



HAL
open science

Etude expérimentale du transport d'électrons rapides et des ondes de choc générées par laser dans le cadre de la fusion inertielle

Takaya Sakaki

► **To cite this version:**

Takaya Sakaki. Etude expérimentale du transport d'électrons rapides et des ondes de choc générées par laser dans le cadre de la fusion inertielle. Autre. Université de Bordeaux, 2016. Français. NNT : 2016BORD0107 . tel-01380983

HAL Id: tel-01380983

<https://theses.hal.science/tel-01380983>

Submitted on 13 Oct 2016

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.



THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGÉNIEUR

par **Takaya SAKAKI**

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

SPÉCIALITÉ : Astrophysique, Plasmas, Nucléaire

Étude expérimentale du transport d'électrons rapides et des ondes de choc générées par laser dans le cadre de la fusion inertielle

Soutenue le 23 Juin 2016

Devant la commission d'examen formée de :

Fazia Hannachi	Directrice de recherche, CENBG	Présidente
Keisuke Shigemori	Professeur, Univ. d'Osaka	Examinateur
Edouard Le Bel	Chercheur, Univ. de Bordeaux	Invité
Leonida A. Gizzi	Directeur de recherche, INO-CNR, Pisa	Rapporteur
Katarzyna Jakubowska	Chercheuse, IPPLM, Varsovie	Invitée
Vladimir Tikhonchuk	Professeur, Univ. de Bordeaux	Examinateur
Milos Skoric	Professeur, Univ. de Belgrade	Rapporteur
Dimitri Batani	Professeur, Univ. de Bordeaux	Directeur de thèse

À mes parents...

Remerciements

Cette thèse a été réalisée au sein du Laboratoire CELIA. Je remercie tout d'abord son directeur, Philippe Balcou, pour m'y avoir accueilli et m'avoir permis de réaliser ce travail dans les meilleures conditions durant ces trois années. Je tiens ensuite à remercier Dimitri Batani d'avoir accepté d'être mon directeur de thèse. J'ai énormément apprécié ses connaissances scientifiques et ses qualités relationnelles en tant que directeur de thèse. Ma gratitude va aussi à Edouard Le Bel, pour être toujours prêt à m'aider et pour ses nombreux encouragements. Je remercie aussi Vladimir Tikhonchuk qui a sacrifié beaucoup de son temps, et pour la confiance qu'il m'a accordé.

J'adresse toute ma reconnaissance aux différents membres du jury, notamment à Leonida A. Gizzi et Milos Skoric pour avoir accepté la contraignante tâche de rapporteur. Je remercie également Fazia Hannachi de m'avoir fait l'honneur d'être examinateur de cette thèse et à Keisuke Shigemori pour m'avoir fait l'honneur de venir de Osaka pour assister à cette soutenance. Un remerciement encore à Vladimir Tikhonchuk pour avoir accepté de se joindre au comité.

Le laboratoire CELIA offre vraiment d'excellentes conditions de travail. Je tiens également à remercier toutes les personnes que j'y ai rencontrées. Merci à Gerard, Joao, Sébastien, Xavier, Jean-Luc, Jérôme, Dominique et Loïc. Merci aussi à Céline, Emmanuelle, Sophie pour leur aide administrative tout au long de la thèse.

Je veux particulièrement remercier tous les doctorants et post-docs du CELIA que j'ai pu côtoyer pendant ces trois ans. Un merci chaleureux à Basil, Pierre, Benjamin, Adrien, Evgeniya d'avoir partagé ce bureau avec moi. Un grand merci également à Julien, Jocelain, Mokrane, Dario, Arnaud, Mathieu, Nesrine, Jonathan, Xavier, Katarzyna, Guillaume, Ludovic, Lorenzo.

Pour terminer, je voudrais remercier mes parents qui ont fourni un soutien constant sans lequel je n'aurais pas terminé cette thèse et de m'avoir permis d'arriver jusque-là.

Résumé

Ce manuscrit présente trois expériences menées dans le cadre de la fusion nucléaire par confinement inertiel. La première expérience porte sur l'étude de la propagation d'un faisceau d'électrons rapides dans un plasma pré-comprimé dans le cadre du schéma d'allumage rapide. Deux expériences sur la génération d'onde de choc dans des plasmas ont été menées dans le cadre du schéma d'allumage par choc.

La première expérience a été consacrée à l'étude de la propagation d'un faisceau d'électrons rapides dans une cible comprimée. L'implosion de la cible avec une géométrie cylindrique a été menée avec l'installation laser GEKKO XII (ILE Osaka, JAPON). Le faisceau d'électrons rapides a été injecté en utilisant l'installation laser LFEX ($\sim 10^{19} \text{W/cm}^2$) et sa propagation à travers le cylindre comprimé a été observée avec plusieurs diagnostics X. Cette expérience a démontré l'effet d'un guidage du faisceau d'électrons rapides résultant du champ magnétique auto-généré. Par ailleurs, les résultats de cette expérience ont été en bon accord avec ceux des simulations numériques. Cette étude a fait l'objet de la publication *Approach to the study of fast electron transport in cylindrically imploded targets*, *Laser and Particle Beams*, 33,525-534,(2015).

Deux autres expériences ont été réalisées pour l'étude de la propagation de chocs forts créés par laser dans un plasma. Celles-ci ont été réalisées avec différentes installations laser. Dans la première expérience avec le laser Gekko XII, nous avons observé la création et la propagation de deux ondes de choc successives dans des plasmas d'ablation de CH et de Be. L'objectif de caractériser l'amplification d'un choc transmis par la collision des deux chocs contre propagatifs a été partiellement réalisé. La comparaison des résultats expérimentaux à des simulations hydrodynamiques a permis d'établir une amplification du choc d'un facteur 2 en pression pour les conditions expérimentales réalisées. Les tirs sur une cible de Be a permis de développer et valider les outils d'exploitation de la propagation de deux chocs par radiographie X. La deuxième expérience a été réalisée avec laser PHELIX de GSI (Darmstadt, Allemagne). Le but de cette expérience était d'étudier la génération de chocs forts qui ont été utilisés pour étudier l'équations d'état du carbone dans le domaine WDM pertinent pour la planétologie. Les conditions de pression et de densité pour le carbone ont été obtenues en déduisant la pression et la vitesse de l'onde de choc des diagnostics chronométriques employés dans cette expérience. Des états du diamant en phase liquide métallique pour des pressions de l'ordre de 7 Mbar et des températures de 15,000 degrés ont été obtenus.

Mots clés : Fusion par confinement inertiel ; Allumage rapide ; Allumage par choc ; Transport d'électrons relativistes ; Diagnostics X ; Chronométrie de l'onde de choc ; Codes hybrides ; Codes hydrodynamiques ; Effets résistifs ; Effets collisionnels.

Summary

This manuscript presents three experiments conducted as part of a nuclear fusion by inertial confinement. The first experiment is the study of the fast electron beam propagation in a pre-compressed plasma in the fast ignition scheme. Two other experiments about the shock wave generation in plasmas were conducted in the ignition shock pattern.

The first experiment was devoted to the study of the fast electron beam transport in a compressed target. The implosion of the target with a cylindrical geometry was carried out with the GEKKO XII laser facility (ILE Osaka, Japan). The fast electron beam was generated by the LFEX laser ($\sim 10^{19}W/cm^2$) and its propagation through the compressed cylinder was observed with several X-ray diagnostics. This experiment showed the guiding effect of the electron beam resulting from self-generated magnetic fields. Furthermore, the results of this experiment were in good agreement with numerical simulations. This study was the subject of the publication Approach to the study of fast electron transport in cylindrically imploded targets, *Laser and Particle Beams*, 33,525-534,(2015).

Two other experiments were performed to study the propagation of strong shocks created by lasers in a plasma. These were carried out with different laser systems. In the first experiment with the Gekko XII laser, we observed the creation and the propagation of two successive shock waves in an ablation plasma in CH and Be. The objective to characterize the amplification of a transmitted shock by the collision of two counter propagating shocks has been partially realized. The comparison of the experimental results with the hydrodynamic simulations enabled us to confirm an amplification of the shock by a factor 2 in pressure in the condition of this experiment. The shot with a Be target allowed to develop and to validate the diagnostic method of X-ray radiography for shock propagation. The second experiment was performed with laser PHELIX GSI (Darmstadt, Germany). The purpose of this experiment was to study the generation of strong shocks. They were applied to study the equation of state of carbone in WDM state for the planetology. The condition of pressure and density for the carbon were obtained by deducting the pressure and the velocity of the shock wave chronometric diagnostics employed in this experiment. In this experiment, diamond was at the metallic liquid phase with the pressure of 7 Mbar and the temperature of 15,000 degrees.

Keywords : Inertial confinement fusion ; Fast ignition ; Shock ignition ; Relativistic electron transport ; Xray diagnostics ; Shock chronometry ; Hybrid code ; Hydrodynamic code ; Resistive effects ; Collisional effects.

