniot froide pour estimer la température à partir du profil de vitesse. Le signal VDC, quant à lui, semble ne pas être atténué de la coalescence au débouché. Nous traçons les deux profils de températures obtenus en figure 7.8

Nous nous apercevons que contrairement au premier choc, les profils de température ne sont pas similaires pour le choc coalescé. Pour tenter de les rapprocher nous pouvons, d'une part, prendre en compte un préchauffage, cela revient grossièrement à translater la courbe

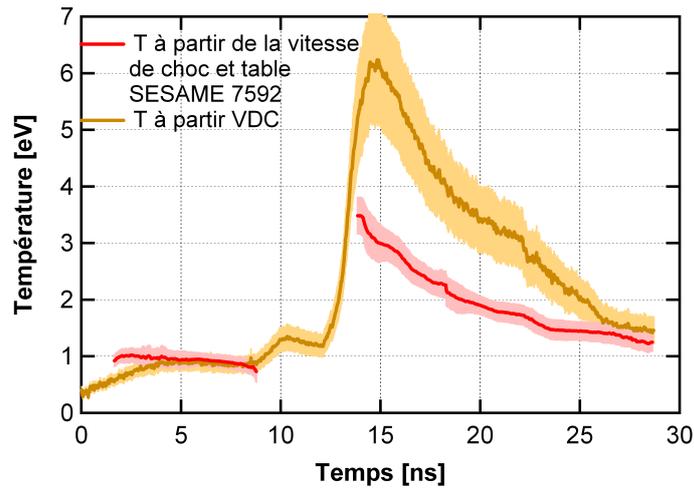


FIGURE 7.8 : Profils temporel de température du tir Tronquéel : en rouge, à partir du profil de vitesse et de la table SESAME 7592 ; en orange, à partir de l'émission propre et de la calibration VDC

déduite de l'équation d'état vers les températures plus importantes. Mais nous ne prenons pas en compte dans ce cas un éventuel gradient de préchauffage. D'autre part, le signal VDC semble ici surestimé, nous ne pouvons pas considérer une quelconque atténuation puisque cela reviendrait à augmenter encore la température. Une interprétation possible est qu'une partie préchauffée de la cible, devant le choc, émet dans la gamme du visible concernée par le VDC, nous aurions dès lors un signal plus important que celui émis simplement par le choc.

Les mesures de températures exigeraient des études approfondies en ce qui concerne les cas multi-chocs. Nous avons tout de même obtenu, pour le premier choc, des températures cohérentes en utilisant les signaux VISAR et VDC. L'utilisation de l'équation d'état SESAME 7592 dans les simulations n'est pas contredite.

Troisième partie

Expérience d'allumage par choc

Chapitre 8

Configuration expérimentale

8.1 L'installation laser : le LULI2000

Le LULI (Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses), laboratoire de l'Ecole Polytechnique en co-tutelle (Ecole Polytechnique, CEA, CNRS et Université Pierre et Marie Curie) possède sous le nom de LULI2000 une installation laser qui comporte deux faisceaux kiloJoule.

La campagne a utilisé la configuration dite "Nano 2000" du laser, pour laquelle les deux faisceaux permettent chacun de produire une énergie de l'ordre de 1 kJ dans une gamme nanoseconde. Les deux chaînes (longues de 45 m), totalement indépendantes, reposent sur le principe d'amplification en ligne [108]. Nous présentons en figure 8.1 le schéma d'une des chaînes d'amplification.

Le laser injecté en entrée de la chaîne est caractérisé par une impulsion de durée 1 ns à une longueur d'onde de 1053 nm, transportant une énergie de 4 mJ dans un diamètre de 35 mm. La chaîne comprend ensuite cinq étages d'amplification séparés par des filtrages spatiaux qui adaptent la taille du faisceau aux dimensions des différents amplificateurs, en plus de le lisser spatialement ; l'amplification en ligne signifie qu'il n'y a pas de double passage dans les étages d'amplification. En sortie de chaîne, le faisceau a un diamètre de 208 mm, et peut véhiculer une énergie allant jusqu'à 1 kJ à 1ω (1053 nm).

Dans le cadre de notre expérience [109] les faisceaux sont doublés en fréquence par un cristal KDP, la longueur d'onde devient alors $\lambda_{2\omega} = 527$ nm. Notons de plus que la salle d'expérience utilisée (salle n° 2) présente l'avantage de permettre le tir des deux faisceaux avec un angle de seulement 10° , donc de manière relativement colinéaire.

8.2 Principe et dimensionnement de l'expérience

L'expérience que nous avons réalisée met en jeu deux chocs plans successifs dans une cible plane, générés en attaque directe. La première impulsion laser a pour objectif de comprimer la cible et d'initier un préplasma, tandis que la seconde impulsion, le *spike* plus

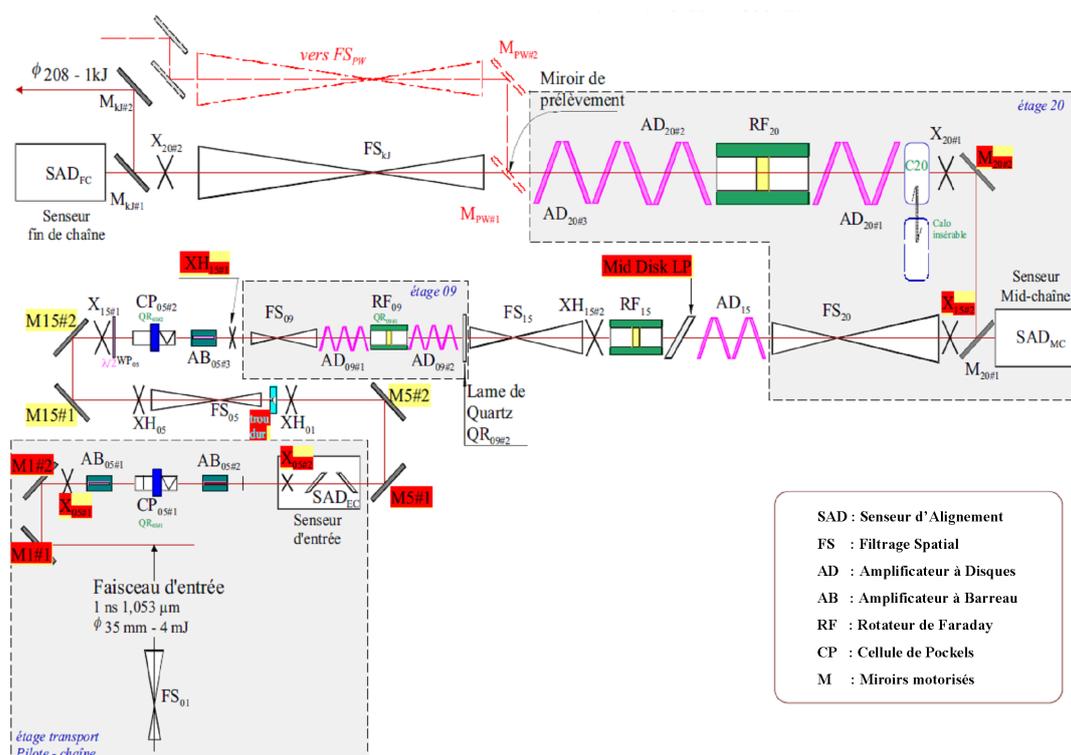


FIGURE 8.1 : Schéma d'une des deux chaînes d'amplification LULI 2000 (tiré de la référence [108])

élevé en intensité, lance un choc fort qui s'apparente au choc d'allumage. On étudie d'un côté les instabilités paramétriques associées au *spike*, de l'autre la dynamique des chocs.

Nous présenterons d'abord le principe expérimental puis nous décrirons brièvement les diagnostics utilisés.

8.2.1 Principe expérimental

Comme nous venons de le voir, nous cherchons à produire un *spike* d'intensité laser élevée et à générer ainsi un choc fort à travers un plasma préformé par le premier choc dit de compression. Nous utilisons les deux chaînes du LULI2000, l'une consacrée au faisceau de compression et l'autre au *spike*. Nous donnons un schéma synthétique de la configuration expérimentale en figure 8.2.

Les mesures utiles à l'expérience se séparent donc entre :

- la rétrodiffusion dans le plasma préformé ;
- les mesures vélocimétriques (VISAR et émission propre) ;
- la détection des électrons chauds.

Notons en outre l'utilisation d'un repère temporel (*fiducial*) sur deux diagnostics afin d'obtenir un marquage temporel, ce *fiducial* provenant d'un prélèvement au niveau du pilote, converti à 2ω .

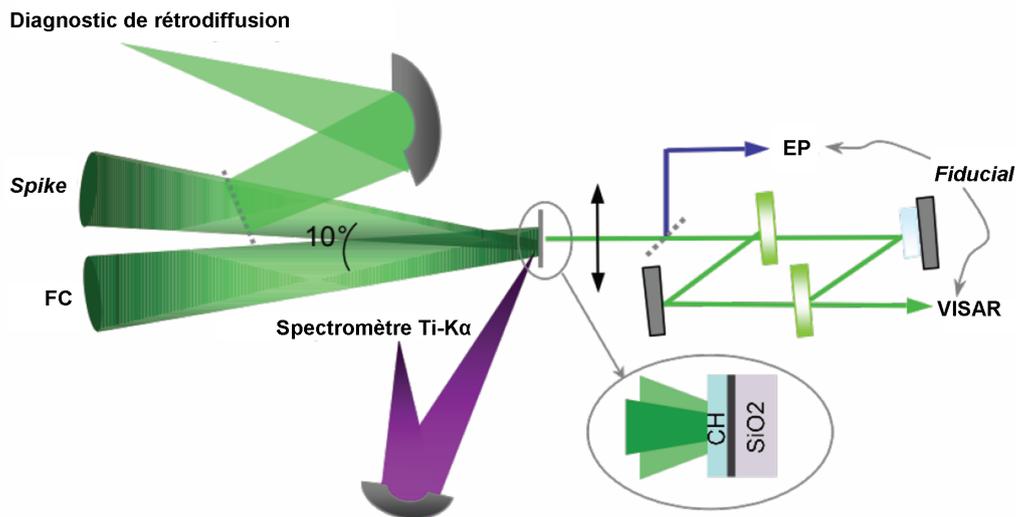


FIGURE 8.2 : Configuration expérimentale de la campagne d'allumage par choc LULI - 2010 ; FC le Faisceau de Compression et EP l'Emission Propre de la face arrière de la cible

Nous présentons maintenant séparément les conditions laser et la cible.

8.2.1.1 Les conditions laser

Nous disposons de deux chaînes laser identiques pour initier les deux chocs. Le premier, le choc de compression, est beaucoup plus faible que le second. On rappelle que les deux faisceaux sont écartés d'un angle de 10° et que la pulsation initiale est doublée.

Les deux impulsions choisies sont de même forme, carrées, et durent chacune 2 ns. On joue sur l'intensité grâce à la focalisation, on obtient ainsi respectivement, avec une tache focale circulaire de $400 \mu\text{m}$ de diamètre pour le faisceau de compression et $100 \mu\text{m}$ pour le *spike*, des intensités prévues au foyer dans le vide de $\approx 7 \cdot 10^{13}$ et d'environ $10^{15} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$. Ces impulsions sont représentées schématiquement en figure 8.3.

Durant la campagne, le paramètre Δt , intervalle entre le début de la première impulsion et le début du *spike*, a varié entre 1 et 2 ns. L'objectif était d'observer l'influence de ce paramètre sur l'observation du choc lié au *spike*. Il va de soi que durant l'intervalle de temps $(2 - \Delta t)$ ns l'intensité sur cible est la somme des intensités des deux faisceaux.

8.2.1.2 Les cibles

Les cibles, planes, ont été dimensionnées à l'aide du code hydrodynamique 1D CHIC [110]. Elles sont constituées de trois matériaux comme nous pouvons l'observer sur le zoom en figure 8.2 :

- en face avant de la cible (côté laser), une épaisseur de $50 \mu\text{m}$ de CH sert d'ablateur afin d'initier le choc en réduisant la production de rayonnement X associée à l'absorption

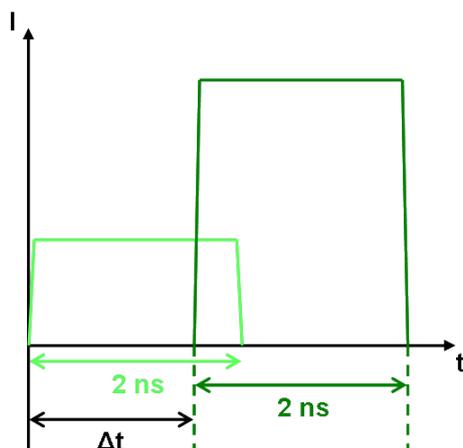


FIGURE 8.3 : Impulsions types, carrées de durée 2 ns, dont le début est décalé d'un intervalle Δt , en vert clair impulsion du faisceau de compression, en vert foncé impulsion du *spike*

du laser ;

- vient ensuite une épaisseur de $10 \mu\text{m}$ de titane (Ti) qui a un double usage, arrêter le rayonnement X produit par le plasma coronal, et permettre la détection des éventuels électrons chauds générés par les instabilités paramétriques grâce à son émission $K\alpha$;
- enfin une fenêtre de $250 \mu\text{m}$ de quartz- α (SiO_2) permet d'observer la propagation du ou des chocs, sa face arrière est recouverte d'un traitement antireflet afin de minimiser les franges fantômes sur les interférogrammes VISAR.

L'épaisseur des cibles a été dimensionnée pour permettre d'observer la coalescence des deux chocs dans le quartz. Nous souhaitons en effet voir le premier choc déboucher de la couche de titane dans la fenêtre de quartz, avant que ce dernier ne soit rejoint par le choc fort associé au *spike*. L'intervalle Δt entre les deux faisceaux doit permettre de faire varier la coalescence en temps et donc sa position dans la cible.

8.2.2 Les systèmes de mesure

L'ensemble des diagnostics mis en œuvre est présenté en figure 8.2. On distingue deux types de diagnostics : ceux relatifs aux instabilités paramétriques, puis les diagnostics vélocimétriques.

8.2.2.1 Les diagnostics d'instabilités paramétriques

Nous distinguons dans les diagnostics associés aux instabilités paramétriques, les mesures de rétrodiffusion et la détection de la présence d'électrons chauds.