Table des matières

1	Introduction	12
1.1	La fusion inertielle	12
1.2	Attaque directe et Attaque indirecte	16
1.3	Allumage central	17
1.4	Allumage rapide	18
1.5	Allumage par choc	19
1.6	Le but et le contenu de cette thèse	21
2	Partie théorique	24
2.1	Techniques de laser intense	24
2.2	Plasmas produits par laser	27
2.2.1	Profil de densité et indice de réfraction d'un plan	27
2.2.2	Absorption collisionnelle	28
2.3	Absorption collective et accélération des électrons	28
2.3.1	Absorption résonante	28
2.3.2	Chauffage par l'effet Brunel	29
2.3.3	Accélération par la force ponderomotrice	30
2.3.4	Instabilités paramétriques	31
2.3.5	L'auto-focalisation du laser	33
2.4	Transport d'électrons collisionnel	34
2.4.1	Pouvoir d'arrêt collisionnel des électrons	34
2.4.2	Pouvoir d'arrêt radiatif des électrons	37
2.4.3	Diffusion angulaire	38
2.4.4	Diffusion multiple	39
2.5	Transport collectif d'électrons	41
2.5.1	Neutralisation du courant d'électrons	41
2.5.2	Les champs générés	43
2.5.3	La conductivité du plasma	44
2.5.4	Compétition de chauffage collisionnel et résistif	47
2.5.5	Recirculation des électrons	49
2.5.6	Les instabilités du faisceau d'électrons	49
2.5.7	Résumé du transport des électrons dans le plasma	51
2.6	Physique de l'onde de choc	52

TABLE DES MATIÈRES

2.6.1	Les équations fluides	53
2.6.2	Propagation des ondes acoustiques	54
2.6.3	Formation de l'onde de choc	55
2.6.4	Relations de Rankine-Hugoniot	56
2.6.5	Dynamique de l'onde du choc et l'évolution de l'entropie	58
2.7	Effet de désadaptation d'impédance	62
3	Diagnostiques des électrons rapides et des ondes de choc	65
3.1	Le rayonnement caractéristique $K\alpha$	66
3.2	Diagnostiques des rayonnements X	68
3.3	Spectromètre HOPG	68
3.4	Imageries X avec le cristal Bragg	71
3.5	Le rayonnement de bremsstrahlung	74
3.6	Spectromètre à Bremsstrahlung	74
3.7	VISAR	77
4	Transport d'électrons rapides dans la cible cylindrique comprimée	85
4.1	Contexte de recherche	85
4.2	Installation laser	86
4.2.1	Laser GEKKO XII	86
4.2.2	Laser LFEX	88
4.3	Cible cylindrique	89
4.4	Procédure de l'expérience	90
4.5	Simulation	92
4.5.1	Uniformité des faisceaux d'implosion	92
4.5.2	Simulation du processus d'implosion	93
4.5.3	Simulation du transport d'électrons rapides	94
4.6	Étude de l'implosion de la cible	96
4.6.1	Imagerie résolue en temps	96
4.6.2	Étude de l'émission de la cible implosée	98
4.7	Étude de la température d'électrons rapides	100
4.8	Étude du transport électronique	103
4.8.1	Imagerie de la face arrière de la cible	103
4.8.2	Spectromètre HOPG	107
4.8.3	Spectromètre à haute résolution (XSM)	111
4.9	Conclusion	114

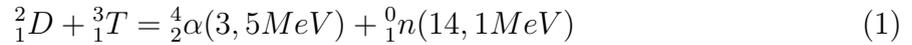
5	Propagation de deux ondes de choc dans une cible plane	117
5.1	Introduction	117
5.2	Schémas d'expérience	117
5.3	Cible	120
5.4	Résultats expérimentaux	122
5.4.1	Étude de l'auto émission	122
5.4.2	Étude de la vitesse du choc par interférométrie	123
5.4.3	Simulation du code CHIC	125
5.4.4	Étude du choc par radiographie X	128
5.4.5	Simulation pour le tir d'une cible de Béryllium	132
5.5	Conclusion	133
6	Génération d'une onde de choc intense	136
6.1	Contexte de recherche	136
6.2	Installation laser	136
6.3	Procédure de l'expérience	137
6.4	Cibles	138
6.5	Résultats expérimentaux	140
6.5.1	Étude de l'auto-émission	140
6.5.2	Étude de la vitesse du choc par interférométrie	143
6.6	Conclusion	151
7	Conclusion et perspective	154
8	ANNEXE	157
8.1	Le code CHIC	157
8.2	Le code de transport hybride M1	159
	Références	161

1 Introduction

1.1 La fusion inertielle

Quand la lumière générée par une très grande installation laser est focalisée sur une sphère de combustible nucléaire (mélange de deutérium et tritium) ayant un diamètre de quelques millimètres celle-ci implose. Cette implosion produit un état de la matière de très haute température et de très grande densité, qui existe dans la nature seulement dans les étoiles et qui peut amener à la production de réactions de fusion nucléaire.

La cible du combustible est une capsule de forme sphérique, par exemple de plastique, qui entoure une couche de deutérium tritium sous forme de glace. L'intérieur de la capsule est rempli par un gaz de DT à la pression saturée du combustible. Lorsque le laser se focalise sur cette cible, sa surface est chauffée et ionisée. Un plasma superficiel est formé qui va avoir une expansion rapide vers l'extérieur. C'est le phénomène dit d'ablation. En réaction, la cible est comprimée rapidement vers son cœur par la haute pression résultante s'élevant à cent millions de fois la pression atmosphérique. C'est un processus qu'on appelle "implosion". Au moment du maximum de la compression du combustible, la coquille de DT cryogénique est comprimée jusqu'à milles fois sa densité initiale. La partie qui était gazeuse de la cible est chauffée jusqu'à une très haute température (plus de cent millions de degrés) formant un point chaud. Le chauffage est produit par un choc centripète généré par le laser au moment de l'ablation et par le travail fait par la pression de la partie principale. Dans la partie très chaude, des réactions de fusion nucléaire ont lieu et chaque réaction de fusion d'un noyau de deutérium avec un noyau de tritium libère un noyau d'hélium dit particule alpha et un neutron :



La partie très chaude est chauffée par ces particules alpha et les réactions de fusion se produisent d'avantage. On dit que l'on a obtenu les conditions d'allumage. Une fois que ces réactions de fusion démarrent dans la partie très chaude, le combustible principal périphérique est chauffé par le transport de chaleur provenant de la partie très chaude par les électrons et les particules alpha. C'est l'étape de combustion de la cible. À la fin, l'énergie produite par ces réactions de fusion peut atteindre plus de cent fois l'énergie fournie par laser.

Cependant, la combustion d'une seule cible n'est pas capable de produire une énergie suffisante pour alimenter un réacteur. Donc il faut réaliser une série des cycles "compression - allumage - ignition" plusieurs fois par seconde. Typiquement, un réacteur de fusion inertielle doit marcher avec un taux de répétition de l'ordre de 10 Hz .

L'énergie produite va être absorbée par les matériaux de la paroi de l'enceinte composés de métaux liquides (Li, Pb, etc) qui coulent le long des parois du réacteur. Cette chaleur absorbée est transférée à un caloripporteur (eau sous pression...) qui fait tourner une turbine. Le laser fonctionne en utilisant une fraction $\eta_{recycle}$ de l'électricité produite. Une fraction η_{laser} de l'électricité fournie est convertie en énergie laser. L'énergie produite par la fusion est G fois plus grande que l'énergie laser. Une proportion η_{conv} de cette énergie est convertie en électricité. Donc, le produit de ces valeurs doit être supérieur à 1 pour pouvoir produire de l'électricité. C'est à dire :

$$\eta_{recycle} \eta_{laser} G \eta_{conv} > 1 \quad (2)$$

Les différentes efficacités typiques sont de l'ordre de $\eta_{recycle} = 25\%$, $\eta_{laser} = 10\%$, $\eta_{conv} = 40\%$. Dans ce cas, le gain d'une capsule de fusion d'énergie nécessaire doit être supérieur à 100. Ici, il faut remarquer que nous avons considéré un rendement laser η_{laser} de l'ordre de 10% qui est très loin des performances actuelles des lasers ($< 1\%$) et qui pourra être réalisé dans le futur par l'utilisation de lasers pompés par diode.

Pour assurer un tel gain d'énergie, le combustible de la cible doit avoir suffisamment brûlé. La fraction de combustible brûlé est donnée par :

$$\phi = \frac{\rho R}{\rho R + B} \quad (3)$$

ρ et R sont la densité et le rayon de la cible. B est une fonction qui dépend de la température ayant sa valeur minimale $B_{min} \simeq 6 \text{ g/cm}^2$ pour 30 à 50 keV . D'après cette définition, le produit de la densité par le rayon, ρR doit être supérieur à 3 g/cm^2 pour brûler 33 % du combustible. La masse du combustible est donnée par :

$$M = \frac{4\pi}{3}\rho R^3 = \frac{4\pi}{3} \frac{(\rho R)^3}{\rho^2} \quad (4)$$

L'équation (4) montre que la masse du combustible est proportionnelle au facteur $1/\rho^2$. Si la densité du combustible reste à la densité du solide ($0,21 \text{ g/cm}^2$) sans compression, pour avoir $\rho R = 3 \text{ g/cm}^2$, la masse du combustible nécessaire vaut $2,5 \text{ kg}$ et le rayon du combustible sera de 14 cm . L'énergie de fusion libérée par une telle quantité de combustible vaut 300 TJ , puisque la quantité d'énergie produite de la réaction de fusion DT par gramme est de $17,6 \text{ MeV}/2m_{DT} = 337 \text{ GJ/g}$, et on considère que 30 % du combustible a brûlé.

Les réacteurs de fusion ne sont pas capables de détenir une telle énergie. Au contraire, si le combustible est comprimé jusqu'à 1000 fois la densité du solide, seul $2,5 \text{ mg}$ suffit pour obtenir $\rho R = 3 \text{ g/cm}^2$. Dans ce cas, l'énergie produite est de 300 MJ .

Si la cible du combustible est chauffée entièrement jusqu'à la température d'allumage ($\simeq 10 \text{ keV}$), le gain d'énergie est faible. Ce problème est résolu par formation d'un point chaud dans le gaz. En effet, il suffit de chauffer la cible partiellement en son centre pour former le point chaud et pour déclencher les processus d'allumage et de combustion. Le chauffage par les particules alpha est une fonction importante de ces processus. Si la cible comprimée est 1000 fois plus dense que la densité initiale, le libre parcours moyen d'une particule alpha dans le DT comprimé à la température de 10 keV est voisin de $0,5 \text{ g/cm}^2$. Le volume du point chaud représente environ 0,5 % sur le volume total de la cible $(0,5(\text{g/cm}^2)/3(\text{g/cm}^2))^3 = 0,5\%$.

Quand un faisceau laser avec une intensité élevée irradie la cible du combustible, un plasma est généré à la surface de la cible. Dans le plasma produit, l'absorption de l'énergie du laser a lieu par absorption collisionnelle et l'énergie absorbée est portée jusqu'à la surface solide par la conduction thermique des électrons ou par le transport radiatif du rayonnement X. La surface du matériau est ablatée et le plasma d'ablation va avoir une expansion rapide. Par réaction à cette ablation, des ondes de pression (ondes de choc) se produisent et se propagent dans la cible en comprimant le combustible. Cette pression générée par l'éjection du plasma s'appelle la pression d'ablation. La figure 1 montre schématiquement le profil du plasma du front d'une onde de choc créée par irradiation

laser.

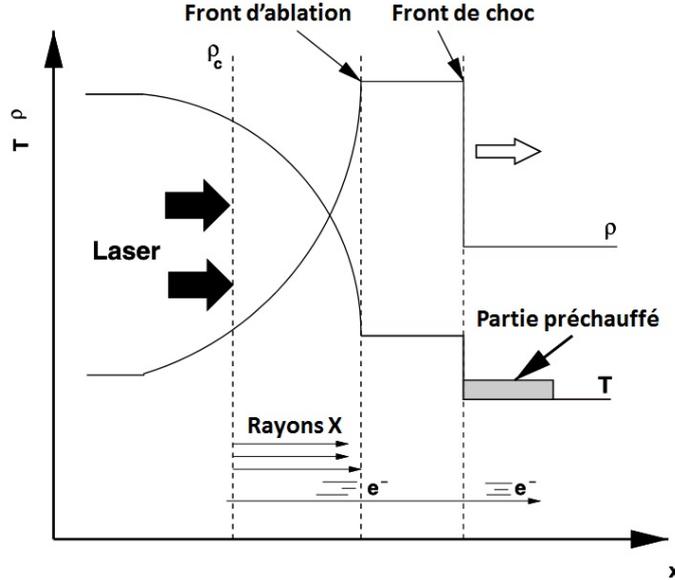


FIGURE 1 – Schéma de génération de choc

La pression d'ablation est donnée par l'équation (5). P_* est la pression d'ablation en Mbar. I et λ sont l'intensité laser et la longueur d'onde en W/cm^2 et μm respectivement. A et Z sont le nombre de masse et le numéro atomique du matériau de la cible. La pression d'ablation ne dépend pas beaucoup du matériau. Par contre, l'équation (5) indique qu'un laser avec une longueur d'onde courte donne des pressions plus élevées [1].

$$P_*(Mbar) = 8,6(I/10^{14})^{2/3}\lambda^{-2/3}(A/2Z)^{1/3} \quad (5)$$

Pour une intensité de l'ordre de $10^{13}W/cm^2$, et pour une longueur d'onde de : $532nm$, la pression d'ablation est de 3 Mbar d'après l'équation (5) dans du plastique CH.

Il y a des limites pour réaliser la compression de la cible à 1000 fois la densité du solide. D'abord, la vitesse d'implosion v_{imp} de la cible doit être supérieure à $300km/s$. Cette grande vitesse d'implosion définit la valeur minimale de la pression d'ablation. Pour cela, la cible doit avoir une masse petite et une coquille mince, pour faciliter l'accélération à ces vitesses.

Par contre, si l'épaisseur de la coquille sphérique est excessivement mince, la coquille peut se briser à cause de l'instabilité hydrodynamique de Rayleigh Taylor. Le taux de

développement de cette instabilité dépend du rapport d'aspect en vol A qui est égal au rapport entre le rayon de la coquille et son épaisseur en vol $R_0/\Delta R_0$. Généralement on dit qu'il faut avoir $A_{inf} < 50$ pour que la coquille sphérique du combustible ne se brise pas au cours de l'implosion. Puisque le rapport d'aspect doit être inférieur à cette valeur, il y a une limite pour la pression d'ablation maximale.

De plus, il y a une limite concernant l'interaction laser plasma. A haute intensité, le laser peut générer des instabilités paramétriques. Lorsque, le faisceau laser excite des ondes plasma, une fraction de l'énergie laser est rétrodiffusée. Des électrons rapides sont générés et ils peuvent préchauffer les couches internes de la cible qui ne sont pas encore comprimées.

Il en résulte que la compression de la cible est dégradée par une plus faible absorption laser et par le pré-chauffage résultant de ces électrons rapides. Pour limiter ces effets limitants, la vitesse d'oscillation v_{os} des électrons doit être suffisamment petite par rapport à la vitesse thermique des électrons v_e . En introduisant la condition $v_{os}/v_e < 0,1$, on obtient une limite sur l'intensité laser. C'est une autre limite sur la pression d'ablation maximale.

$$I\lambda^2 < 10^{14} \mu m^2 W/cm^2 \quad (6)$$

La dernière limite concerne l'efficacité hydrodynamique. C'est le rapport de l'énergie cinétique donnée à la cible sur l'énergie absorbée. Si la masse ablatée est trop faible par rapport à la masse initiale de la cible, la vitesse d'implosion ne sera pas assez élevée. D'autre part, si on ablate trop la coquille, la masse restante serait trop petite pour obtenir assez d'énergie et dans ce cas, la cible devient aussi très sensible aux instabilités hydrodynamiques. En fin de compte, il y a une valeur optimale du rapport entre la masse initiale M_0 et la masse résiduelle M . Le rapport M/M_0 doit être $0,05 < M/M_0 < 0,5$ pour obtenir une bonne efficacité hydrodynamique. En considérant les limitations présentées ci-dessus, la pression d'ablation P_a doit être de l'ordre de 80 à 150 $Mbar$ et le rapport d'aspect initial A_0 doit être de l'ordre de $3 \sim 5$.

1.2 Attaque directe et Attaque indirecte

Il y a 2 approches pour produire l'implosion du combustible. Dans la première méthode, la cible est éclairée directement par le laser. C'est ce que l'on appelle "l'attaque directe". Le schéma de l'attaque directe utilise des lasers qui irradient directement la

capsule (Figure 2). L'attaque directe peut profiter d'une haute efficacité de conversion de l'énergie du laser en énergie de la capsule, mais l'uniformité de l'irradiation laser sur la cible est inférieure à l'attaque indirecte. Elle demande une non-uniformité d'irradiation laser de la cible inférieure à 1%. Le deuxième schéma est appelé "l'attaque indirecte". Dans cette méthode, la lumière du laser se focalise sur l'intérieur d'une cavité utilisant un matériau de Z élevé. Un rayonnement X du corps noir y est généré et se concentre sur la capsule du combustible.

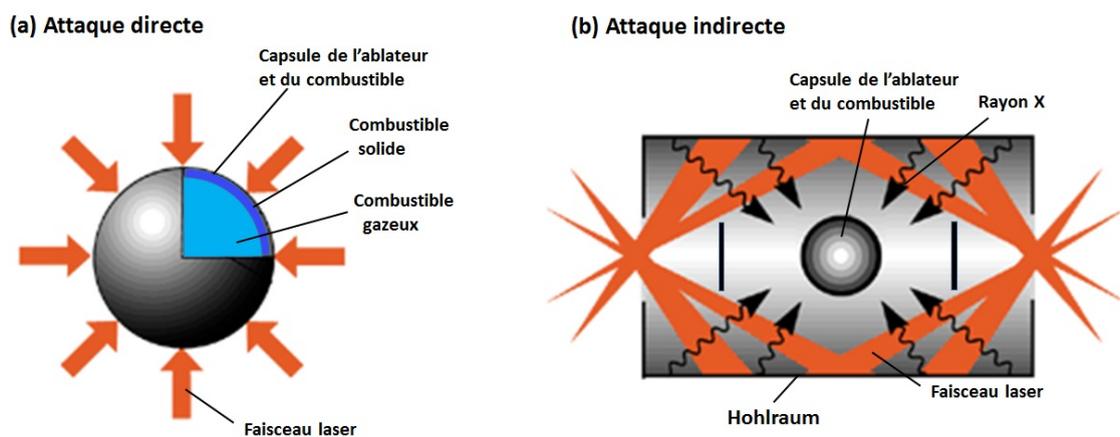


FIGURE 2 – Attaque directe (a) et Attaque indirecte (b)

1.3 Allumage central

Il y a 3 méthodes principales pour réaliser l'allumage. Dans ces 3 méthodes, l'allumage central a été proposé en premier ; il est le schéma d'allumage le plus étudié à ce jour. Dans cette méthode, le gaz du combustible contenu dans la cible est chauffé par le travail de la pression lors d'implosion de la cible. En conséquence, un point chaud d'allumage est formé. L'équilibre de pression s'établit entre le point chaud central et le combustible de la coquille. Le point chaud est beaucoup moins dense par rapport au combustible principal. Donc la structure du combustible est pratiquement une coquille sphérique isobarique.