8.2.2.1.1 Mesure de la rétrodiffusion du *spike* à 2ω

Afin de mesurer les réflectivités en énergie laser associées aux instabilités Brillouin et Raman, nous prélevons une partie du faisceau *spike* rétrodiffusé grâce à une lame prismatique. Un miroir sphérique permet de focaliser ce faisceau, qui est envoyé à deux diodes rapides reliées à un oscilloscope (8 GHz) et à un spectromètre associé à une caméra à balayage de fente :

- Les mesures de réflectivités SBS et SRS sont mesurées à l'aide de diodes rapides reliées à des oscilloscopes, ces diodes prélèvent le signal dans la gamme 527 ± 5 nm pour le Brillouin et $570 - 1000$ nm pour le Raman.
- Les mesures de spectre SBS résolu en temps sont réalisées grâce à un spectromètre à réseau associé à une caméra à balayage de fente qui observe le signal dans une gamme de 527 ± 10 nm.

8.2.2.1.2 Détection des électrons chauds

La détection des électrons rapides, éventuellement produits par les instabilités Raman, fait intervenir la fluorescence $K\alpha$ du titane. Un spectromètre à cristal de Bragg a été utilisé dans une configuration de type Von-Hamos afin de mesurer l'émission Ti- $K\alpha$ produite par ces électrons.

Nous n'entrerons pas dans les détails du diagnostic, en effet les résultats expérimentaux étaient noyés dans le bruit.

8.2.2 Les diagnostics vélocimétriques

Les diagnostics vélocimétriques sont de même type que ceux utilisés sur la LIL et dont nous avons longuement parlé au chapitre 5, il s'agit des deux diagnostics en face arrière, VISAR et émission propre résolue en temps.

8.2.2.2.1 VISAR

Le VISAR permet de remonter aux profils de vitesse de choc, et, le cas échéant, d'observer la coalescence entre les deux chocs.

Bien évidemment deux VISAR de sensibilités différentes sont utilisés, chacun faisant intervenir le même faisceau sonde *Quantaray* à une longueur d'onde de 532 nm. On joue sur l'épaisseur de l'étalon constitué de silice fondue pour faire varier la vitesse par frange. Les caméras à balayage de fente utilisées pour chacune des voies sont aussi différentes, et l'on choisit la plus sensible pour le VISAR de vitesse par frange la plus faible. On distinguera donc la voie 1, plus sensible, de la voie 2. On donne au tableau 8.1 les valeurs des VpF de chaque voie en l'absence de fenêtre (VpF_0) et dans le quartz (VpF_{Quartz})¹.

Le repère temporel est appliqué au VISAR, en fait à une seule des caméras, celle de la voie 1 dans notre cas. Le *fiducial* est un laser de faible énergie, d'impulsion carrée de 2 ns et converti à 2ω , synchronisé sur la déclenche du faisceau de compression. Envoyé sur une

1. On précise que l'indice de réfraction du quartz- α à la longueur d'onde 532 nm est $n_{Quartz} = 1,544$

	Voie 1	Voie 2
e [mm]	2,06	0,86
VpF_0 [$\text{km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{frange}^{-1}$]	24,17	57,90
VpF_{Quartz} [$\text{km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{frange}^{-1}$]	15,66	37,51

TABLE 8.1 : Valeurs des vitesses par franges des deux voies VISAR pour l'expérience Allumage par choc - LULI 2010

caméra à balayage de fente, il permet après calibration de déterminer le temps initial t_0 correspondant au début de l'impulsion du faisceau de compression.

8.2.2.2.2 Emission propre

La mesure d'émission propre résolue en temps s'apparente au système VDC de la LIL décrit précédemment. L'émission propre du choc est mesurée à l'aide d'un ensemble CBF-CCD dans une gamme de longueur d'onde $\Delta\lambda = 40$ nm centrée sur la valeur $\lambda = 450$ nm.

Le *fiducial*, divisé en deux parties, est injecté, comme pour les VISAR, sur la caméra d'émission propre afin d'estimer le temps initial sur l'image.

Chapitre 9

Résultats et simulations

9.1 L'interaction laser-plasma

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, les mesures relatives à l'interaction laser-plasma, donc aux instabilités paramétriques, correspondent d'une part à l'observation de la rétrodiffusion, d'autre part à la détection des électrons chauds.

9.1.1 Mesures de la rétrodiffusion

L'essentiel des mesures effectuées concerne la réflectivité dans le cône de focalisation du plasma préformé pendant le *spike*. Celle-ci est évaluée à partir des mesures de rétrodiffusion Brillouin et Raman. La figure 9.1 donne ces réflectivités en fonction du paramètre de délai Δt .

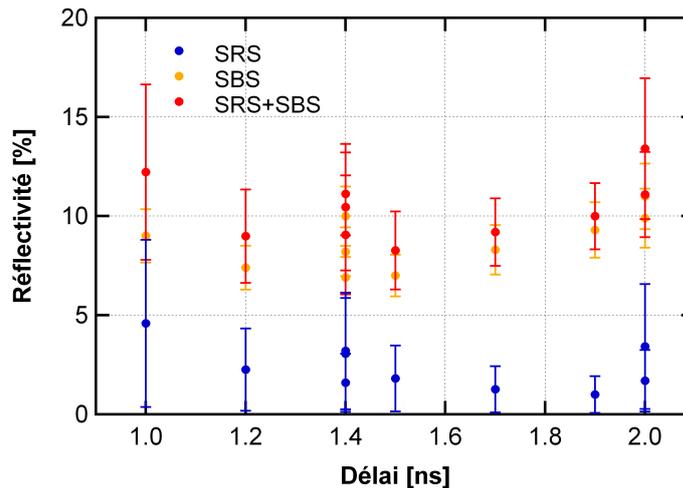


FIGURE 9.1 : Réflectivité du *spike* dans le cône de focalisation en fonction du délai entre le faisceau de compression et le *spike*, pour les instabilités Raman et Brillouin (Source [111])

On remarque que les réflectivités ne présentent pas de tendance marquée en fonction du délai, la partie liée à la rétrodiffusion Raman est la plus faible, en dessous de 5%, tandis

que celle relative à la rétrodiffusion Brillouin reste entre 7 et 11%. Ceci équivaut à une réflectivité globale entre 10 et 15%.

La rétrodiffusion à 2ω est donc relativement faible, elle devra être prise en compte dans les simulations numériques afin de définir l'énergie effectivement déposée dans la cible.

9.1.2 Détection des électrons chauds

Comme nous l'avons évoqué au chapitre précédent, le spectromètre Van Hamos n'a pas permis de détecter des électrons chauds, le signal mesuré étant noyé dans le bruit.

Cette absence d'électrons chauds est cohérente avec les faibles valeurs de rétrodiffusion Raman mesurées. Ceci permet d'estimer que l'on a un bon couplage de l'énergie laser dans le plasma préformé. De plus nous pouvons négliger un préchauffage par des électrons chauds.

Les mesures d'interaction laser-plasma semblent indiquer qu'elles ne perturbent pas spécialement la création des chocs. Nous devons considérer les pertes énergétiques qui y sont associées, par le biais des rétrodiffusions, mais nous ne prenons en compte aucune perturbation en face arrière de la cible, par des électrons chauds par exemple.

9.2 La chronométrie

Dans le cadre de cette thèse, l'accent est mis sur la chronométrie des chocs, et donc sur les résultats des diagnostics VISAR et d'émission propre. Nous ne décrirons pas l'ensemble des tirs de la campagne, mais nous ne considérerons réellement qu'un tir représentatif, utile à la simulation et à la compréhension des phénomènes observés.

Nous décrirons d'abord les images expérimentales du tir avec délai 1,7 ns et l'analyse que l'on peut en faire, puis nous comparerons ces résultats expérimentaux aux simulations numériques 2D, et nous traiterons enfin du phénomène d'opacification observé sur d'autres tirs dont le délai est inférieur à 1,5 ns.

9.2.1 Analyse vélocimétrique et estimation de la température de choc

Comme nous l'avons expliqué au chapitre précédent, nous avons fait varier d'un tir à l'autre le délai Δt entre le faisceau de compression et le *spike*. Le tir le plus représentatif de la campagne est le tir qui correspond à un délai $\Delta t = 1,7$ ns. L'énergie laser contenue dans le faisceau de compression est évaluée à 252 J tandis que celle contenue dans le *spike* est évaluée à 278 J, ce qui équivaut à une intensité sur cible d'environ $7 \cdot 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ et $1,1 \cdot 10^{15} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ au foyer dans le vide. Les images issues des diagnostics VISAR et d'émission propre pour ce tir sont présentées en figure 9.2.

Précisons dans un premier temps que le temps croît de bas en haut sur les images, les fenêtres temporelles sont respectivement de 11 ns, 10,9 ns et 9,7 ns pour le VISAR 1, le VISAR 2 et l'émission propre. Les fenêtres spatiales sont d'environ 1 mm pour l'émission

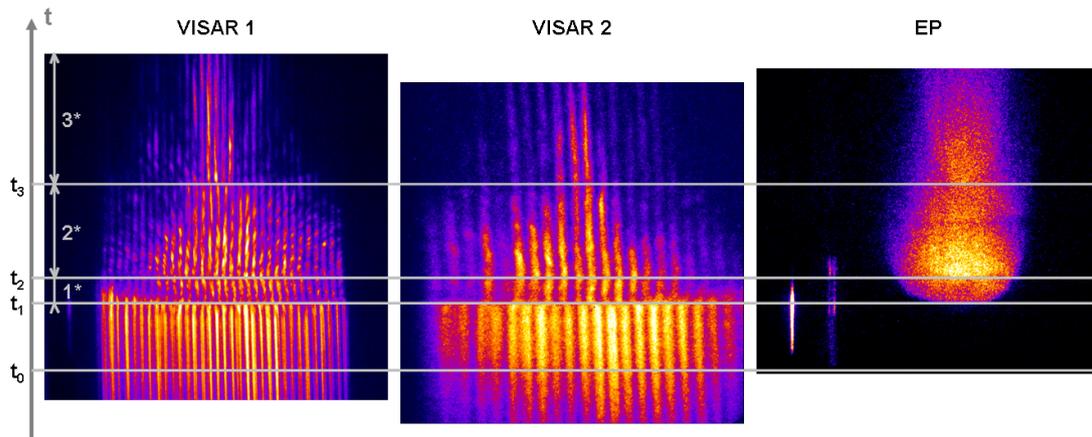


FIGURE 9.2 : Interférogrammes des deux voies VISAR et image de l'émission propre (EP) pour le tir à $\Delta t = 1,7$ ns ; on observe le débouché du premier choc à l'interface titane-quartz au temps t_1 , on suit la dynamique de ce choc en (1*) jusqu'à la coalescence avec le second choc au temps t_2 , on suit ensuite le choc coalescé en (2*) jusqu'à une seconde coalescence au temps t_3 , ce choc se propage en (3*) sans que l'on n'en observe le débouché

propre, et d'environ $500 \mu\text{m}$ pour les VISAR. Le recalage temporel des images est réalisé grâce au fiducial sur le VISAR 1 et l'émission propre. On en déduit le temps initial t_0 considéré comme le début d'impulsion du faisceau de compression. On recalc ensuite le second interférogramme à partir d'un phénomène apparaissant clairement sur les deux images, ici le débouché du premier choc.

Nous distinguons trois zones sur les images, la première (1*) permet de suivre la dynamique du premier choc, généré par le faisceau de compression, depuis son débouché à l'interface titane-quartz au temps $t_1 = 2,08 \pm 0,05$ ns, jusqu'à la coalescence avec le second choc plus rapide, généré par le *spike*, au temps $t_2 = 2,88 \pm 0,08$ ns. La seconde zone permet de suivre la dynamique du choc coalescé de t_2 à $t_3 = 5,8 \pm 0,2$ ns. Au temps t_3 intervient un troisième phénomène caractérisé par un saut de franges (ce phénomène sera explicité à la prochaine section). Nous n'observons pas en (3*) le débouché du choc en face arrière de la fenêtre.

Spatialement, nous remarquons au débouché de l'interface titane-quartz la quasi-planéité du premier choc sur $\approx 250 \mu\text{m}$ des $400 \mu\text{m}$ de la tache focale du faisceau de compression, ceci se présente par la courbure du débouché sur les bords de l'image. En effet, au fur et à mesure que l'on s'éloigne du centre de la tache focale le choc est plus lent et débouche donc plus tardivement. Après la coalescence, on note la perte de réflectivité sur les franges extérieures aux $100 \mu\text{m}$ de la tache focale du *spike*, ceci étant dû à la chute de vitesse en deçà du seuil de réflectivité du quartz¹. Après la seconde coalescence le signal n'est observable que sur environ $60 \mu\text{m}$.

1. Le seuil de vitesse à partir duquel le choc devient très peu réfléchissant ($R < 0,05$) est évalué expérimentalement à $13 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ [83]

On remonte, grâce aux deux interférogrammes, aux vitesses de choc. Les profils de vitesse apparaissent en figure 9.3. Ces profils sont associés au profil temporel déduit de l'image d'émission propre.

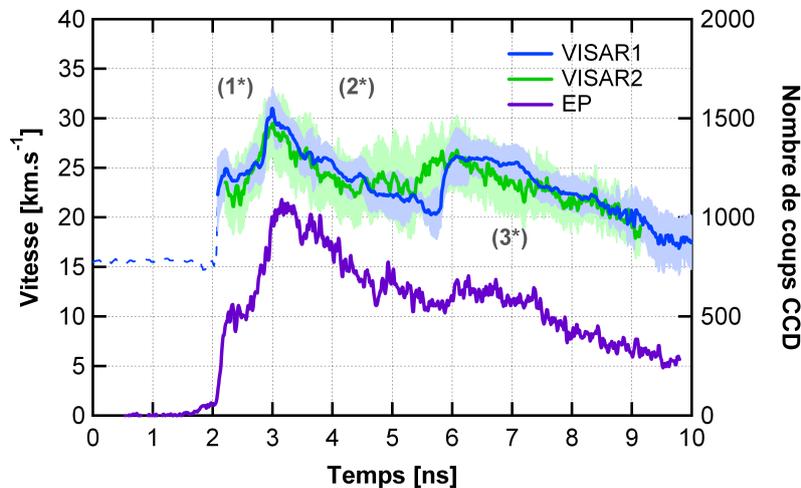


FIGURE 9.3 : Profils de vitesse déduits des deux interférogrammes VISAR, et profil temporel d'émission propre (EP)

On remarque que le profil de vitesse déduit de l'interférogramme issu de la voie 2 est moins précis que l'autre, ceci étant lié d'une part à l'épaisseur de l'étalon, et d'autre part au nombre de franges exploitables et de leur mauvaise qualité. Par la suite, nous ne considérerons que le profil tiré de la voie 1. Les barres d'erreur associées à ces profils de vitesse sont estimées lors de l'analyse de la même manière que précédemment (voir chapitre 6). On obtient une incertitude relative moyenne de 8,5% pour le VISAR 1 et de 12,9% pour le VISAR 2.

On retrouve les trois zones énoncées plus haut, les vitesses décroissent globalement après un saut relatif aux trois événements que nous avons décrits. Ainsi nous avons une vitesse de premier choc au débouché du titane de $25 \pm 2 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, de $30 \pm 2 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ à la coalescence et une vitesse estimée à $26 \pm 2 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ lors de la seconde coalescence. On ajoute à cela le fait que l'on observe bien simultanément des pics d'émission relatifs aux trois événements, pics suivis d'une décroissance de l'émission propre des chocs.

En l'absence de calibration du diagnostic d'émission propre, nous ne pouvons pas déduire de température à partir de l'image. Nous utilisons alors le profil de vitesse pour estimer, grâce à des données expérimentales sur le quartz [83], la température de choc. En effet ces mesures réalisées sur le quartz par P.M. Celliers permettent d'obtenir une courbe ajustée de la température en fonction de la vitesse de choc dans le quartz, la déviation standard de cet ajustement permet d'établir les barres d'erreur. Nous présentons en figure 9.4 le profil de température évalué.

Nous obtenons en parallèle des températures de $5,5 \pm 2,1 \text{ eV}$ au débouché du premier choc (1*), de $9,7 \pm 3,3 \text{ eV}$ à la coalescence (2*) et de $6,3 \pm 2,6 \text{ eV}$ au second saut de

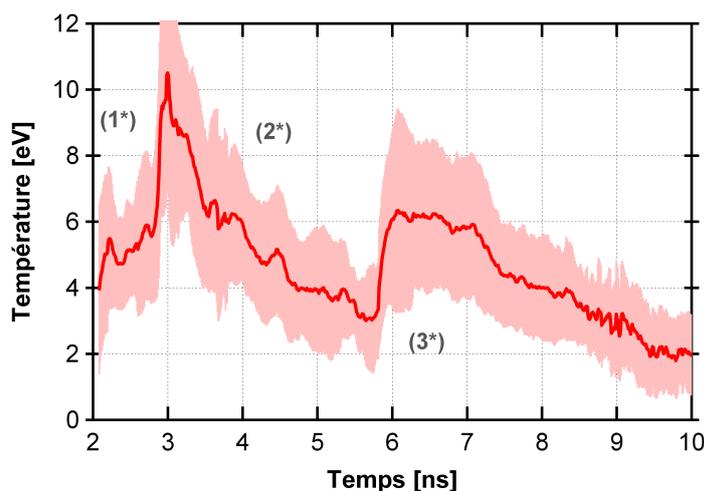


FIGURE 9.4 : Profil de température évalué à partir de la vitesse de choc pour le tir à $\Delta t = 1,7$ ns

vitesse (3*).

9.2.2 Comparaison avec les simulations numériques

En parallèle de la campagne expérimentale, des calculs numériques ont été menés, à l'aide du code 2D FCI2. Comparons les résultats expérimentaux aux résultats tirés de ces simulations.

Afin de recalibrer le code et d'obtenir des temps caractéristiques et des niveaux de vitesses cohérents avec l'expérience, il a été nécessaire de considérer la dimension spatiale du choc, ce qui n'aurait pas été possible avec un code mono-dimensionnel. Cette dimension correspond naturellement à la forme de la tache focale, difficile à estimer à partir des prises d'images, vu sa grande focalisation. Dès lors on se sert d'un tir monochoc avec uniquement le faisceau *spike* pour retrouver numériquement une tache focale permettant de recalibrer spatialement les temps de débouché du choc à l'interface titane-quartz. On représente en figure 9.5 la comparaison du temps caractéristique mesuré expérimentalement et celui recalibré par la simulation, avec le profil de tache focale calculé qui permet cet ajustement.

On remarque que la tache focale présente un pic important d'environ $2,4 \cdot 10^{15} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$.

Le tir présenté précédemment ($\Delta t = 1,7$ ns) a été particulièrement étudié, et l'on a une courbe du profil temporel des vitesses simulées, que l'on compare en figure 9.6 au profil issu de la voie 2 du VISAR, déjà montré précédemment. La simulation prend en compte les dimensions de la cible réelle, ainsi que la correction de l'énergie grâce aux mesures de rétrodiffusion.

On remarque que les vitesses de premier choc et de choc coalescé sont surestimées dans la simulation, mais restent proches des barres d'incertitude expérimentale. On note

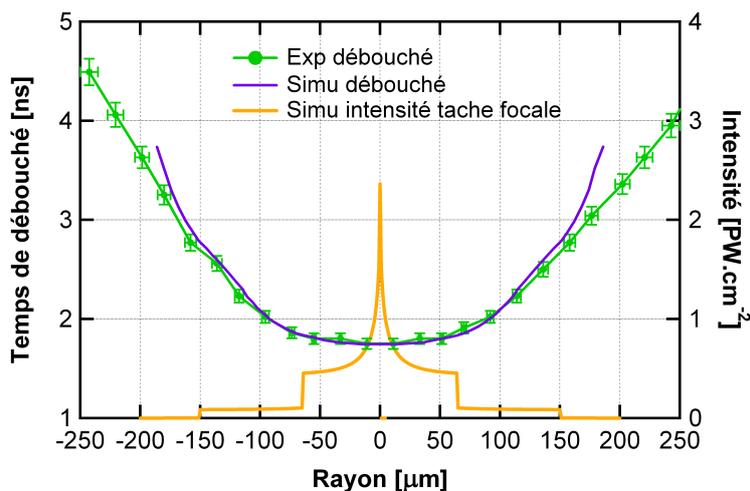


FIGURE 9.5 : Comparaison entre les mesures expérimentales (vert) et les calculs numériques (violet) du temps de débouché à l’interface titane-quartz en fonction du rayon de la tache focale pour le tir avec choc simple initié par le faisceau *spike* ; le profil de tache focale calculé apparaît en orange

par ailleurs un décalage temporel des temps caractéristiques. On donne les valeurs des temps caractéristiques et des vitesses de choc pour l’expérience et la simulation dans le tableau 9.1.

	t_{Exp} [ns]	t_{Simu} [ns]	V_{Exp} [km · s ⁻¹]	V_{Simu} [km · s ⁻¹]
t_1	$2,08 \pm 0,05$	2	$24,9 \pm 1,9$	27
t_2	$2,88 \pm 0,08$	2,7	$30,1 \pm 1,9$	33
t_3	$5,8 \pm 0,2$	4	26 ± 2	36

TABLE 9.1 : Temps caractéristiques et vitesses de choc associées pour le cas $\Delta t=1,7$ ns, pour les mesures expérimentales et le calcul numérique ; on prend le soin de rappeler que les temps t_1 , t_2 et t_3 correspondent respectivement au débouché du premier choc, à la première coalescence et à la seconde coalescence

Les différents événements sont effectivement de plus en plus en avance, ceci étant dû principalement pour le débouché et la coalescence à la surestimation des vitesses. Le troisième événement, que l’on associe à une seconde coalescence, est quant à lui mal évalué par la simulation, elle prédit seulement l’existence de cet événement.

La simulation permet toutefois d’apporter une explication physique à ce troisième événement, et de justifier la dénomination de “seconde coalescence”. Nous présentons en figure 9.7 une cartographie simulée de la pression pour ce tir, selon le temps et la position dans la cible.

On remarque clairement le débouché du premier choc du titane dans le quartz, celui-ci est ensuite rattrapé par le second choc plus rapide qui coalesce avec lui. Les pressions au niveau du front de choc passent de la dizaine de mégabars au débouché à la vingtaine à la

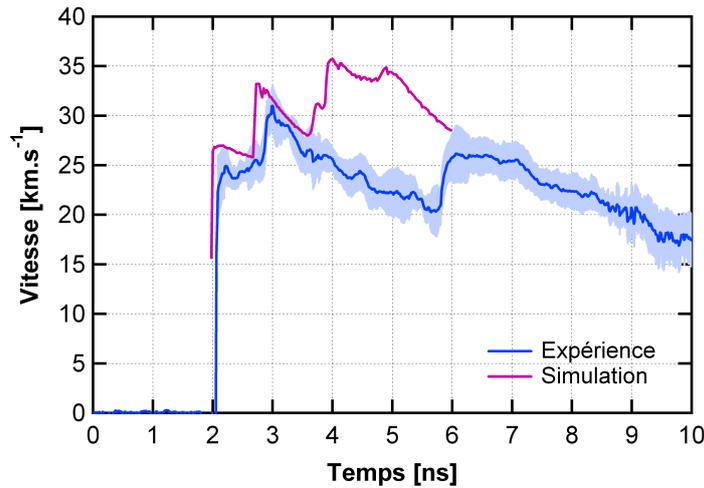


FIGURE 9.6 : Comparaison entre les profils de vitesse expérimentaux et simulés du tir à $\Delta t=1,7$ ns

coalescence. On remarque qu'un troisième choc est initié moins d'une nanoseconde après celui correspondant au *spike*. Ce troisième événement provoque une seconde coalescence qui semble correspondre à celle que l'on observe effectivement sur les images expérimentales.

Ce troisième choc a été étudié d'un point de vue numérique [112], et serait initié (sur les simulations) à la fin de la première impulsion laser, tandis que le *spike* est maintenu et comprime toujours la cible. L'hypothèse retenue est que des ondes de compressions soient créées derrière le front du second choc par les réflexions successives des premier et deuxième chocs aux interfaces. L'onde de raréfaction causée par l'extinction du faisceau de compression contribuerait à accélérer les chocs réfléchis et donc le "troisième choc". Ce dernier finit par rattraper le choc coalescé. Ce troisième phénomène semble être, dans les calculs, directement lié à la durée du *spike*, il n'apparaît pas en dessous d'une valeur seuil estimée à 700 ps (dans le cas du délai de 1,7 ns), ce qui pourrait justifier le fait qu'il ne soit pas observé dans les expériences similaires de W. Theobald [113, 114], vu la faible durée du plateau sur le *spike* (≈ 500 ps).

Les tirs exploitables ont permis de remonter aux temps caractéristiques, que l'on peut comparer aux différentes simulations faisant intervenir différents délais Δt . On présente ces résultats en figure 9.8.

Il apparaît clairement que la simulation rapporte de manière correcte les temps de débouché du premier choc et de coalescence. Le débouché est d'ailleurs relativement constant et ne dépend que de l'énergie du faisceau de compression. Le temps de coalescence augmente de manière constante pour un délai variant de 1 à 1,7 ns, puis plus rapidement de 1,7 à 2 ns. On relève l'absence d'observation de coalescence "expérimentale" pour $\Delta t < 1,4$ ns. Ceci s'explique dans le cas $\Delta t = 1$ ns par le fait qu'elle a lieu dans le titane, donc avant le débouché, on ne peut alors pas l'observer. Toutefois l'absence d'observation de coalescence pour le tir à $\Delta t = 1,2$ ns vient du fait que la fenêtre de quartz est alors opaque, nous

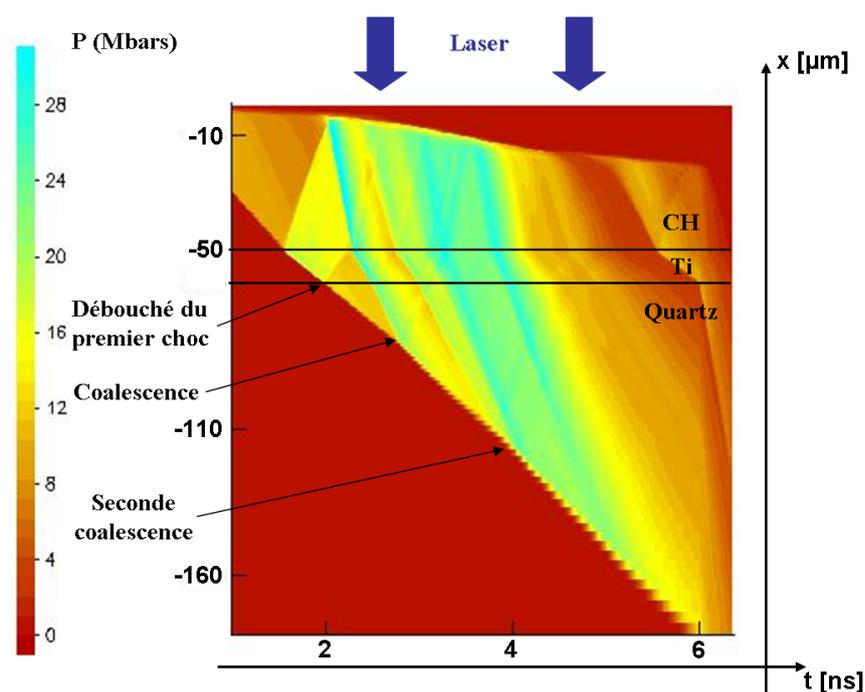


FIGURE 9.7 : Cartographie (x,t) de la pression simulée pour le tir à $\Delta t=1,7$ ns (source [112])

explicitons cela à la prochaine section. En ce qui concerne le troisième événement, on remarque qu'il est mal décrit par la simulation. Nous n'expliquons pas cette différence actuellement, de nombreux paramètres sont impliqués dans la simulation, peut-être les allers retour des ondes réfléchies aux interfaces sont mal décrites à ce niveau de pression par l'équation d'état, mais peut-être aussi que la définition numérique des taches focales et impulsions lasers ne permettent pas de décrire ce phénomène avec une bonne précision.

9.2.3 Phénomène d'opacification

Nous avons constaté expérimentalement un phénomène d'opacification pour les tirs dont le délai était inférieur ou égal à 1,5 ns. Nous montrons en figure 9.9 le cas le plus flagrant sur les images VISAR et EP, il correspond au délai $\Delta t = 1$ ns.