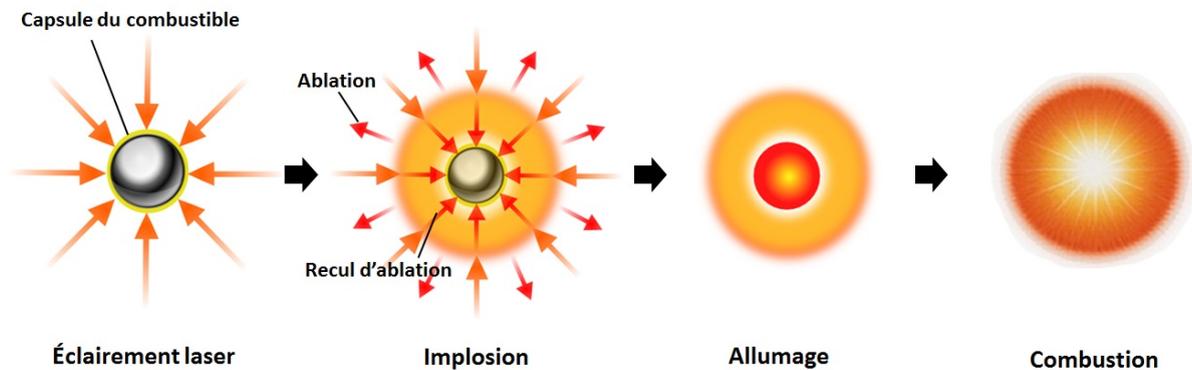


FIGURE 3 – Fusion par laser

Depuis février 2009, la plus grande installation pour la fusion par laser, le National Ignition Facility (NIF) au Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL) est opérationnel en vue d'étudier le schéma d'attaque indirecte. Dans ces campagnes expérimentales, beaucoup de connaissances importantes pour ce schéma d'allumage ont été obtenues. Cependant, la réalisation des réactions de fusion nucléaire auto-soutenues n'a pas pu être accompli à ce jour.

En réponse à ce problème, deux autres méthodes alternatives ont été proposées. Ces approches alternatives sont l'allumage rapide [2] et l'allumage par choc [3]. Ces nouvelles techniques sont basées sur la séparation de la phase de compression et de la phase d'allumage. Dans le schéma d'allumage rapide, l'allumage de la cible de combustible est réalisé par l'injection de particules énergétique (électrons ou ions). Contrairement, le schéma de l'allumage par choc utilise un choc fort convergent pour allumer la cible.

1.4 Allumage rapide

Le schéma d'allumage rapide a été proposé par Tabak et al [2] en 1994. Comme indiqué dans la figure 4, la cible du combustible est implosée à une haute densité dans une première phase. Dans une deuxième phase, un laser petawatt (PW) de chauffage est focalisé à la périphérie du combustible comprimé. Puisque la taille du plasma sous-dense (couronne) est de l'ordre de 1 mm quand on injecte le faisceau PW, il faut creuser un canal dans le plasma par ce faisceau laser ultra-intense d'une intensité de l'ordre de $(10^{18}W/cm^2)$ pour approcher le plus possible le point d'absorption de l'énergie du laser au cœur du plasma comprimé. Ce canal sert au guidage d'un deuxième faisceau laser ultra-intense d'une intensité supérieure à $10^{19}W/cm^2$ qui dépose une fraction de son énergie pour le

chauffage. Dans le cadre de l'allumage rapide, il n'est pas nécessaire de contrôler l'implosion de la cible pour former le point chaud. Donc on peut imploser des cibles robustes qui sont moins sensibles à l'instabilité Rayleigh-Taylor. Le point chaud est formé par le laser PW dans un temps plus court que le temps d'expansion du combustible comprimé. Donc la densité du point chaud et du combustible principal sont presque la même. Donc le combustible dans le cas de l'allumage rapide est isochorique.

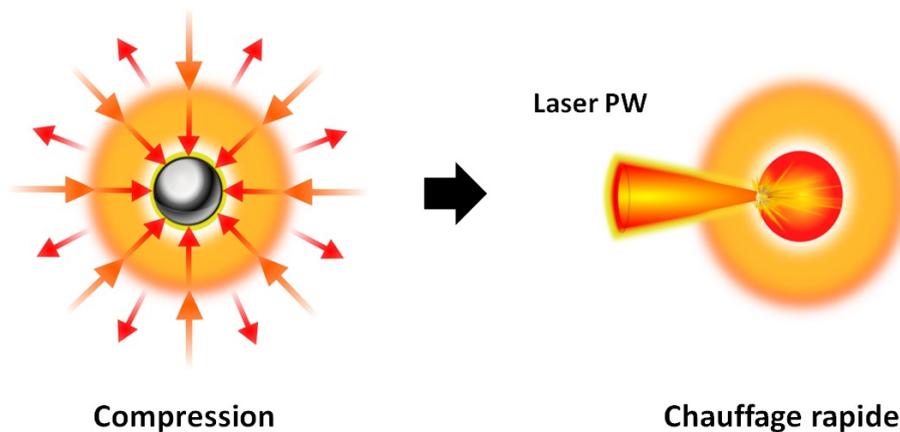


FIGURE 4 – Schéma de l'allumage rapide

Dans le schéma d'allumage rapide, les processus d'implosion et d'allumage peuvent s'optimiser indépendamment. Donc le gain d'énergie peut être amélioré par rapport à l'allumage par point chaud central. Par contre, les processus physiques mis en jeu lors du chauffage par les particules énergétiques restent à étudier et à être mieux connus.

1.5 Allumage par choc

Le concept de l'allumage par choc a été proposé par Betti en 2007 [3]. Dans ce schéma, la compression du combustible est produite par l'irradiation directe de faisceaux laser (durée $\sim ns$, intensité $\sim 10^{14}W/cm^2$). Le chauffage est par contre obtenu par la convergence au centre d'un deuxième choc fort créé par des faisceaux avec des durées d'impulsion de quelques centaines de ps, et avec une intensité de voisine $10^{16}W/cm^2$.

La vitesse d'implosion peut être moins forte (de 200 à 300 km/s) que celle nécessaire pour l'allumage central. Le profil de l'impulsion pour l'allumage par choc est indiqué dans la figure 5.

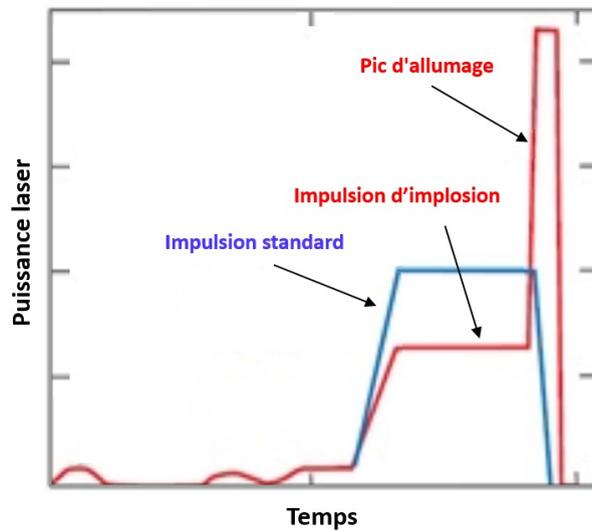


FIGURE 5 – Profil temporel de l'impulsion pour l'allumage par choc comparé à l'impulsion standard de l'allumage par point chaud central

Le schéma de l'allumage par choc est illustré dans la figure 6. À la première étape, l'onde de choc est générée par la pression d'ablation résultante de l'absorption du laser. Cette onde choc est amplifiée par sa convergence vers le centre de la cible et elle y est réfléchi. Le choc réfléchi divergent entre en collision avec le choc centripète intense généré par le pic d'allumage. La collision des deux chocs produit un choc plus intense. Le point chaud est formé par ce choc intense et les conditions d'allumage y sont établies.

Le schéma d'allumage par choc est beaucoup plus simple que l'allumage rapide qui est aussi caractérisé par la séparation des phases d'implosion et d'allumage. Au niveau temps d'impulsion et intensités laser, l'allumage par choc n'est pas basé sur une physique si extrême que l'allumage rapide et donc nous pouvons garder un niveau de prévisibilité similaire à l'allumage centrale.

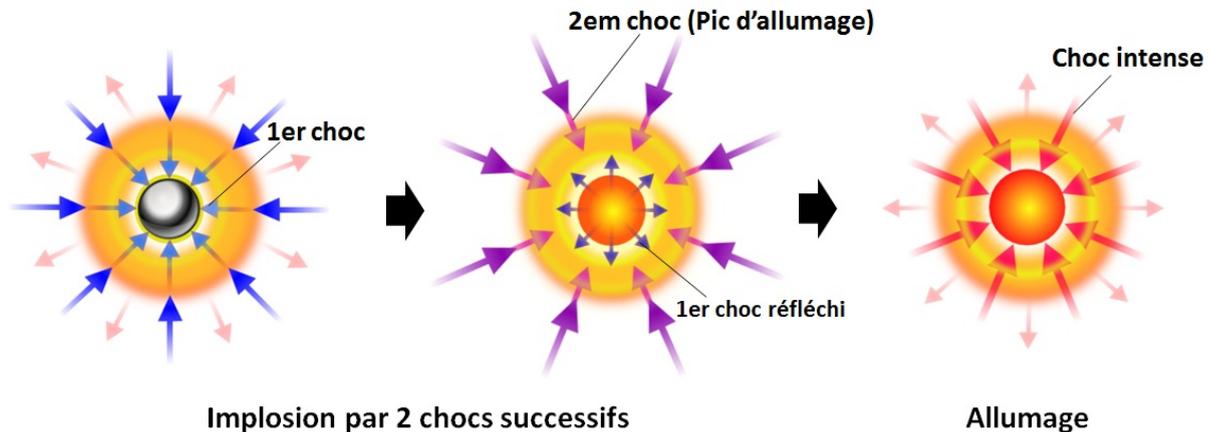


FIGURE 6 – Schéma de l'allumage par choc

1.6 Le but et le contenu de cette thèse

Le travail de cette thèse concerne l'étude des schémas alternatifs à la fusion nucléaire par laser. De nombreux aspects du processus de transport d'électrons rapides ont été étudiés au cours des dernières années en profitant des développements technologiques des lasers (l'augmentation d'intensité maximale des lasers, le profil temporel du faisceau et l'évolution importante des diagnostics plasma). Parallèlement, les études sur la génération de chocs très forts ont aussi démarré. Les simulations numériques effectuées avec l'augmentation des ressources de calcul ont également permis une meilleure compréhension de l'interaction laser matière en reproduisant les résultats expérimentaux avec un assez bon accord.

Pourtant, de nombreux aspects de la physique du transport des électrons rapides et de la physique des ondes de choc doivent encore être étudiées pour réaliser les approches alternatives à la fusion par laser. L'objectif de cette thèse est d'effectuer une caractérisation expérimentale du transport électronique rapide dans les plasmas denses et du comportement d'une onde de choc intense dans les plasmas représentatifs de ces schémas d'allumage.

Dans cette thèse, nous nous sommes concentrés principalement sur l'étude des processus physiques fondamentaux dans des campagnes expérimentales à plus petites échelles, par rapport au régime d'allumage réel.

Les expériences ont été réalisées avec les installations laser du laboratoire ILE (Institute of laser engineering) de l'Université d'Osaka (Japon) et du laboratoire GSI à Darmstadt (Allemagne).

Cette thèse se présente en six chapitres.

Le chapitre 2 présente un résumé de la génération et du transport théorique de faisceaux d'électrons rapides. Les rôles des deux processus de pertes d'énergies collisionnels et collectifs sont détaillés. Dans ce chapitre, la génération et la propagation d'une onde de choc par laser sont également présentées.

Le chapitre 3 détaille le fonctionnement des diagnostics utilisés dans les expériences réalisées durant les travaux de cette thèse. La plupart d'entre eux sont sensibles aux émissions de rayonnements X par la matière. De plus, le diagnostic de l'interférométrie VISAR, que nous avons utilisé pour étudier les chocs, est présenté.

Le chapitre 4 est consacré à l'étude du transport d'électrons rapides dans un matériau comprimé et chauffé. Nous présentons les résultats d'une campagne expérimentale dédiée à la caractérisation comparative du transport du faisceau d'électrons rapides dans une cible cylindrique. Les résultats sont interprétés par comparaison avec des simulations numériques.

Le chapitre 5 montre les résultats de l'expérience sur le comportement des ondes de choc générées par laser. Cette expérience a été réalisée à l'ILE (Université d'Osaka). Nous avons étudié les ondes de choc en utilisant la radiographie X et l'interférométrie VISAR. Les données expérimentales ont été confrontées à la simulation du code hydrodynamique du CELIA (CHIC) qui a reproduit le profil des ondes de choc à partir des paramètres du faisceau laser GEKKO de l'ILE.

Le chapitre 6 présente les résultats de l'expérience consacrée à l'étude de l'équation d'état de l'eau. Cette expérience a été menée sur le laser PHELIX du GSI à Darmstadt (Allemagne). Le laser PHELIX a été utilisé pour générer un choc dans un échantillon test avec une pression de l'ordre de 1Mbar . Le milieu de la cible choquée a été étudié à l'aide d'un VISAR. L'onde de choc a été caractérisée par l'analyse des images obtenues du VISAR ainsi qu'à l'aide de simulations avec le code hydrodynamique CHIC.

Enfin, le chapitre 7 donne un résumé sur les principaux résultats expérimentaux obtenus et leurs perspectives dans le cadre des études sur l'allumage rapide et l'allumage par choc.

2 Partie théorique

Ce chapitre vise à résumer brièvement les théories importantes comme base pour les présentations des résultats expérimentaux dans les chapitres 4, 5 et 6. D'abord, les techniques de la génération d'impulsions laser intenses et ultra courtes sont exposées. Des descriptions de base de la génération d'électrons rapides et de leur transport, décrivant les mécanismes collisionnels et collectifs de perte d'énergie, et de la diffusion du faisceau d'électrons sont ensuite données. La dernière partie présente la génération d'ondes de choc intenses par laser, ainsi que des théories sur les chocs pour l'interprétation des résultats des expériences dans le chapitre 5 et 6.

2.1 Techniques de laser intense

Q-Switch

Le premier mécanisme pour la génération d'impulsions laser intenses est appelé "Q-switch". Il a été démontré expérimentalement par McClung et Hellwarth [4]. Initialement, le milieu laser est pompé avec un intercepteur optique car le processus laser ne peut pas se passer pour une basse valeur Q (le rapport entre l'énergie accumulée et l'énergie perdue). Pendant cette étape, l'inversion de population est provoquée. En ouvrant l'intercepteur optique (le facteur Q est rapidement élevé), le processus laser commence. En conséquence, l'énergie stockée est libérée en une impulsion intense de quelques nanosecondes. Sa puissance de crête peut atteindre quelques gigawatts.

Les Q-switch passifs utilisent des absorbants saturables dont la transmission augmente considérablement lorsque l'intensité dans la cavité atteint un certain seuil, qui dépend directement de la nature de la matière absorbante. Les Q-switch actifs utilisent des appareils

à commandes externes comme les cellules de Pockels, offrant un meilleur contrôle du taux de répétition des impulsions.

Blocage des modes

La technique de “blocage de mode” est aussi utilisée pour générer une impulsion laser courte. Cette technique a été présentée par Hargrove *et al* [5] et permet d’obtenir une impulsion très courte de l’ordre de quelques femtosecondes. Une cavité laser est constituée, d’un milieu amplificateur inséré entre deux miroirs séparés par une distance L . Par conséquent, une gamme spécifique de longueurs d’onde, appelés modes de cavité peut se propager par les interférences lumineuses constructives. Ces modes de cavité sont caractérisés par $\delta\nu = c/(2L)$ où c est la vitesse de la lumière dans le vide. Le nombre de modes qui peuvent se propager dans la cavité est également déterminé par le milieu à gain lui-même. En effet, le milieu à gain amplifie les fréquences uniquement sur une certaine bande. Généralement, les modes dans la cavité sont un mélange d’oscillations avec des phases aléatoires. En introduisant une relation fixée en phase entre les modes dans la cavité, ces modes s’interfèrent périodiquement de manière constructive. Il en résulte un train d’impulsions laser de très courte durée.

Il existe plusieurs méthodes de blocage de modes et ils sont classés en types actif et passif. Dans le cas du blocage en mode actif, le blocage est réalisé par la modulation périodique de l’extérieur du milieu à gain de l’oscillateur (modulateur acousto-optique). D’autre part, le blocage en mode passif utilise des effets non-linéaires tels que la lentille de Kerr.

CPA

Dans la technique CPA, une impulsion de durée très courte qui sort de l’oscillateur est injectée dans un étireur. L’étireur sépare temporellement les différentes composantes spectrales de l’impulsion. Par conséquent, l’impulsion devient temporairement beaucoup plus longue et l’intensité crête de l’impulsion est fortement réduite. La méthode d’étirement la plus typique consiste à utiliser une paire de réseaux de diffraction antiparallèles qui introduisent une différence de chemin optique en fonction de la longueur d’onde. Ensuite, l’énergie de l’impulsion est amplifiée sans dépasser le seuil d’endommagement du milieu amplificateur. Finalement, l’impulsion laser est comprimée jusqu’à sa durée initiale en utilisant une paire de réseaux de diffraction qui compense l’étirement de la durée d’impulsion.