On remarque que la zone opaque, très localisée, correspond à la dimension de la tache focale du spike, les franges disparaissent brutalement sur le titane et on voit apparaître des franges fantômes² sur l'interface quartz-vide. La récupération du signal se fait plus tardivement au centre, ceci est justifié par le pic central d'intensité sur la tache focale, qui amplifie le phénomène au même titre que la vitesse de choc. On observe le débouché du premier choc sur les côtés de la zone opaque, celui-ci n'est pas suivi de franges, ce qui semble être dû à une trop faible vitesse, le premier choc n'est pas assez rapide sur les bords

2. Nous n'en avons pas fait mention jusqu'alors, mais ces franges paraissent clairement en arrière plan des interférogrammes, malgré le traitement antireflet de la cible.

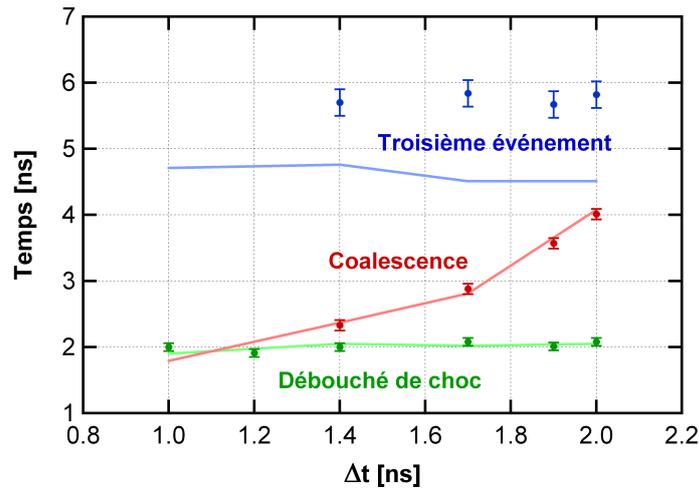


FIGURE 9.8 : Temps caractéristiques des trois événements observés en fonction du délai Δt entre le faisceau de compression et le *spike*, les points avec les barres d'erreur correspondent aux mesures expérimentales, les traits pleins aux résultats des simulations numériques relatives aux mêmes tirs

pour être réfléchissant. Le choc qui débouche de la zone opaque est, selon les simulations, le choc coalescé, on le suit sans en observer le débouché. Aucun saut de franges ultérieur n'apparaît, ce qui semble confirmer que la coalescence avec le second choc a déjà eu lieu, et qu'aucun troisième choc ne se propage.

Ce phénomène d'opacification du quartz a déjà été observé sur d'autres expériences de chronométrie de choc [113] sans avoir été expliqué. Dans notre cas la simulation numérique suggère une explication plausible de la physique mise en jeu.

La figure 9.10 révèle les profils de température électronique du quartz à l'interface avec le titane et permettent de mettre en évidence le lien entre le délai Δt et le préchauffage.

En effet, nous observons un préchauffage conséquent de plus de 0,1 eV pour un délai subnanoseconde avant le débouché du premier choc, tandis que pour un délai de 1,7 ns le préchauffage est à peine perceptible. Ce préchauffage est concomitant au *spike*, il lui est donc lié, au niveau des calculs numériques du moins.

Dans les simulations ce préchauffage est issu du rayonnement X produit au niveau de la couronne du plasma de détente lors de l'attaque directe. Ce rayonnement se déposerait dans le quartz, en aval du titane sur une zone très locale. Deux cas sont à envisager :

- pour $\Delta t < 1,5$ ns, le premier choc n'a pas encore débouché du titane lorsque le rayonnement X se dépose dans le quartz, le choc (coalescé ou non) débouche donc dans du quartz opaque. Nous observons donc la sortie du choc coalescé de la zone opaque.
- Pour $\Delta t > 1,5$ ns, le premier choc débouche du titane, les X ne se déposent pas en aval du choc, ou pas assez pour opacifier le quartz. Nous observons alors la coalescence.

Nous représentons cela de manière schématique en figure 9.11.

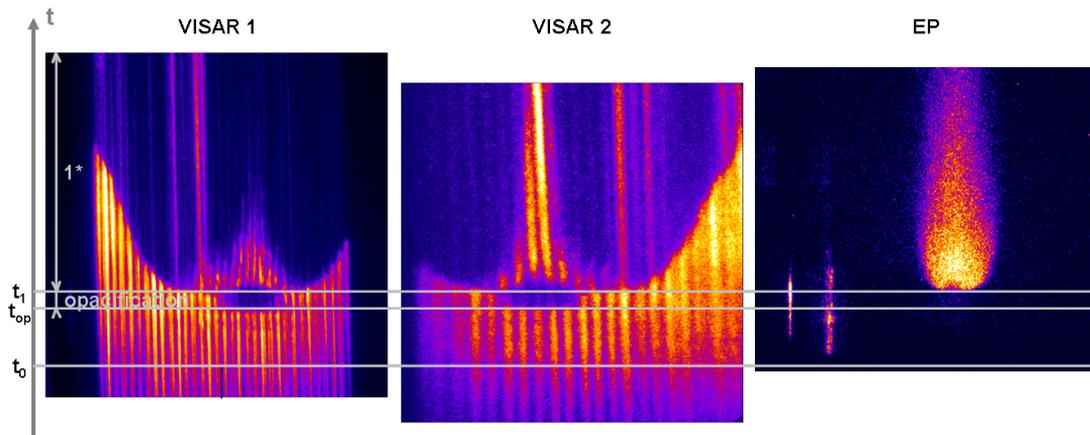


FIGURE 9.9 : Interférogrammes des deux voies VISAR et image de l'émission propre (EP) pour le t_i avec $\Delta t = 1$ ns ; on observe une zone localisée d'opacification avant le débouché d'un choc à partir de t_{op} , le débouché du choc à l'interface titane-quartz se fait au temps t_1

On peut noter, qu'expérimentalement plus on augmente le délai entre le *spike* et le faisceau de compression (entre 1 et 1,5 ns) et plus l'opacification est brève, ce qui est cohérent avec la réduction progressive du préchauffage.

Nous avons donc observé expérimentalement la coalescence des deux chocs avec un suivi de la dynamique du premier comme du choc coalescé. Nous avons de plus, mis en évidence l'existence d'un troisième choc et l'apparition de phénomènes d'opacification lorsque le délai entre les deux faisceaux se réduit.

Ces mesures expérimentales permettent de recalibrer et contraindre les simulations. À l'inverse ces dernières renseignent considérablement sur les phénomènes physiques observés. Ainsi nous avons pu apporter une explication cohérente, d'une part, à l'existence de la seconde coalescence, associée à la fin du faisceau de compression, alors que le *spike* continue d'éclairer la cible. D'autre part nous avons pu expliquer le phénomène d'opacification, clairement dépendant du délai entre les deux faisceaux puisque lié au préchauffage local du quartz par des X de la couronne à l'arrivée du *spike*.

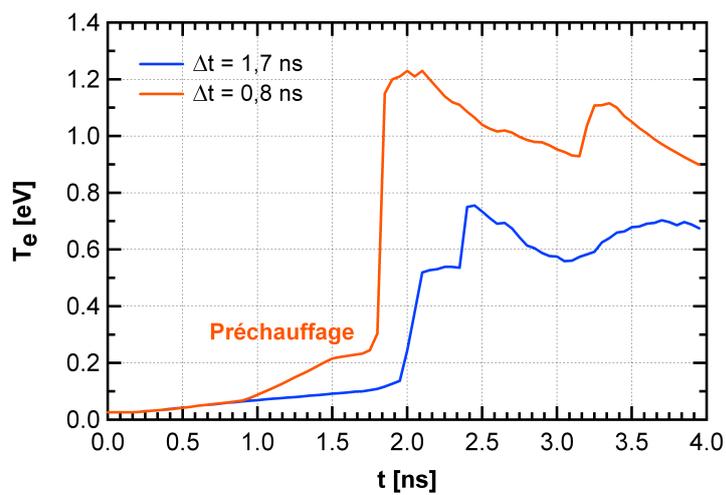


FIGURE 9.10 : Profils de température électronique (T_e) dans le quartz pour deux délais différents

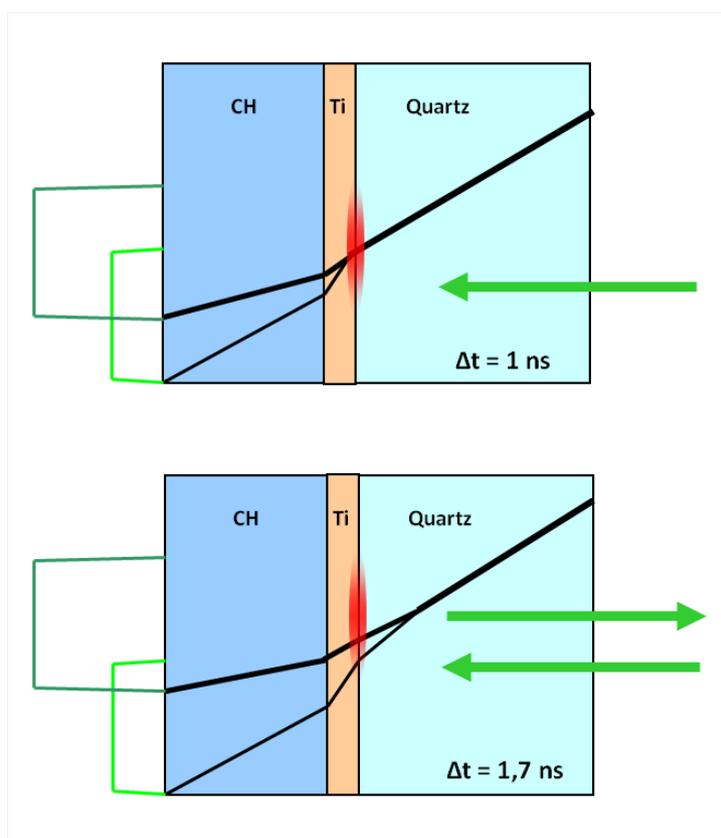


FIGURE 9.11 : Représentation schématique de l'impact du préchauffage sur la propagation du faisceau sonde VISAR : à gauche pour un retard de 1 ns ; à droite pour un retard de 1,7 ns

Conclusion

Principaux résultats obtenus

Cette thèse nous a permis d'étudier expérimentalement la coalescence de deux chocs plans pour les besoins de la Fusion par Confinement Inertiel, à la fois dans le contexte de l'allumage par point chaud en attaque indirecte et dans celui de l'allumage par choc en attaque directe. Dans les deux cas, nous avons mis en oeuvre une méthode similaire, en nous appuyant sur un ensemble de diagnostics optiques (VISAR et visualisation de débouché de chocs) pour caractériser la dynamique.

Attaque indirecte

En attaque indirecte, nous nous sommes placés dans l'esprit d'une préparation de la future campagne d'ignition thermonucléaire sur le Laser MégaJoule (LMJ). A cette fin, nous avons réalisé notre expérience sur la Ligne d'Intégration Laser (LIL), prototype d'un quadruplet du LMJ. Les profils de puissance laser utilisés devaient permettre d'obtenir, dans le cas nominal à deux paliers de puissance, une loi de température radiative représentative du début de la mise en condition d'une cible d'ignition. Les mesures DMX et μ DMX de température de fuite par le trou d'entrée laser, conformes à nos attentes, nous ont permis de valider les simulations de la cavité, et donc de déduire le flux X incident sur l'échantillon.

Des tirs avec un profil laser limité au premier palier nous ont permis d'étudier séparément le cas d'un seul choc. Ce cas simple nous a permis d'observer un choc suffisamment fort pour être réfléchissant aux deux longueurs d'onde des VISAR utilisés. Nous avons pu ainsi confirmer notre choix de l'équation d'état SESAME 7592 pour la description du polystyrène. En outre, nous avons mis en évidence un phénomène d'opacification du matériau. Ce phénomène, gênant pour les mesures, avait déjà été observé dans le polystyrène, mais était jusqu'ici relativement mal compris. Nous en avons apporté une interprétation à partir du modèle simple de Lorentz et d'interférogrammes synthétiques dérivés de simulations avec le code d'hydrodynamique radiative monodimensionnelle ESTHER, qui suggèrent que l'opacification est produite par le dépôt des X de la couronne sur une profondeur limitée de l'échantillon. Bien que cette description reste plus phénoménologique que quantitative, nous avons pu ainsi estimer l'impact des variations d'indice en amont du choc. Dans ce cadre, nous estimons que la partie réelle de l'indice est très peu affectée et que nos mesures de vitesse par le VISAR ne sont donc pas perturbées. Le cas simple monochoc permet

également des estimations de température, et nous montrons un bon accord entre les valeurs déduites des vitesses mesurées par l'intermédiaire de l'équation d'état et les mesures d'émission corrigées pour tenir compte des réflectivités mesurées. Ceci constitue un test additionnel de l'équation d'état et de la cohérence de nos mesures.

Les tirs à profil nominal, comportant deux chocs, montrent l'existence d'un second mécanisme d'opacification du matériau, avec une perte de réflectivité à 1ω d'autant plus marquée que le choc est fort. Nous avons corrélé cette opacification à un chauffage en volume produit par le rayonnement X dur de la cavité (bande M de l'or), qui apparaît dans le second palier de puissance laser. Ce phénomène nous a empêché d'observer l'instant de coalescence des deux chocs, mais le choc coalescé reste observable à des temps plus tardifs. Les vitesses mesurées sont en accord avec les simulations et indiquent un temps de débouché relativement proche de la valeur calculée. En revanche, la présence d'un milieu préchauffé devant le front de choc ne nous permet malheureusement pas d'évaluer une température fiable dans ce cas.

Afin de vérifier le lien évoqué ci-dessus entre opacification et bande M, nous avons enfin étudié le cas d'un deuxième palier de durée fortement réduite. Comme nous l'attendions, la durée d'opacification est considérablement réduite, et nous permet d'observer clairement l'instant de coalescence des deux chocs. Les mesures sont en très bon accord avec les simulations numériques.