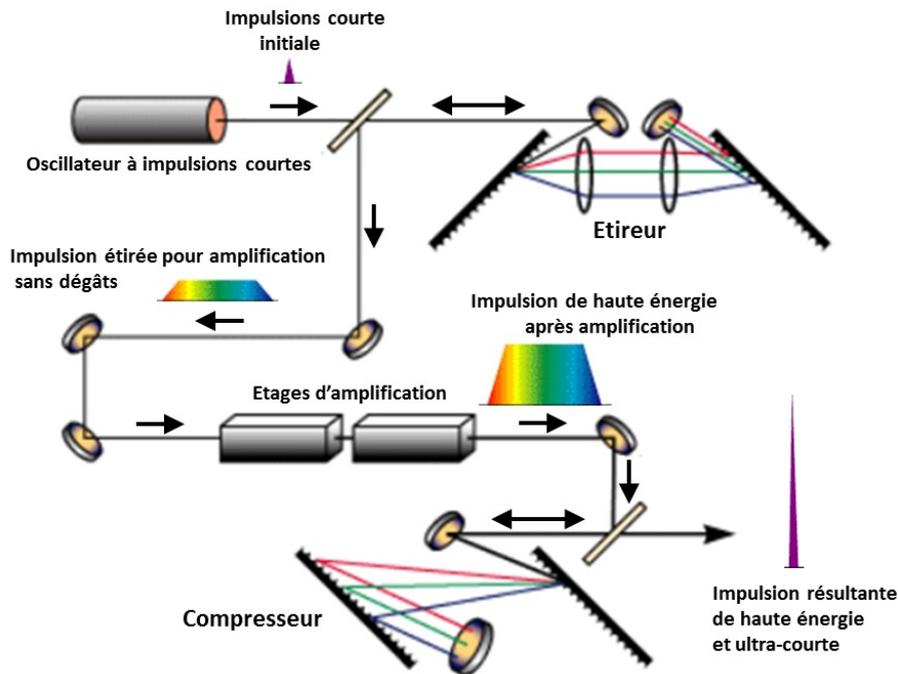


FIGURE 7 – Schéma de la méthode CPA

OPCPA

Aujourd'hui, la technique OPCPA (Optical parametric chirped-pulse amplification) est employée pour générer des impulsions laser ultra courtes. C'est une technique proposée par Dubietis (1992) [6] qui combine les deux techniques CPA et OPA (optical parametric amplification). L'OPA est une technique d'amplification avec un cristal non linéaire, tel que le BBO (bêta-borate de baryum), sans les processus d'absorption de la lumière d'excitation ou l'émission induite. Dans le cristal pompé, la lumière initiale reçoit l'énergie directement de la source pompe. L'OPA permet l'amplification en limitant la charge thermique du cristal car les ondes de pompage qui ne sont pas converties sont éjectées du système. La figure 8 montre le schéma complet de la technique OPCPA.

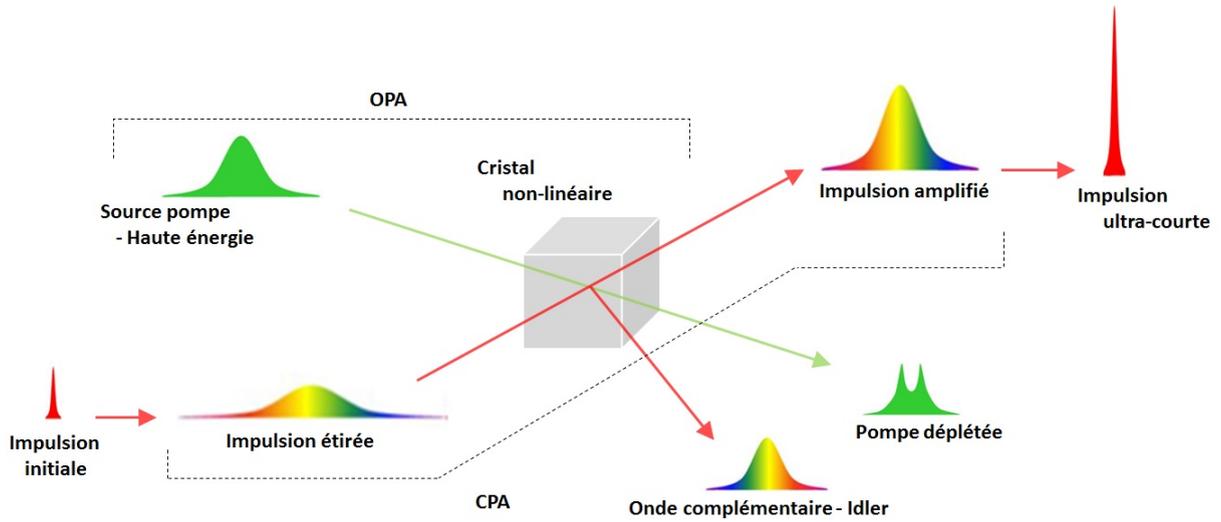


FIGURE 8 – Schéma de la méthode OPCPA

2.2 Plasmas produits par laser

2.2.1 Profil de densité et indice de réfraction d'un plan

Quand un faisceau laser interagit avec un plasma, ce faisceau est absorbé ou réfléchi. L'indice de réfraction N du plasma est donné par :

$$N = \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}} \quad (7)$$

Dans cette équation, n_e et n_c sont la densité électronique du plasma et la densité critique du plasma, donnée par :

$$n_c = \frac{10^{21} (e/cm^3)}{\lambda^2 (\mu m)} \quad (8)$$

Si la densité du plasma n_e est inférieure à la densité critique n_c (régime sous dense), l'indice de réfraction est un nombre réel et le faisceau laser peut se propager. Cet indice s'approche de zéro en raison de l'augmentation de la densité. Finalement, au-delà de la région $n_e = n_c$, l'indice devient un nombre imaginaire et le faisceau ne peut plus se propager. La densité critique sépare ces deux régions.

2.2.2 Absorption collisionnelle

Pendant la propagation dans le plasma, la lumière laser est absorbée. Dans plusieurs cas pratiques, le profil de densité du plasma peut être approximé par une fonction exponentielle $n_e = n_c \exp(-z/L)$ (z est la distance sur l'axe de propagation, L est la longueur d'échelle typique du gradient de densité). Le processus le plus basique, l'absorption collisionnelle, est maximal à la densité critique. Dans ce processus, les électrons oscillent dans le champ électrique et ils entrent en collision avec les ions. L'énergie laser est alors absorbée par les électrons, puis par les ions. Le taux d'absorption f_{abs} est donné par :

$$f_{abs} = 1 - \exp\left(-\frac{8\nu_{ei}L}{3c} \cos^3 \theta\right) \quad (9)$$

où θ est l'angle d'incidence de laser, ν_{ei} est la fréquence de la collision d'électrons - ions qui est proportionnel à $n_i Z^2 / (T_e)^{3/2}$ [7], c est la vitesse de lumière dans le vide, n_i , Z , T_e sont la densité d'ions du plasma, l'état d'ionisation du plasma et la température électronique du plasma. Si la densité de plasma est grande et le nombre de charge est élevé, l'absorption augmente d'après l'expression de la fréquence de collision. En outre, le taux d'absorption augmente quand l'échelle de densité du plasma est longue et l'angle d'incidence est petit. Par contre, quand la température du plasma augmente, le taux de collision entre les électrons et les ions diminue et le taux d'absorption aussi décroît. Ce mécanisme d'absorption devient dominant si la durée d'impulsion laser est relativement longue (1-10 ns) et la longueur d'onde laser petite ($< 1\mu m$).

2.3 Absorption collective et accélération des électrons

2.3.1 Absorption résonante

Au voisinage de la densité critique, il existe un mécanisme d'absorption différent dit "absorption résonante". Un laser qui entre dans un plasma avec un certain angle d'incidence est dévié et réfléchi vers la région sous-dense par réfraction avant qu'il atteigne la densité critique (Figure 9). Si un faisceau laser entre dans un plasma avec une polarisation P et si la distance entre le point de réflexion et la densité critique est courte, (10 fois la longueur d'onde laser), le champ électrique laser qui pénètre au point de pénétration maximal peut induire des ondes électroniques en résonance à la densité critique [7], du fait que la fréquence laser et celle du plasma sont les mêmes à la densité critique. Ce mécanisme est

dominant pour des grandes longueurs d'onde ($1 - 10\mu m$) et les durées d'impulsion laser courtes ($< 100ps$) [8]. La relation qui lie l'angle d'incidence optimal, la fréquence laser ω et la longueur de gradient de densité est :

$$(2\pi L/\lambda)^{1/3} \sin \theta = 0.8 \tag{10}$$

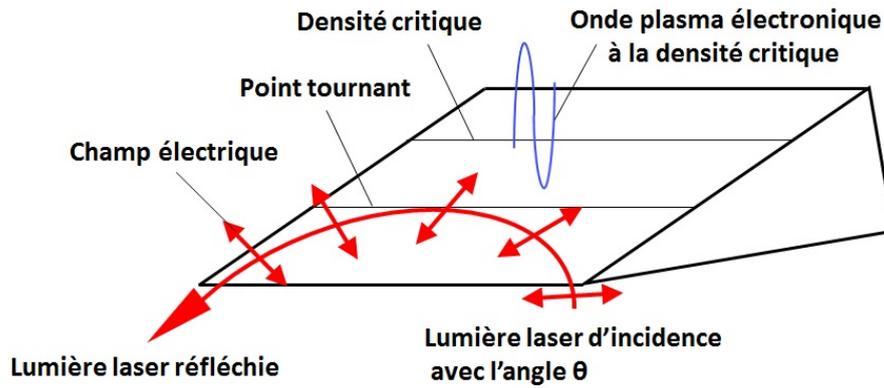


FIGURE 9 – Schéma de l'absorption résonante

2.3.2 Chauffage par l'effet Brunel

Lorsque la durée d'impulsion du faisceau laser est plus courte, par exemple une centaine de femtoseconde, le faisceau laser a peu de temps pour générer le plasma pendant la première partie de l'impulsion et il interagit directement avec le solide [9]. Donc, quand le plasma possède un gradient de densité très raide, plus court que l'amplitude d'oscillation des électrons, un mécanisme se produit qualifié comme l'absorption pseudo-résonante. C'est un phénomène similaire à l'absorption résonante et l'énergie est donnée directement aux électrons à la densité critique.

Comme illustré dans la figure 10, lorsque le faisceau laser est focalisé sur une cible solide avec une polarisation P, le champ laser extrait les électrons dans le vide, puis il les réinjecte dans le solide. L'effet Brunel devient important pour une forte intensité de focalisation du faisceau laser ($\simeq 10^{18}W/cm^2$) et lorsque le faisceau laser interagit directement avec une cible solide qui ne possède pas de pré-plasma ou un plasma très court.

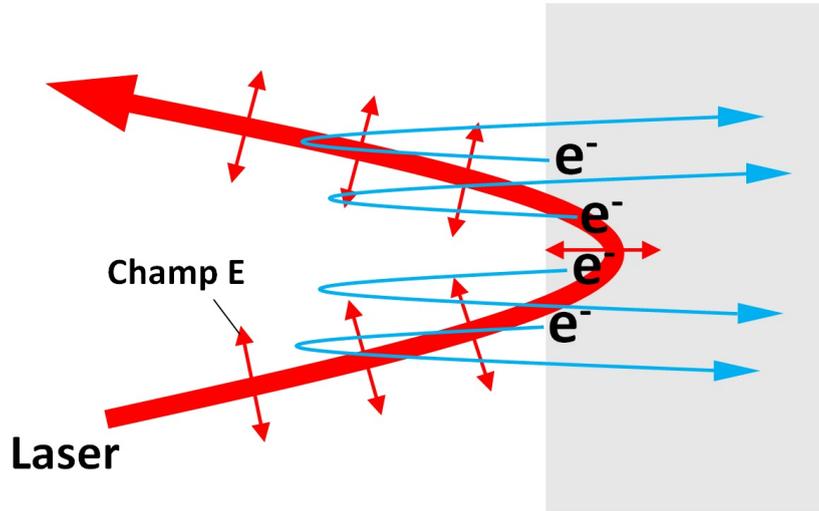


FIGURE 10 – Schéma de l'effet Brunel

2.3.3 Accélération par la force ponderomotrice

L'interaction laser-plasma relativiste est importante dans un régime d'intensité laser de l'ordre de $10^{18}W/cm^2$ ou plus. L'interaction relativiste signifie que la vitesse d'oscillation des électrons produite par le champ électrique du faisceau laser est proche de celle de la lumière, et la masse des électrons devient plus importante par effet relativiste. En utilisant l'amplitude du champ électrique du laser, on peut écrire la quantité sans dimension a_0 :

$$a_0 = \frac{eE}{m\omega c} = 0,85 \times 10^{-9}(\lambda[\mu m])\sqrt{I_0[W/cm^2]} \quad (11)$$

À $10^{18}W/cm^2$, la valeur a_0 se rapproche de 1. Ici, e , m , ω sont la charge de l'électron, la masse de l'électron et la fréquence du laser. Les facteurs λ_0 et I_0 sont la longueur d'onde du laser en μm et l'intensité laser en W/cm^2 . Dans le régime relativiste, les forces que les électrons subissent du champ électrique et du champ magnétique du laser sont sensiblement égales et le facteur du champ magnétique de la force de Lorentz du second terme du côté droit de l'équation (12) n'est plus négligeable.

$$f = -e \left(E + \frac{v}{c} \times B \right) \quad (12)$$

Ici, l'oscillation avec la vitesse v qui est le long du champ électrique du laser est perpendiculaire à la direction de propagation. B est le champ magnétique du laser et il est

aussi perpendiculaire à la direction de déplacement. Donc le produit vectoriel est dirigé dans le même sens que la propagation du faisceau laser. Cela signifie que les électrons sont accélérés principalement vers l'avant.

Si l'intensité de la lumière laser est plus intense ($a \ll 1$), la quantité de mouvement des électrons dans la direction de propagation du laser est beaucoup plus grande que celle dans la direction transversale. Donc la force de Lorentz peut être réécrite comme $J \times B$. Pour cette raison, on appelle ce type d'accélération "chauffage $J \times B$ ". Le chauffage $J \times B$ montré dans la figure 11 produit un accélération collective et directe des électrons par la force pondéromotrice du laser.

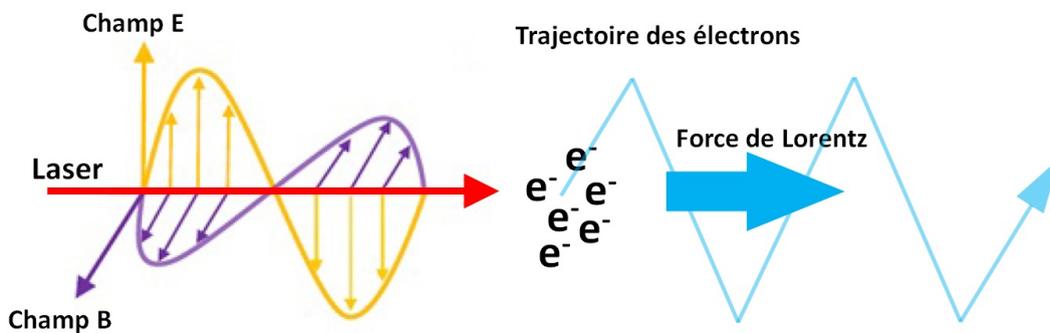


FIGURE 11 – Schéma de la force pondéromotrice

2.3.4 Instabilités paramétriques

Ce paragraphe introduit les interactions du plasma avec le faisceau laser ayant une intensité entre 10^{14} W/cm^2 et 10^{16} W/cm^2 . Sous certaines conditions, l'énergie du champ électromagnétique du laser peut être transférée aux ondes de plasma, aux ondes ioniques, et aux ondes électromagnétiques diffusées. Pour des intensités laser supérieures à quelques fois 10^{14} W/cm^2 , les ondes électroniques ou ioniques excitées dans le plasma peuvent être amplifiées de façon non linéaire et deviennent instables. On parle donc d'instabilités paramétriques. On distingue trois instabilités paramétriques.

- 1), Diffusion Raman Stimulée (SRS)
- 2), Diffusion Brillouin Stimulée (SBS)
- 3), Décomposition en 2 plasmons (TPD)

SRS : Si la densité du plasma est inférieure à un quart de la densité critique, nous pouvons voir apparaître la diffusion Raman stimulée (SRS). La lumière laser donne son

énergie à une onde électronique du plasma et à une onde électromagnétique diffusée [10]. Dans la diffusion Raman stimulée, les électrons avec une vitesse de phase égale à la vitesse de l'onde de plasma sont piégés dans l'onde et ils sont accélérés jusqu'à une très grande énergie. Ils deviennent des "électrons rapides". Dans la fusion nucléaire par laser, l'implosion de la cible du combustible se fait en focalisant les faisceaux laser sur sa surface en créant un plasma. Si l'intensité laser dépasse le seuil de la diffusion Raman stimulée (SRS), des électrons rapides sont générés et ils peuvent préchauffer le combustible à l'intérieur de la cible avant la compression.

TPD : Quand une onde électromagnétique est au voisinage du quart de la densité critique du plasma, il peut y avoir une instabilité dite "Two Plasmon Decay". Dans ce mécanisme, la lumière laser donne son énergie à deux ondes électroniques [11].

SBS : Dans la région où la densité est inférieure à la densité critique du plasma, la diffusion Brillouin stimulée (SBS) peut avoir lieu. Le faisceau laser donne son énergie à une onde ionique et à une onde électromagnétique retro-diffusée. Dans ce mécanisme, la loi de conservation de l'énergie est

$$\omega_L = \omega_{sbs} + \omega_{IA} \quad (13)$$

ω_L est la fréquence du laser. ω_{sbs} et ω_{IA} sont la fréquence de la lumière diffusée et celle des ondes acoustiques ioniques du plasma. Puisque la fréquence d'oscillation des ions est beaucoup plus petite que les deux autres, l'énergie laser incidente (ω_L) est presque totalement convertie en photons diffusés. Quand la diffusion Brillouin stimulée devient importante, le plasma devient un miroir et la lumière laser incidente est réfléchi sans entrer dans le plasma. En effet, le taux de réflexion de la Diffusion Brillouin Stimulée (SBS) peut atteindre presque soixante-dix pour cent [12]. Cependant, la diffusion Brillouin stimulée peut être limitée à moins de dix pour cent en utilisant des techniques de lissage optique, en particulier, en faisant changer la phase du faisceau laser de manière aléatoire.