En résumé, nous avons validé le concept expérimental par des mesures de dynamique du premier choc et du choc coalescé, et nous avons également validé les simulations numériques, tant pour l'hydrodynamique de l'échantillon que pour la température radiative de la cavité de conversion. Cette validation des simulations en ce qui concerne les cas multi-chocs, nous a permis de tester indirectement l'équation d'état hors Hugoniot. Sur le plan technique, nous avons vérifié que le type de protection du trou d'entrée laser utilisé n'affecte aucune mesure, et nous avons écarté l'utilisation de traitement antireflet qui nuit aux mesures. Nous avons obtenu des indications sur l'évolution des propriétés optiques du polystyrène soumis à un préchauffage. Un modèle simplifié nous a permis d'apporter quelques éléments sur les phénomènes physiques mis en jeu. Ces résultats offrent des pistes de réflexion pour comprendre les écarts parfois importants entre les mesures antérieures.

Attaque directe

En attaque directe, nous avons étudié la coalescence de deux chocs dans une configuration inspirée par le concept d'allumage par choc, le deuxième choc étant généré par des éclaircissements élevés (un *spike*, de l'ordre de $10^{15} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$) dans un plasma préformé par un premier faisceau de compression, à un niveau d'éclairement plus bas.

Les instabilités paramétriques que l'on pouvait craindre à ces niveaux d'éclairement, jouent finalement un rôle assez faible dans cette expérience. Nous avons essentiellement observé l'influence du délai entre faisceau de compression et *spike*. Nous avons comparé les résultats expérimentaux à des simulations numériques FCI2. L'accord est assez bon, à condition d'utiliser dans la simulation une tache focale du *spike* estimée par calage sur le

profil transverse des temps de débouché de choc observé lors d'un tir mono-faisceau.

Perspectives

L'expérience que nous avons réalisée sur la LIL trouvera son prolongement naturel dans la future campagne de réglage de la chronométrie des chocs prévue sur le LMJ. Il sera pour cela nécessaire d'aller vers des configurations plus complexes.

Une partie du travail réalisé pendant la thèse a consisté à préparer et dimensionner la prochaine étape expérimentale sur la LIL. Cette expérience reprend sensiblement le même dispositif expérimental que celui présenté dans ce mémoire, à la seule différence que le matériau cible est le véritable CH ablateur du LMJ, dopé au Germanium ou non, au lieu de polystyrène cristal. L'objectif est d'observer la coalescence avec une bonne répétabilité, tout en testant les différents niveaux de dopant, qui affectent l'équation d'état. La difficulté spécifique qui apparait est le caractère absorbant du matériau dans le domaine visible. On est alors conduit à travailler avec deux voies VISAR dans l'infrarouge.

Il serait par ailleurs intéressant d'approfondir l'étude des phénomènes d'opacification du polystyrène soumis à un rayonnement X, que nous avons abordée au chapitre 7. Ceci passerait par des prédictions plus fines du dépôt X dans l'échantillon, et surtout par le recours à des simulations de dynamique moléculaire pour pouvoir décrire plus correctement les variations d'indice réel et imaginaire du matériau.

Annexes

Annexe A

Le code ESTHER

Le code ESTHER (EffetS Thermo-mécaniques et Hydrodynamiques Engendrés par un Rayonnement) est un code lagrangien monodimensionnel développé au CEA. Il modélise l'interaction rayonnement-matière pour différents types de dépôts d'énergie (laser, rayonnement X, électrons, ions ou neutrons) ainsi que l'évolution dynamique et thermique d'une large palette de matériaux (métalliques ou non), faisant appel à un grand nombre de données hydrodynamiques, mécaniques et optiques. Ces calculs se font en symétrie plane, axiale ou centrale. Il est donc utile dans de nombreuses expériences [115, 116], telles que la nôtre, pour simuler l'hydrodynamique de chocs initiés par un rayonnement X et calculer les indices optiques appropriés à la propagation du faisceau sonde VISAR.

A.1 L'hydrodynamique radiative 1D

Le code ESTHER utilise la méthode numérique du “*splitting*”, les phénomènes liés à l'interaction rayonnement-matière sont découpés en une série de processus élémentaires calculés pour chaque pas de temps (voir figure A.1). Chaque processus de calcul se fait dans un ensemble mécaniquement figé, à énergie totale constante, tous les paramètres hydrodynamiques sont réévalués après chaque variation liée à un phénomène élémentaire.

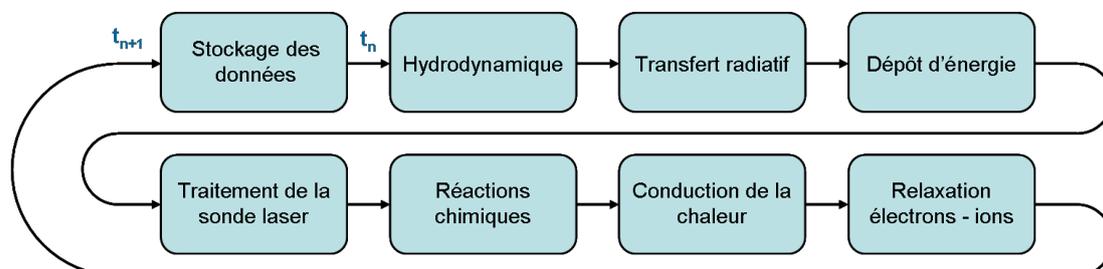


FIGURE A.1 : Schéma de processus de calcul du code ESTHER

Le matériau soumis à un rayonnement est découpé par un maillage lagrangien, sa masse reste constante tout au long du calcul. Chaque maille est décrite par la position et la vitesse

de ses deux parois, sa densité, sa température, son énergie interne et sa pression ; il est à noter que l'utilisation de l'équation d'état du matériau permet de déterminer deux des quatre derniers paramètres, connaissant les deux autres. D'autres paramètres peuvent être calculés facultativement, tels que la densité, la pression et la température électronique, ou bien la puissance radiative locale par exemple.

Nous nous appliquerons ici à décrire les principaux modèles du code ESTHER.

A.1.1 Equation d'état

Le matériau utilisé doit être fourni avec un modèle d'équation d'état, trois formats sont acceptés :

- modèle des gaz parfaits
- équations de type PMG (PUFF-Mie-Grüneisen) [117], adaptées à des densités massiques proches de celles du solide et pour des températures inférieures à la température de vaporisation du matériau
- équations multiphases tabulées, BLF (Bushman, Lomonosov et Fortov) [118] ou SE-SAME [119], applicables en général à tous les domaines : solide, liquide et plasma.

A.1.2 Comportement solide

Le matériau froid étant initialement solide, on traite son comportement hydrodynamique à partir d'un comportement élasto-plastique limité ici aux milieux solides élastiques parfaitement plastiques. Le code impose une pseudo-viscosité numérique, ce qui permet de limiter les réflexions parasites des chocs à l'interface entre chaque maille.

A.1.3 Limitation du pas de temps

L'hydrodynamique limite, en outre, le pas de temps de la simulation selon deux critères : celui de Courant-Friedrich-Lévy qui impose qu'un signal se déplaçant à la vitesse du son c_s se propage sur moins d'un tiers de l'épaisseur de la maille la plus fine, et l'autre critère impose que la variation de densité en un pas de temps ne dépasse pas 10% de la densité initiale dans chaque maille.

$$\Delta t < \frac{(r_e - r_i)_{min}}{3c_s} \quad \text{et} \quad \left(\frac{|\rho(t + \Delta t) - \rho(t)|}{\rho(t)} \right)_{max} < 0,1$$

Avec r_e et r_i respectivement les positions externes et internes des parois d'une maille.

A.1.4 Transfert radiatif

Le module de transfert radiatif est modélisé grâce à une technique de *ray-tracing* (lancer de rayon). Ce module peut être activé, ou non, dans toute simulation, en choisissant la fréquence temporelle de lancer de rayon. L'émissivité de chaque maille, selon un certain nombre de directions angulaires, est calculée dans tous les groupes de fréquences, soit dans

un équilibre radiatif collisionnel, soit dans un équilibre thermodynamique local (ETL) selon une loi de Kirchhoff. Dès lors les rayons se propagent en ligne droite dans le maillage et déposent leur énergie selon l'opacité de la maille et l'épaisseur traversée ; toute fuite de rayon dans le vide permet de caractériser en symétrie plane le rayonnement émis par la cible et de caractériser la conversion X en face avant ou face arrière.

Les opacités peuvent être déterminées de plusieurs manières, d'une part les opacités dites "chaudes" sont calculées à l'aide du code CEA NOHEL d'A. Decoster pour des énergies comprises entre 5 eV et 5 keV pour un équilibre collisionnel-radiatif ; en ce qui concerne des milieux denses, l'émissivité est calculée à l'ETL par une loi de Kirchhoff sur un domaine spectral ($J_{\Delta\nu} = K_{\Delta\nu} B_{\Delta\nu}$ avec $J_{\Delta\nu}$ l'émissivité, $K_{\Delta\nu}$ l'opacité moyenne de Planck et $B_{\Delta\nu}$ la distribution du corps noir de Planck sur le domaine spectral $\Delta\nu$). D'autre part les opacités "froides" sont utilisées dans des domaines de haute densité et basse température (les valeurs calculées par le code NOHEL n'étant plus valables), elles correspondent à des tables de mesures précises d'opacités faites par R.L. Henke [120] ou W.H. McMaster [121] pour des énergies comprises entre 100 eV et 1000 keV, et des tables de mesures d'indices optiques imaginaires réalisées par Palik [122, 123] entre 0,1 eV et quelques keV¹.

A.1.5 Dépôt d'énergie

Le dépôt d'énergie est traité par le code ESTHER selon sa nature. Nous ne nous intéresserons ici qu'aux dépôts laser et X, relatifs aux cas d'attaque directe ou indirecte. Le dépôt laser est résolu par l'équation de Helmholtz électromagnétique :

$$\Delta \tilde{E} + \tilde{K}^2 \tilde{E} = 0 \quad (\text{A.1})$$

Avec \tilde{E} et \tilde{K} respectivement le champ électrique et un paramètre dépendant du nombre d'onde ($k_0 = 2\pi/\lambda_0$) complexe.

On calcule analytiquement le champ électromagnétique dans une maille homogène tout en utilisant la loi de conservation des champs électrique et magnétique tangentiels aux interfaces, l'échauffement local du milieu par le champ électrique répond à la loi de Joule-Lenz.

Le dépôt par rayonnement X implique, outre l'évolution temporelle de la puissance incidente, la variation de la structure spectrale du rayonnement, dépendante ou non du temps. Le dépôt d'énergie dans les mailles se calcule en propageant chaque rayon X en ligne droite (sans réfraction ni réflexion) et en calculant son atténuation par une loi exponentielle. Le taux d'extinction est lié à la densité de la maille et des opacités concernées par le domaine de densité et de température.

1. L'opacité K est reliée à l'indice optique imaginaire n_2 par la formule :

$$K = \frac{4\pi n_2}{\rho\lambda}$$

avec ρ la densité massique du matériau et λ la longueur d'onde du rayonnement émis.

A.1.6 Conductivités thermique et électrique

En ce qui concerne la conductivité thermique en phase solide ou liquide, l'essentiel des valeurs est référencé dans les tables de Y.S. Touloukian [124], ces conductivités dépendent de la température. Deux modèles permettent de calculer la conductivité thermique dans le code :

- Le premier repose sur une valeur initiale de conductivité thermique σ_0 que l'on doit fournir

$$\sigma(\rho, T) = \sigma_0 \frac{T}{300} \left(\frac{\rho}{\rho_0(T)} \right)^s$$

Avec $\rho_0(T)$ la densité massique du matériau à la pression atmosphérique et à la température T , s est une constante proche de 2

- Le second modèle repose sur la conductivité thermique dépendante de la température tabulée $\sigma_T(T)$

$$\sigma(\rho, T) = \sigma_T \left(\frac{\rho}{\rho_0(T)} \right)^s$$

La conductivité thermique dans un plasma, au même titre que la conductivité électrique continue et le taux d'ionisation, sont issus de différentes sources : l'ouvrage de W. Ebeling [125], les tables SESAME, les calculs d'un code d'atome moyen de M. Mikikian et ceux du code SCAALP [126].

La conductivité électrique complexe, utile au dépôt d'énergie laser dans un plasma, est calculée à partir du modèle de Drude. Nous expliciterons cela en détail dans la section suivante (A.2).

Il est utile de noter que dans de nombreuses simulations, les variations de densité et température conduisent à des changements de phases, un mixage de l'ensemble des données évoquées ci-dessus permet d'utiliser le modèle le plus juste dans le domaine (ρ, T) concerné (voir figure A.2).

A.2 La propagation optique du faisceau sonde

Comme nous l'avons vu précédemment, le code ESTHER résout l'équation électromagnétique de Helmholtz à chaque pas de temps pour la propagation optique, dont celle du faisceau sonde utile au VISAR synthétique. Afin de résoudre correctement cette équation, la conductivité électrique ou l'indice de réfraction complexes de la maille, en fonction de sa densité et de sa température, sont nécessaires.

La conductivité électrique complexe $\tilde{\sigma}$ est utilisée lorsque le matériau est à l'état plasma, elle dépend de la longueur d'onde choisie, de la partie continue de la conductivité σ_e et du taux d'ionisation fournis par les tables. On a alors, selon la formule de Drude :

$$\tilde{\sigma} = \sigma_e \frac{\nu_e}{\nu_e - i\omega_0} \quad (\text{A.2})$$

Avec ω_0 l'impulsion du laser sonde, et où l'on a introduit la fréquence de collision électronique ν_e définie comme :

$$\nu_e = \frac{n_e e^2}{m_e \sigma_e} \quad (\text{A.3})$$

Avec e et m_e la charge et la masse de l'électron, et n_e la densité électronique déterminée à partir du taux d'ionisation.

Pour les états solides et liquides, l'interaction entre le laser sonde et chaque maille nécessite de connaître l'indice de réfraction complexe du matériau. Dans la plupart des cas, ces données proviennent des tables de mesures d'E.D. Palik, effectuées par ellipsométrie [122, 123].

La figure A.2 résume les domaines d'applications des différents modèles. Pour les basses températures et fortes densités, on décrit le milieu comme un solide ou un liquide, et à l'inverse pour les fortes températures et faibles densités on utilise un modèle où la matière est à l'état plasma. Une troisième zone, à proximité des températures de vaporisation et pour des densités intermédiaires, utilise un mixage graduel des données "solide-liquide" et "plasma" afin d'éviter des variations trop importantes des paramètres utiles.

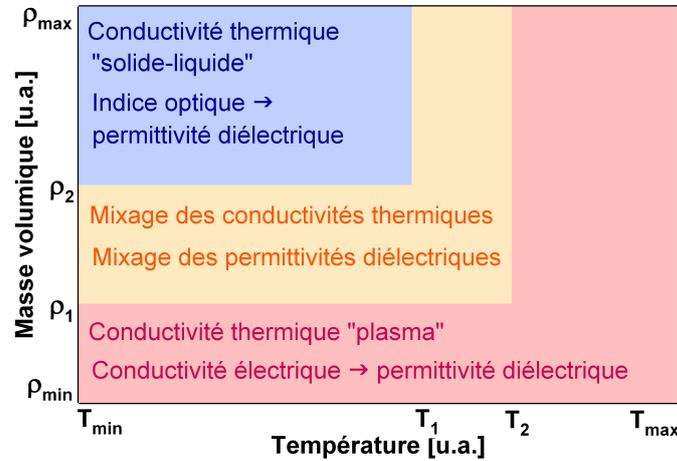


FIGURE A.2 : Mixage des conductivités thermiques et des permittivités électriques complexes

La donnée qui intéresse la résolution de l'équation de Helmholtz est, en fin de compte, la permittivité diélectrique complexe de la maille en fonction de la profondeur $\tilde{\epsilon}(z) = \epsilon_1(z) - i\epsilon_2(z)$, que l'on détermine selon l'état du matériau, soit avec la conductivité électrique complexe :

$$\tilde{\epsilon}(z) = \left(\epsilon_r(z) - \frac{\sigma_2(z)}{\omega_0 \epsilon_0} \right) - i \frac{\sigma_1(z)}{\omega_0 \epsilon_0} \quad (\text{A.4})$$

Avec ϵ_0 et ϵ_r les permittivités respectivement du vide et relative du matériau, ω_0 est l'impulsion du laser. On précise selon les équations A.2 et A.3 que

$$\sigma_1 = \sigma_e \frac{\nu_e^2}{\nu_e^2 + \omega_0^2} \quad \text{et} \quad \sigma_2 = \sigma_e \frac{\nu_e \omega_0}{\nu_e^2 + \omega_0^2}$$

où σ_1 et σ_2 représentent respectivement les parties réelle et imaginaire de la conductivité électrique ($\tilde{\sigma} = \sigma_1 - i\sigma_2$).

En introduisant l'indice optique complexe :

$$\tilde{\epsilon}(z) = \tilde{n}^2(z) = (n_1(z) - in_2(z))^2 \quad (\text{A.5})$$

On déduit de l'équation A.5 :

$$\epsilon_1(z) = n_1^2(z) - n_2^2(z) \quad \text{et} \quad \epsilon_2(z) = 2n_1(z)n_2(z)$$

On précise que les parties réelle et imaginaire de l'indice optique sont positives.

Grâce à cela, on détermine le paramètre complexe $\tilde{K}^2 = k_0^2 \tilde{\epsilon}$ selon l'état du matériau, et l'on résout l'équation d'Helmholtz (cf. équation A.1) dont on tire une phase et une amplitude.

Bibliographie

- [1] Key World Energy Statistics. Rapport technique de l'IEA - International Energy Agency, 2011.
- [2] S. Atzeni & J. Meyer-Ter-Vehn. *The Physics of Inertial Fusion - Beam Plasma Interaction, Hydrodynamics, Hot Dense Matter*. Oxford Science Publication, 2004.
- [3] J.M. Rax. Physique des tokamaks. Ellipses, Editions de l'Ecole Polytechnique, 2011.
- [4] J.M. Rax. Physique des plasmas. Dunod, Sciences Supérieures, 2005.
- [5] A. Benuzzi-Mounaix. La fusion nucléaire - Un espoir pour une énergie propre et inépuisable. Belin, Bibliothèque scientifique, 2008.
- [6] J. Nuckolls, L. Wood, A. Thiessen & G. Zimmerman. Laser Compression of Matter to Super-High Densities : Thermonuclear (CTR) Applications. *Nature*, **239** :139–142, 1972.
- [7] R. Dautray & J.P. Watteau. *La fusion thermonucléaire inertielle par laser*. Partie 2, Eyrolles, Paris, 1993.
- [8] J.J. Duderstadt & W.R. Martin. Transport theory. New York, Wiley, 1979.
- [9] C. Bayer & D. Juraszek. Fusion par Confinement Inertiel. DEA de Physique des Plasmas (ORSAY).
- [10] R. Betti & C. Zhou. High-density and high- ρr fuel assembly for fast-ignition inertial confinement fusion. *Physics of Plasmas*, **12**(11) :110702, 2005.
- [11] J.D. Lindl. *Inertial Confinement Fusion : The Quest for Ignition and Energy Gain Using Indirect Drive*. Springer-Verlag, 1998.
- [12] H. Nishimura, T. Endo, H. Shiraga, Y. Kato & S. Nakai. X-ray from high-Z mixture plasmas generated with intense blue laser light. *Applied Physic Letters*, **62**(12) :1344–1346, 1992.
- [13] J. Schein, O. Jones, M. Rosen, E. Dewald, S. Glenzer, J. Gunther, B. Hammel, O. Landen, L. Sutter & R. Wallace. Demonstration of Enhanced Radiation Drive in Hohlräume Made from a Mixture of High-Z Wall Materials. *Physical Review Letters*, **98** :175003, 2007.
- [14] P.E. Young, M.D. Rosen, J.H. Hammer, W.S. Hsing, S.G. Glendinning, R.E. Turner, R. Kirkwood, J. Schein, C. Sorce, J.H. Satcher Jr., A. Hamza, R.A. Reibold, R. Hibbard, O. Landen, & A. Reighard. Demonstration of the Density Dependence

- of X-Ray Flux in a Laser-Driven Hohlraum. *Physical Review Letters*, **101** :035001, 2008.
- [15] M. Tabak, J.H. Hammer, M.E. Glinsky, W.L. Kruer, S.C. Wilks, J. Woodworth, E.M. Campbell, M.D. Perry & R.J. Mason. High-density and high- ρr fuel assembly for fast-ignition inertial confinement fusion. *Physics of Plasmas*, **1**(5) :1626–1634, 1994.
- [16] R. Betti, C.D. Zhou, K.S. Anderson, L.J. Perkins, W. Theobald & A.A. Solodov. Shock Ignition of Thermonuclear Fuel with High Areal Density. *Physical Review Letters*, **98**(15) :155001, 2007.
- [17] S. Atzeni, G. Schurtz & HiPER WP9. HiPER target studies : towards the design of high gain, robust, scalable direct-drive targets with advanced ignition schemes. Proceeding of SPIE, **8080** :808022, 2011.
- [18] B. Le Garrec, M. Novaro, M. Tyldesley, R. Juarez, J. Sanz, M. Perlado, B. Rus, J. Collier & C. Edwards. HiPER laser reference design. Proceeding of SPIE, **8080** :80801V, 2011.
- [19] R. Kodama, P.A. Norreys, K. Mima, A. E. Dangor, R.G. Evans, H. Fujita, Y. Kitagawa, K. Krushelnick, T. Miyakoshi, N. Miyanaga, T. Norimatsu, S.J. Rose, T. Shozaki, K. Shigemori, A. Sunahara, M. Tampo, K.A. Tanaka, Y. Toyama, T. Yamanaka & M. Zepf. Fast heating of ultrahigh-density plasma as a step towards laser fusion ignition. *Nature*, **412** :798–802, 2010.
- [20] X. Ribeyre, V.T. Tikhonchuk, J. Breil, M. Lafon & E. Le Bel. Analytic criteria for shock ignition of fusion reactions in a central hot spot. *Physics of Plasmas*, **18**(10) :102702, 2011.
- [21] W. Theobald, R. Betti, C. Stoeckl, K.S. Anderson, J.A. Delettrez, V.Yu. Glebov, V.N. Goncharov, F.J. Marshall, D.N. Maywar, R.L. McCrory, D.D. Meyerhofer, P.B. Radha, T.C. Sangster, W. Seka, D. Shvarts, V.A. Smalyuk, A.A. Solodov, B. Yaakobi, C.D. Zhou, J.A. Frenje, C.K. Li, F.H. Séguin, R.D. Petrasso & L.J. Perkins. Initial experiments on the shock-ignition inertial confinement fusion concept. *Physics of Plasmas*, **15**(5) :056306, 2008.
- [22] W. Theobald, K.S. Anderson, R. Betti, R.S. Craxton, J.A. Delettrez, J.A. Frenje, V.Yu. Glebov, O.V. Gotchev, J.H. Kelly, C.K. Li, A.J. Mackinnon, F.J. Marshall, R.L. McCrory, D.D. Meyerhofer, J.F. Myatt, P.A. Norreys, P.M. Nilson, P.K. Patel, R.D. Petrasso, P.B. Radha, C. Ren, T.C. Sangster, W. Seka, V.A. Smalyuk, A.A. Solodov, R.B. Stephens, C. Stoeckl, & B. Yaakobi. Advanced-ignition-concept exploration on OMEGA. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **51** :124052, 2009.
- [23] C.A. Cecchetti, A. Giuletti, P. Koester, L. Labate, T. Levato, L.A. Gizzi, L. Antonelli, A. Patria, D. Batani, M. Kozlová, D. Margarone, J. Nejdil, B. Rus, M. Sawicka, M. Lafon, X. Ribeyre & G. Shurtz. Parametric Instabilities Study in a Shock Ignition Relevant Regime. Proceeding of SPIE, **8080** :80802A, 2011.

- [24] J. Nejd, M. Kozlová, M. Sawicka, D. Margarone, M. Krus, J. Prokupek, B. Rus, D. Batani, L. Antonelli, A. Patria, O. Ciricosta, C. Cecchetti, P. Koester, L. Labate, A. Giulietti, L.A. Gizzi, A. Moretti, M. Richetta, G. Schurtz, X. Ribeyre, M. Lafon, C. Spindloe, & T. O'Dell. Investigation of laser plasmas relevant to shock ignition at PALS. *Proceeding of SPIE*, **8080** :80802B, 2011.
- [25] D. Batani, M. Koenig, S. Baton, F. Perez, L.A. Gizzi, P. Koester, L. Labate, J. Honrubia, A. Debayle, J. Santos, G. Schurtz, S. Hulin, X. Ribeyre, C. Fourment, P. Nicolai, B. Vauzour, L. Gremillet, W. Nazarov, J. Pasley, G. Tallents, M. Richetta, K. Lancaster, Ch. Spindloe, M. Tolley, D. Neely, P. Norreys, M. Kozlová, J. Nejd, B. Rus, L. Antonelli, A. Morace, L. Volpe, J. Davies, J. Wolowski & J. Badziak. Experimental Results Performed in the Framework of the HIPER European Project. *Proceeding of SPIE*, **8080** :808027, 2011.
- [26] F. Lambert. *Communication privée*.
- [27] Y. Saillard. *Fusion thermonucléaire par confinement inertiel - Hydrodynamique de l'implosion d'une cible FCI*. Académie des sciences/Elsevier, 2000.
- [28] O.L. Landen, J. Edwards, S.W. Haan, H.F. Robey, J. Milovich, B.K. Spears, S.V. Weber, D.S. Clark, J.D. Lindl, B.J. MacGowan, E.L. Moses, J. Atherton, P.A. Amendt, T.R. Boehly, D.K. Bradley, D.G. Braun, D.A. Callahan, P.M. Celliers, G.W. Collins, E.L. Dewald, L. Divol, J.A. Frenje, S.H. Glenzer, A. Hamza, B.A. Hammel, D.G. Hicks, N. Hoffman, N. Izumi, O.S. Jones, J.D. Kilkenny, R.K. Kirkwood, J.L. Kline, G.A. Kyrala, M.M. Marinak, N. Meezan, D.D. Meyerhofer, P. Michel, D.H. Munro, R.E. Olson, A. Nikroo, S.P. Regan, J.L. Suter, C.A. Thomas & D.C. Wilson. Capsule implosion optimization during the indirect-drive National Ignition Campaign. *Physics of Plasmas*, **18**(5) :051002, 2011.
- [29] S.E. Coe, O. Willi, T. Afshar-Rad & S.J. Rose. Study of shock coalescence in laser-irradiated targets. *Applied Physics Letters*, **53**(24) :2383–2385, 1988.
- [30] D.H. Munro, P.M. Celliers, G.W. Collins, D.M. Gold, L.B. Da Silva, S.W. Haan, R.C. Cauble, B.A. Hammel & W. Hsing. Shock timing technique for the National Ignition Facility. *Physics of Plasmas*, **8**(5) :2245–2250, 2001.
- [31] A. Benuzzi-Mounaix, M. Koenig, G. Huser, B. Faral, N. Grandjouan, D. Batani, E. Henry, M. Tomasini, T.A. Hall & F. Guyot. Generation of a double shock driven by laser. *Physical Review E*, **70**(4) :045401, 2004.
- [32] T.R. Boehly, E. Vianello, J.E. Miller, R.S. Craxton, T.J.B. Collins, V.N. Goncharov, I.V. Igumenshchev & D.D. Meyerhofer. Shock-timing experiments using double-pulse laser irradiation. *Physics of Plasmas*, **13**(5) :056303, 2006.
- [33] W. Theobald, J.E. Miller, T.R. Boehly, E. Vianello, D.D. Meyerhofer, T.C. Sangster, J. Eggert & P.M. Celliers. X-ray preheating of window materials in direct-drive shock-wave timing experiment. *Physics of Plasmas*, **13**(12) :122702, 2006.
- [34] H.F. Robey, D.H. Munro, B.K. Spears, M.M. Marinak, O.S. Jones, M.V. Patel, S.W. Haan, J.D. Selmonson, O.L. Landen, T.R. Boehly & A. Nikroo. An assesment of

- the 3D geometric surrogacy of shock timing diagnostic techniques for tuning experiments on the NIF. The fifth International Conference on Inertial Fusion Sciences and Applications (IFSA2007), Journal of Physics : Conference Series **112** :022078, 2008.
- [35] H.F. Robey, T.R. Boehly, R.E. Olson, , A. Nikroo, P.M. Celliers, O.L. Landen & D.D. Meyerhofer. Experimental validation of diagnostic technique for tuning the fourth shock timing on National Ignition Facility. *Physics of Plasmas*, **17**(1) :012703, 2010.
- [36] T.R. Boehly, D. Munro, P.M. Celliers, R.E. Olson, D.G. Hicks, V.N. Goncharov, G.W. Collins, H.F. Robey, S.X. Hu, J.A. Marozas, T.C. Sangster, O.L. Landen & D.D. Meyerhofer. Demonstration of the shock-timing technique for ignition targets on the National Ignition Facility. *Physics of Plasmas*, **16**(5) :056302, 2009.
- [37] T.R. Boehly, V.N. Goncharov, W. Seka, S.X. Hu, J.A. Marozas, D.D. Meyerhofer, P.M. Celliers, D.G. Hicks, M.A. Barrios, D. Fratanduono & G.W. Collins. Multiple spherically converging shock waves in liquid deuterium. *Physics of Plasmas*, **18**(9) :092706, 2011.
- [38] T.R. Boehly, V.N. Goncharov, W. Seka, M.A. Barrios, P.M. Celliers, D.G. Hicks, G.W. Collins, S.X. Hu, J.A. Collins, H.F. Robey, S.X. Hu, J.A. Marozas & D.D. Meyerhofer. Velocity and Timing of Multiple Spherically Converging Shock Waves in Liquid Deuterium. *Physical Review Letters*, **106**(19) :195005, 2011.
- [39] V.N. Goncharov, O.V. Gotchev, E. Vianello, T.R. Boehly, J.P. Knauer, P.W. McKenty, P.B. Radha, S.P. Regan, T.C. Sangster, S. Skupsky, V.A. Smalyuk, R. Betti, R.L. McRory, D.D. Meyerhofer & C. Cherfils-Cléroin. Early stage of implosion in inertial confinement fusion : Shock timing and perturbation evolution. *Physics of Plasmas*, **13**(1) :012702, 2006.
- [40] P.M. Celliers, T.R. Boehly, D.R. Farley, T. Doeppner, J.L. Kline, P.S. Datte, M.W. Bowers, K.G. Krauter, G. Frieders, G.F. Ross, J.L. Jackson, R.E. Olson, P.A. Sterne, D.H. Munro, J.L. Milovich, O.S. Jones, A. Nikroo, J.J. Kroll, J.B. Horner, A.V. Hamza, E.G. Dzenitis, S.D. Bhandarkar, E. Giraldez, C. Castro, C.R. Gibson, T. Malsbury, B. Haid, D. Trummer, K. Coffee, T. Parham, J.H. Eggert, R.F. Smith, H.S. Park, S. Dixit, B.K. Young, W.W. Hsing, O.L. Landen, D.D. Meyerhofer & G.W. Collins. Shock timing experiments on the National Ignition Facility. Présentation orale à la septième conférence internationale Inertial Fusion Sciences and Applications (IFSA 2011), 2011.
- [41] A.L. Kritcher, P. Neumayer, J. Castor, T. Döppner, R.W. Falcone, O.L. Landen, H.J. Lee, R.W. Lee, B. Holst, R. Redmer, E.C. Morse, A. Ng, S. Pollaine, D. Price & S.H. Glenzer. Ultrafast $k\alpha$ x-ray Thomson scattering from shock compressed lithium hydride. *Physics of Plasmas*, **16**(5) :056308, 2009.
- [42] Hua Shu, Sizu Fu, Xiuguang Huang, Guo Jia, Huazhen Zhou, Junjian Ye & Yuan Gu. Shock-timing experiments in polystyrene target. *Chinese Optics Letters*, **8**(12) :1142–1143, 2010.
- [43] F. Wang, X.S. Peng, C.Y. Jiao, S.Y. Liu, X.H. Jiang & Y.K. Ding. Shock-Timing

- Experiment Using a Two-Step Radiation Pulse with a Polystyrene Target. *Chinese Physical Letters*, **28**(8) :085202, 2011.
- [44] F. Wang, X. Peng, S. Liu, T. Xu, L. Mei, X. Jiang & Y. Ding. A line-imaging velocity interferometer technique for shock diagnostics without x-ray preheat limitation. *Review of Scientific Instruments*, **82**(10) :103108, 2011.
- [45] M.J. Edwards, J.D. Lindl, B.K. Spears, S.V. Weber, L.J. Atherton, D.L. Bleuel, D.K. Bradley, D.A. Callahan, C.J. Cerjan, D. Clark, G.W. Collins, J.E. Fair, R.J. Fortner, S.H. Glenzer, S.W. Haan, B.A. Hammel, A.V. Hamza, S.P. Hatchett, N. Izumi, B. Jacoby, O.S. Jones, J.A. Koch, B.J. Kozioziemski, O.L. Landen, R. Lerche, B.J. MacGowan, A.J. MacKinnon, E.R. Mapoles, M.M. Marinak, M. Moran, E.I. Moses, D.H. Munro, D.H. Schneider, S.M. Sepke, D.A. Shaughnessy, P.T. Springer, R. Tommasini, L. Bernstein, W. Stoeffl, R. Betti, T.R. Boehly, T.C. Sangster, V.Yu. Glebov, P.W. McKenty, S.P. Regan, D.H. Edgell, J.P. Knauer, C. Stoeckl, D.R. Harding, S. Batha, G. Grim, H.W. Herrmann, G. Kyrala, M. Wilke, D.C. Wilson, J. Frenje, R. Petrasso, K. Moreno, H. Huang, K.C. Chen, E. Giraldez, J.D. Kilkenny, M. Mauldin, N. Hein, M. Hoppe, A. Nikroo & R.J. Leeper. The experimental plan for cryogenic layered target implosions on the National Ignition Facility-The inertial confinement approach to fusion. *Physics of Plasmas*, **18**(5) :051003, 2011.
- [46] J.D. Lindl *et al.* Progress towards ignition on the National Ignition Facility. *Journal of Nuclear Fusion*, **51** :094024, 2011.
- [47] S.W. Haan, J.D. Lindl, D.A. Callahan, D.S. Clark, J.D. Salmonson, B.A. Hammel, L.J. Atherton, R.C. Cook, M.J. Edwards, S. Glenzer, A.V. Hamza, S.P. Hatchett, M.C. Herrmann, D.E. Hinkel, D.D. Ho, H. Huang, O.S. Jones, J. Kline, G. Kyrala, O.L. Landen, B.J. MacGowan, M.M. Marinak, D.D. Meyerhofer, J.L. Milovich, K.A. Moreno, E.I. Moses, D.H. Munro, A. Nikroo, R.E. Olson, K. Peterson, S.M. Pollaine, J.E. Ralph, H.F. Robey, B.K. Spears, P.T. Springer, L.J. Suter, C.A. Thomas, R.P. Town, R. Vesey, S.V. Weber, H.L. Wilkens & D.C. Wilson. Point design targets, specifications, and requirements for the 2010 ignition campaign on the National Ignition Facility. *Physics of Plasmas*, **18**(5) :051001, 2011.
- [48] N. Meezan, D.A. Callahan, R.P. J. Town, R.E. Olson, D.G. Hicks, P.A. Michel, J.L. Kline, S.N. Dixit, O.S. Jones, D.A. Clark, R.A. London, D.E. Hinkel, D.J. Strozzi, E.A. Williams, M.S. Schneider, J.E. Ralph, T. Doeppner, S.P. Regan, R. Kirkwood1, A. Nikroo, E.G. Dzenitis1, C.A. Haynam, A.J. MacKinnon, S.W. Haan, O.L. Landen, S.H. Glenzer, L.J. Suter, M.J. Edwards, B.J. MacGowan, J.D. Lindl & L.J. Atherton. Hohlräum Designs for High Velocity Implosions on NIF. Présentation orale à la septième conférence internationale Inertial Fusion Sciences ans Applications (IFSA 2011), 2011.
- [49] C. Cherfils-Clérouin, C. Boniface, M. Bonnefille, P. Fremerye, D. Galniche, P. Gauthier, J. Giorla, F. Lambert, S. Laffite, S. Liberatore, P. Loiseau, G. Malinie, L. Masse, P.E. Masson-Laborde, M.C. Monteil, F. Poggi, P. seytor, F. Wagon & J.L. Willien.

- Progress on LMJ targets for ignition. *Journal of Physics : Conference Series*, **244** :022009, 2010.
- [50] S. Laffite & P. Loiseau. Design of an ignition target for the laser megajoule, mitigating parametric instabilities. *Physics of Plasmas*, **17**(10) :102704, 2010.
- [51] M. André, C. Cavailler, P. Philippe, J.L. Bruneau & N. Fleurot. La LIL : un démonstrateur technologique pour le LMJ. *Chocs, Revue scientifique et technique de la DAM*, Avril, 9(2) :6–11, 2004.
- [52] P. Eyharts, J.M. Di-Nicola, C. Féral, E. Germain, H. Graillot, F. Jequier, E. Journot, X. Julien, M. Luttmann, O. Lutz & G. Thiell. The LIL facility : An experimental tool for laser-matter interaction. *J. Phys. IV France*, **133** :595–600, 2006.
- [53] B. Le Garrec. Présentation du schéma de base. *Chocs, Revue scientifique et technique de la DAM*, Avril, 9(4) :18–23, 2004.
- [54] A. Jolly, J. Luce, J.F. Gleyze & H. Coïc. L’injection du faisceau : le pilote. *Chocs, Revue scientifique et technique de la DAM*, Avril, 9(6) :32–40, 2004.
- [55] F. Laniresse, T. Berthier & P. Pere. La chaîne de puissance. *Chocs, Revue scientifique et technique de la DAM*, Avril, 9(7) :41–50, 2004.
- [56] E. Journot, A. Adolf, A. Dulac & A. Boscheron. Le système de conversion de fréquence et de focalisation. *Chocs, Revue scientifique et technique de la DAM*, Avril, 9(8) :51–60, 2004.
- [57] J.M. Di-Nicola, N. Fleurot, T. Lonjaret, X. Julien, E. Bordenave, B. Le Garec, M. Mangeant, G. Behar, T. Chies, C. Féral, H. Graillot, M. Luttmann, F. Jequier, E. Journot, O. Lutz & G. Thiell. The LIL facility quadruplet commissioning. *J. Phys. IV France*, **133** :727–730, 2006.
- [58] J.P. Le Breton, E. Alozy, B. Angelier, J.Y. Boutin, G. Charles, A. Estadieu, D. Gontier, P. Miller, J. Raimbourg, C. Reverdin, R. Rosch, B. Villette & R. Wrobel. Les diagnostics plasmas. *Chocs, Revue scientifique et technique de la DAM*, Avril, 9(13) :88–96, 2004.
- [59] D. Besnard, G. Bonnaud & G. Schurtz. *La Fusion Thermonucléaire par Laser, Part. 3, Vol. 2*. R. Dautray & J.P. Watteau (Eyrolles), 1993.
- [60] Y. Kato, K. Mima, N. Arinaga, Y. Kitagawa, M. Nakatsuka & C. Yamanaka. Random Phasing of High-Power Lasers for Uniform Target Acceleration and Plasma-Instability Suppression. *Physical Review Letters*, **53**(11) :1057, 1984.
- [61] O. Morice. Miró : Complete modeling and software for pulse amplification and propagation in high-power laser systems. *Optical Engineering*, **42**(6) :1530–1541, 2003.
- [62] J.L. Bourgade, B. Villette, J.L. Bocher, J.Y. Boutin, S. Chiche, N. Dague, D. Gontier, J.P. Jadaud, B. Savale, R. Wrobel & G. Hijck. DMX : An absolutely calibrated time-resolved broadband soft x-ray spectrometer designed for MJ class laser-produced plasmas (invited). *Review of Scientific Instruments*, **72**(1) :1073–1182, 2001.

- [63] L.M. Barker & R.E. Hollenbach. Laser interferometer for measuring high velocities of any reflecting surface. *Journal of applied physics*, **43**(11) :4669–4675, 1972.
- [64] P.M. Celliers, G.W. Collins, L.B. Da Silva, D.M. Gold & R. Cauble. Accurate measurement of laser-driven shock trajectories with velocity interferometry. *Applied physics letters*, **73**(10) :1320–1322, 1998.
- [65] T. Vinci. Les chocs radiatifs générés par les lasers à haute énergie : une opportunité pour l’astrophysique de laboratoire. Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique, 2006.
- [66] S. Brygoo. Chocs laser sur l’hélium, l’hydrogène et le diamant : une étude expérimentale de la “warm dense matter”. Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique, 2006.
- [67] P.M. Celliers, D.K. Bradley, G.W. Collins, D.G. Hicks, T.R. Boehly & W.J. Armstrong. Line-imaging velocimeter for shock diagnostics at the OMEGA laser facility. *Review of Scientific Instrument*, **75**(11) :4916–4929, 2004.
- [68] H.H. Zwick & G.G. Shepherd. Defocusing a wide-angle Michelson interferometer. *Applied optic*, **10**(11) :2569–2571, 1971.
- [69] L.M. Barker & K.W. Sculer. Correction to the velocity-per-fringe relationship for the visar interferometer. *Journal of applied physics*, **45**(8) :3692–3693, 1974.
- [70] I.H. Malitson. Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica. *Journal of the optical society of America*, **55**(10) :1205–1209, 1965.
- [71] L.M. Barker & R.E. Hollenbach. Shock-wave studies of PMMA, fused silica, and sapphire. *Journal of Applied Physics*, **41**(10) :4208–4226, 1970.
- [72] R.E. Setchell. Index of refraction of shock-compressed fused silica and sapphire. *Journal of Applied Physics*, **50**(12) :8186–8192, 1979.
- [73] D. Hayes. Unsteady compression waves in interferometer windows. *Journal of Applied Physics*, **89**(11) :6484–6486, 2001.
- [74] B.J. Jensen, D.B. Holtkamp, P.A. Rigg & D.H. Dolan. Accuracy limits and window corrections for photon Doppler velocimetry. *Journal of Applied Physics*, **101**(013523), 2007.
- [75] J.S. Wise & L.C. Chhabildas. Laser interferometer measurements of refractive index in shock-compressed materials. In Plenum New-York Y.M. Gupta, editor, *Shock Waves in Condensed Matter*, pages 441–454, 1986.
- [76] G. Huser. Etude des propriétés des matériaux d’intérêt astrophysique et géophysique par choc laser. Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique, 2004.
- [77] J.H. Gladstone & T.P. Dale. Researches on the refraction, dispersion and sensitiveness of liquids. *Philosophical Transactions of the Royal Society London*, **153** :317–343, 1863.
- [78] S.B. Kormer, K.B. Yushko & G.V. Krishkevich. Dependence of the refractive index on the density of the solid liquid phases of shock-compressed ionic crystals. Relaxation time of phase transformation under shock compression. *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, **3** :39–42, 1966.

- [79] S.B. Kormer. Optical study of the characteristics of shock-compressed condensed dielectrics. *Soviet Physics Uspekhi*, **11**(2) :229–254, 1968.
- [80] R.E. Setchell. Refractive index of sapphire at 532 nm under shock compression and release. *Journal of Applied Physics*, **91**(5) :2833–2841, 2002.
- [81] I. Masclet. *Communication privée*.
- [82] L. Videau. *Communication privée*.
- [83] P.M. Celliers, P. Loubeyre, J.H. Eggert, S. Brygoo, R.S. McWilliams, D.G. Hicks, T.R. Boehly, R. Jeanloz & G.W. Collins. Supporting Material of *Insulator-to-Conducting Transition in Dense Fluid Helium*. *Physical Review Letters*, **104**(18) :184503, 2010.
- [84] J. Cléroutin, Y. Laudernet & V. Recoules. Ab initio study of the optical properties of shocked LiF. *Physical Review B*, **72**(155122), 2005.
- [85] W. Theobald, J.E. Miller, T.R. Boehly, E. Vianello, I.V. Igumenshchev, V.N. Goncharov, A.V. Maximov, T.C. Sangster, J. Eggert & P.M. Celliers. Optical Measurement of Preheated Polystyrene and Aluminium Layers. Oral presentation on the 47th Annual Meeting of the American Physical Society Division of Plasma Physics, Denver, 24-28 October, 2005.
- [86] A.C. Forsman & G.A. Kyrala. Non-Doppler shift related experimental shock wave measurements using velocity interferometer systems for any reflector. *Physical Review E*, **63**(5) :056402, 2001.
- [87] M.A. Barrios, D.G. Hicks, T.R. Boehly, D.E. Fratanduono, J.H. Eggert, P.M. Celliers, G.W. Collins & D.D. Meyerhofer. High-precision measurements of the equation of state of hydrocarbons at 1-10 Mbar using laser-driven shock waves. *Physics of Plasmas*, **17**(5) :056307, 2010.
- [88] D.E. Fratanduono, J.H. Eggert, T.R. Boehly, M.A. Barrios, D.D. Meyerhofer, B.J. Jensen & G.W. Collins. Index of refraction of shock-released materials. *Journal of Applied Physics*, **110**(8) :083509, 2011.
- [89] J.L. Brédas & G.B. Street. Electronic structure of polystyrene : A valence effective Hamiltonian theoretical study. *Journal of Chemical Physics*, **82**(7) :3284–3288, 1985.
- [90] T. Iganaki, E.T. Arakawa, R.N. Hamm & M.W. Williams. Optical properties of polystyrene from the near-infrared to the x-ray region and convergence of optical sum rules. *Physical Review B*, **15**(6) :3243–3253, 1977.
- [91] J.J. Ritsko & R.W. Bigelow. Core excitons and the dielectric response of polystyrene and poly(2-vinylpyridine) from 1 to 400 eV. *Journal of Chemical Physics*, **69**(9) :4162–4170, 1985.
- [92] J. Kikuma & B.P. Tonner. Photon energy dependence of valence band photoemission and resonant photoemission of polystyrene. *Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena*, **82** :41–52, 1996.

- [93] J. Cazaux. A physical approach to the radiation damage mechanisms induced by X-rays in X-ray microscopy and related techniques. *Journal of Microscopy*, **188**(2) :106–124, 1997.
- [94] K. Varlot, J.M. Martin & C. Quet. Physical and chemical changes in polystyrene during electron irradiation using EELS in the TEM : contribution of the dielectric function. *Journal of Microscopy*, **191**(2) :187–194, 1998.
- [95] D. Emfietzoglou. *Radiation Protection Dosimetry*, **100**(1-4) :153–158, 2002.
- [96] C.A. Klein. Bandgap Dependence and Related Features of Radiation Ionization Energies in Semiconductors. *Journal of Applied Physics*, **39**(4) :2029–2038, 1968.
- [97] R.C. Alig, S. Bloom & C.W. Struck. Scattering by ionization and phonon emission in semiconductors. *Physical Review B*, **22**(12) :5565–5582, 1980.
- [98] C. Courtois. *Communication privée*.
- [99] M. Koenig, F. Philippe, A. Benuzzi-Mounaix, D. Batani, M. Tomasini & E. Henry. Optical properties of highly compressed polystyrene using laser-driven shockwaves. *Physics of Plasmas*, **10**(7) :3026–3029, 2003.
- [100] N. Ozaki, T. Sano, M. Ikoma, K. Shigemori, T. Kimura, K. Miyanishi, T. Vinci, F. H. Ree, H. Azechi, T. Endo, Y. Hironaka, Y. Hori, A. Iwamoto, T. Kadono, H. Nagatomo, M. Nakai, T. Norimatsu, T. Okuchi, K. Otani, T. Sakaiya, K. Shimizu, A. Shiroshta, A. Sunahara, H. Takahashi & R. Kodama. Shock Hugoniot and temperature data for polystyrene obtained with quartz standard. *Physics of Plasmas*, **16**(6) :062702, 2009.
- [101] P.M. Celliers, G.W. Collins, L.B. Da Silva, D.M. Gold, R. Cauble, R.J. Wallace, M.E. Foord & B.A. Hammel. Shock-Induced Transformation of Liquid Deuterium into a Metallic Fluid. *Physical Review Letters*, **84**(24) :5564–5567, 2000.
- [102] M. Koenig E. Henry A. Benuzzi-Mounaix D. Batani D.K. Bradley L.B. Da Silva R.J. Wallace S.J. Moon J.H. Eggert K.K.M. Lee L.R. Benedetti R. Jeanloz I. Masclet N. Dague B. Marchet M. Rabec Le Gloahec Ch. Reverdin J. Pasley O. Willi D. Neely & C. Danson P.M. Celliers, G.W. Collins, D.G. Hicks. Electronic conduction in shock-compressed water. *Physics of Plasmas*, **11**(8) :L41–L44, 2004.
- [103] D.K. Bradley, J.H. Eggert, D.G. Hicks, P.M. Celliers, S.J. Moon, R.C. Cauble & G.W. Collins. Shock Compressing Diamond to a Conducting Fluid. *Physical Review Letters*, **93**(19) :195506, 2004.
- [104] C. Wang, X-T. He & P. Zhang. Thermophysical properties for shock compressed polystyrene. *Physics of Plasmas*, **18**(8) :082707, 2011.
- [105] N. Ueno, K. Sugita, O. Koga & S. Suzuki. Radiation Effect in Hexatriacontane Thin Film. *Japanese Journal of Applied Physics*, **22**(10) :1613–1617, 1983.
- [106] M. Ono, H. Yamane, H. Fukagawa, S. Kera, D. Yoshimura, E. Morikawa, K. Seki & N. Ueno. Possibility of the Fermi Level Control by VUV-Induced Doping of an Organic Thin Film : Polytetrafluoroethylene. Proc. Int. Symp. Super-Functionality Organic Devices, IPAP Conf. Series 6 pp. 27-30.

- [107] J.E. Miller, T.R. Boehly, A. Melchior, D.D. Meyerhofer, P.M. Celliers, J.H. Eggert, D.G. Hicks, C.M. Sorce, J.A. Oertel & P.M. Emmel. Streaked optical pyrometer system for laser-driven shock-wave experiments on OMEGA. *Review of Scientific Instruments*, **78**(3) :034903, 2007.
- [108] C. Sauteret, A.M. Sautivet, J.P. Zou & J. Maignan. Les structures amplificatrices de l'installation LULI 2000. Rapport Scientifique LULI - E4, 2000.
- [109] S.D. Baton, M. Koenig, E. Brambrink, H.P. Schlenvoigt, C. Rousseaux, G. Debras, S. Laffite, P. Loiseau, F. Philippe, X. Ribeyre & G. Schurtz. Experiment in planar geometry for shock ignition studies. Article soumis à PRL en 2011.
- [110] P.H. Maire, R. Abgrall, J. Breil & J. Ovardia. A cell-centered lagrangian scheme for two-dimensional compressible flow problems. *SIAM Journal on Scientific Computing*, **29**(4) :1781–1824, 2007.
- [111] C. Rousseaux. *Communication privée*.
- [112] S. Laffite. *Communication privée*.
- [113] M. Hohenberger, W. Theobald, S.X. Hu, K.S. Anderson, C. Stoeckl, D.E. Fratanduono, T.R. Boehly, D.D. Meyerhofer, R. Betti, A. Casner, X. Ribeyre & G. Schurtz. Planar Shock-Ignition Studies on OMEGA. Présentation orale, 52nd Annual Meeting of the American Physical Society Division of Plasma Physics, Chicago, 2010.
- [114] W. Theobald, M. Hohenberger, S.X. Hu, K.S. Anderson, R. Betti, T.R. Boehly, A. Casner, D.H. Edgell, D.E. Fratanduono, M. Lafon, D.D. Meyerhofer, R. Nora, X. Ribeyre, T.C. Sangster, G. Schurtz, W. Seka, C. Stoeckl & B. Yaakobi. High-Intensity Shock-Ignition Experiments in Planar Geometry. Présentation orale, 53rd Annual Meeting of the American Physical Society Division of Plasma Physics, Salt Lake City, 2011.
- [115] J.P. Colombier, E. Audouard, P. Combis, F. Bonneau & R. Le Harzic. Hydrodynamic simulation of the ablation of metals by femtosecond laser pulses. In *SPIE*, volume **5448**, 2004.
- [116] J.P. Colombier, P. Combis, R. Stoian & E. Audouard. High shock release in ultrafast laser irradiated metals : Scenario for metal ejection. *Physical Review B*, **75**(104105), 2007.
- [117] L.H. Bakken & P.D. Anderson. An equation of state handbook. Technical Report SCL-DR-68-123, Sandia National Laboratory, 1969.
- [118] I.N. Lomonosov, A.V. Bushman & V.E. Fortov. Equation of state for metals at high energy densities. Wide range multi-phase equation of state of metals. In *High Pressure Science and Technology*, 1993.
- [119] S.P. Lyon & J.D. Johnson. SESAME : The Los Alamos National Laboratory Equation of State Database. Technical Report LA-UR-92-3407, LANL, 1992.
- [120] B.L. Henke, E.M. Gullikson & J.C. Davis. X-Ray Interactions : Photoabsorption, Scattering, Transmission, and Reflection at $E = 50\text{-}30000\text{ eV}$, $Z = 1\text{-}92$. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, **54**(2) :181–342, 1993.

-
- [121] W.H. McMaster, N. Kerr Del Grande, J.H. Mallet & J.H. Hubbell. Compilation of X-ray cross sections. Technical Report UCRL-50174 Section II Revision I, LLNL, 1969.
- [122] E.D. Palik *et al.* Handbook of Optical Constants of Solids I. Academic Press, 1985.
- [123] E.D. Palik *et al.* Handbook of Optical Constants of Solids II. Academic Press, 1991.
- [124] Y.S. Touloukian, R.W. Powell, C.Y. Ho & P.G. Klemens. Thermophysical Properties of Matter. Vol. 1 : Thermal Conductivity-Metallic Elements and Alloys. IFI/Plenum, 1970.
- [125] W. Ebeling, A. Förster, V.E. Fortov, V.K. Gryaznov & A.Ya. Polishchuk. *Thermophysical Properties of Hot Dense Plasmas*. Teubner-Texte zur Physik, 1991.
- [126] C. Blancard & G. Faussurier. Equation of state and transport coefficients for dense plasmas. *Physical Review E*, **69** :016409, 2004.

Résumé

Le Commissariat à l’Energie Atomique et aux Energies Alternatives (CEA) construit actuellement en France le Laser Mégajoule (LMJ) qui devrait permettre d’obtenir la fusion par confinement inertiel avec gain, en attaque indirecte. Afin d’atteindre l’ignition thermonucléaire, la compression d’une cible sphérique devra être contrôlée par une série de chocs centripètes dont la chronométrie et le niveau seront précisément maîtrisés. Une première expérience, menée en 2010 sur la Ligne d’Intégration Laser (LIL) au CEA, dans le cadre de la campagne de chronométrie de chocs, nous a permis d’étudier la coalescence de deux chocs plans dans une cible de polystyrène en attaque indirecte. L’objectif était de valider le concept expérimental et les simulations numériques, démontrant le principe de campagnes futures qui devront à terme permettre d’atteindre les précisions souhaitées sur les temps et les vitesses. A cette fin, nous avons mis en œuvre des diagnostics vélocimétriques (*Velocity Interferometer System for Any Reflection* - VISAR) et de visualisation de débouché de choc, en prenant en compte les problèmes optiques liés au rayonnement X. En parallèle une expérience menée au Laboratoire pour l’Utilisation des Lasers Intenses (LULI) en 2010, nous a donné l’occasion d’étudier la chronométrie de deux chocs plans en attaque directe grâce aux mêmes diagnostics. Cette dernière étude se rattache au concept d’allumage par choc, dans un but, à terme, de production d’énergie. Cette thèse présente ces deux expériences, avec leurs résultats.

Abstract

The Laser Mégajoule (LMJ), which should achieve energy gain in an indirect drive inertial confinement fusion configuration, is being built in France by the CEA (*Commissariat à l’Energie Atomique et aux Energies Alternatives*). To achieve thermonuclear ignition, the compression of a spherical target will have to be controlled by a series of accurately timed centripetal shocks, with a finely tuned level. A first experiment, performed in 2010 on the LIL (*Ligne d’Intégration Laser*) facility at CEA, has allowed us to study the coalescence of two planar shocks in an indirectly-driven sample of polystyrene, within the framework of shock timing. The main objectives were to validate the experimental concept and the numerical simulations, as a proof-of-principle for future shock-timing campaigns. The main diagnostics used for this study are VISAR (*Velocity Interferometer System for Any Reflection*) and an optical shock breakout diagnostic, taking into account optical perturbations caused by X-rays. In another experiment, conducted on the LULI (*Laboratoire pour l’Utilisation des Lasers Intenses*) laser facility in 2010, we studied the timing of two planar directly-driven shocks using the same diagnostics. This latter study is related to the shock ignition concept, with the long-term perspective of energy production. This thesis presents these two experiments and their results.