Les instabilités paramétriques peuvent être particulièrement importantes dans un plasma autour de la cible implorée en attaque indirecte où environ cent faisceaux laser s'entrecroisent. Il en résulte que l'énergie d'un faisceau peut être transférée à celle d'un autre (CBET : Cross-Beam Energy Transfer [13]) pouvant détériorer l'uniformité de l'implosion. C'est aussi un phénomène à contrôler. Dans le régime relativiste, SBS et SRS ne jouent pas un rôle fondamental. La réflexion de la lumière laser à cause de telles instabilités devient relativement faible. Par exemple, quand l'onde électronique du plasma

est induite par un faisceau laser de ultra-haute intensité, sa fréquence se décale de celle de la résonance à cause du changement de masse relativiste. Il en résulte la réduction du SRS.

2.3.5 L'auto-focalisation du laser

Si un faisceau laser se propageant dans un plasma, avec une intensité supérieure au seuil et si il y a une perturbation de densité perpendiculaire à la direction de propagation, la lumière peut converger en conséquence des variations de l'indice de réfraction du plasma. Ce phénomène s'appelle "auto-focalisation". C'est une instabilité paramétrique qui peut être décrite par l'interaction de quatre ondes : l'onde laser, l'onde de diffusion et deux ondes ioniques. Elle induit des perturbations de densité. Typiquement, quand la lumière laser converge, le plasma peut être expulsé de cette région par la force pondéromotrice. Cette région devient très peu dense avec un indice de réfraction d'environ 1. La focalisation du faisceau laser est intensifiée d'avantage car l'indice de réfraction du voisinage du plasma ambiant est inférieur à 1, pour finalement focaliser le faisceau laser même au-delà de la limite de diffraction.

Cette auto-focalisation de la lumière laser est très importante pour la fusion inertielle en attaque directe. L'allumage central exige une implosion symétrique sphérique obtenue par l'irradiation uniforme des faisceaux laser de la sphère du combustible. Si l'auto-focalisation est importante, cela peut détériorer complètement l'uniformité d'éclairement des faisceaux laser. En outre, il est possible d'induire d'autres instabilités paramétriques résultantes de l'augmentation de l'intensité laser. Des faisceaux laser avec phases aléatoires en espace et en temps par des méthodes diverses sont utilisés (NIF, LMJ) pour les expériences par exemple en utilisant des lames de phase afin de limiter ce type d'instabilités [14]. Aussi, l'application du SSD (Smoothing by spectral dispersion) [15] réprime fortement l'apparition de la diffusion Raman stimulée.

Dans le régime relativiste, l'indice de réfraction s'écrit comme suit.

$$N = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\gamma\omega_0^2}} \quad (14)$$

Si l'indice de réfraction est réel, la lumière laser peut se propager et il est possible d'atteindre la densité critique où la fréquence du laser et la fréquence du plasma sont la même. Dans le régime relativiste, la densité effective du plasma s'écrit comme γn_c . Donc la lumière laser peut atteindre une densité plus haute que n_c grâce au facteur de Lorentz.

À partir de l'équation précédente (11), la relation entre l'intensité du laser et le facteur de Lorentz est donnée par :

$$\gamma^2 = 1 + 3,613 \times 10^{-19} \lambda^2 I \quad (15)$$

Il faut que l'intensité du faisceau laser soit plus élevée que $3 \times 10^{22} W/cm^2$ pour traverser la densité de solide. Normalement, la tache focale du laser a une distribution gaussienne et donc son intensité est la plus haute au milieu de la tache. Par conséquent, quand la valeur de l'indice de réfraction est augmentée, la lumière du laser est focalisée vers le milieu. À mesure que la focalisation progresse, le plasma est éliminé par la force pondéromotrice du faisceau laser et l'espace devient presque vide. La focalisation du faisceau laser progresse d'avantage par l'auto-focalisation relativiste et la lumière laser est transmise à travers le plasma anormalement. Cette transmission anormale peut être une approche pour transporter la lumière du laser à ultra-haute intensité jusqu'à la proximité du cœur du combustible comprimé dans le cadre de l'allumage rapide. En exploitant l'autofocalisation relativiste, il devient possible de former un passage pour guider l'énergie du faisceau laser qui suit en creusant le plasma de couronne qui entoure le cœur d'implosion.

2.4 Transport d'électrons collisionnel

2.4.1 Pouvoir d'arrêt collisionnel des électrons

Pouvoir d'arrêt collisionnel dans la matière froide ($T_e \simeq 300K$)

Lorsqu'un faisceau d'électrons se propage dans la matière dense et froide, il est atténué par plusieurs processus. La contribution des collisions avec les ions est négligeable car à cause de la grande différence de poids, les électrons sont diffusés en gardant leur énergie cinétiques initiales. Par contre, les collisions avec d'autres électrons induisent des pertes d'énergie importantes. La perte d'énergie peut être décrite en terme de "pouvoir d'arrêt".

Dans le cas d'un solide froid, le pouvoir d'arrêt est la somme de deux termes en fonction du transfert d'énergie en considérant les contributions de tous les niveaux quantiques excités et les énergies de liaison des électrons liés [16]. Pour les petits transferts d'énergie, un électron chaud entre en collision avec un électron lié à un atome du matériau de la cible. Dans ce cas, le transfert d'énergie se passe par l'excitation d'un électron lié [17]. Pour les transferts d'énergie importants, la contribution de l'énergie de liaison des électrons

atomiques est faible par rapport à l'énergie de l'électron incident. Donc, la collision peut être considérée comme une interaction avec un électron libre [18]. Le pouvoir d'arrêt total collisionnel dans la matière froide est ainsi donné pour l'équation (16) [19] :

$$\left(\frac{dE}{ds}\right)_{total}^{froid} = -En_i\sigma_e Z \left[\ln \left(\frac{(\gamma^2 - 1)(\gamma - 1)}{2(I_0/m_e c^2)^2} \right) + 1 - \beta^2 - \frac{2\gamma - 1}{\gamma^2} \ln 2 + \frac{1}{8} \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma} \right)^2 - \delta \right] \quad (16)$$

Notons que dans cette formule, il y a un facteur δ en plus. Ce terme a été introduit par Fermi [20] et est appelé "effet de densité". Le champ électrique, associé à l'électron qui se propage, va créer des perturbations le long de son parcours, résultant des propriétés diélectriques du matériau. Ce phénomène produit un écrantage du champ électrique de l'électron incident et une réduction du pouvoir d'arrêt collisionnel par les atomes. Cet effet d'écrantage s'intensifie pour les électrons d'énergie élevée (se propageant à la même vitesse que le nuage de la polarisation). Cette vitesse est donnée par $c/\sqrt{\epsilon_c}$ avec la permittivité ϵ_c , comme l'a démontré Sternheimer *et al* [21].

Le facteur I_0 est le potentiel moyen d'ionisation défini comme :

$$\ln I_0 = \sum_n f_n \ln E_n \quad (17)$$

Donc I_0 est la moyenne logarithmique des énergies de liaison E_n des tous les niveaux atomiques. Le facteur f_n , qui pondère les différents niveaux, est la force d'oscillation de chaque niveau. I_0 peut être calculé par la formule semi-empirique de Sternheimer [22] qui a été obtenue par interpolation des données expérimentales.

$$I_0(eV) = 9,76Z + 58,8Z^{-0,19} \quad (18)$$

Pouvoir d'arrêt collisionnel dans la matière chaude ($T_e > 300K$)

Dans la matière chaude, le degré d'ionisation Z^* intervient dans l'équation du pouvoir d'arrêt. La valeur Z^* augmente avec la température du milieu. Il modifie la section efficace de collision ainsi que du pouvoir d'arrêt des électrons. Le pouvoir d'arrêt en prenant en compte l'ionisation est donné par :

$$\left(\frac{dE}{ds}\right)_{lies}^{chaud} = -En_i\sigma_e(Z-Z^*) \left[\ln \left(\frac{(\gamma^2 - 1)(\gamma - 1)}{2(I_p/m_e c^2)^2} \right) + 1 - \beta^2 - \frac{2\gamma - 1}{\gamma^2} \ln 2 + \frac{1}{8} \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma} \right)^2 \right] \quad (19)$$

Le facteur $Z - Z^*$ est le nombre d'électrons liés à l'atome. En outre, il n'y a plus de facteur δ de l'effet de densité, et le potentiel d'ionisation I_0 est remplacé par le potentiel d'ionisation modifié I_p pour refléter le degré d'ionisation de l'atome. Avec le modèle de Thomas-Fermi [23], une formule analytique simple est donnée par More et al. [24] pour n'importe quel matériau et tous les états de charge :

$$I_p[eV] = 10 \times Z \frac{\exp(1, 29q^{0,72-0,18q})}{\sqrt{1-q}} \quad (20)$$

où $q = Z^*/Z$. Comme indiqué dans la figure 12, le potentiel d'ionisation I_p augmente en fonction de la température du matériau à cause de la diminution de l'effet d'écrantage du noyau.

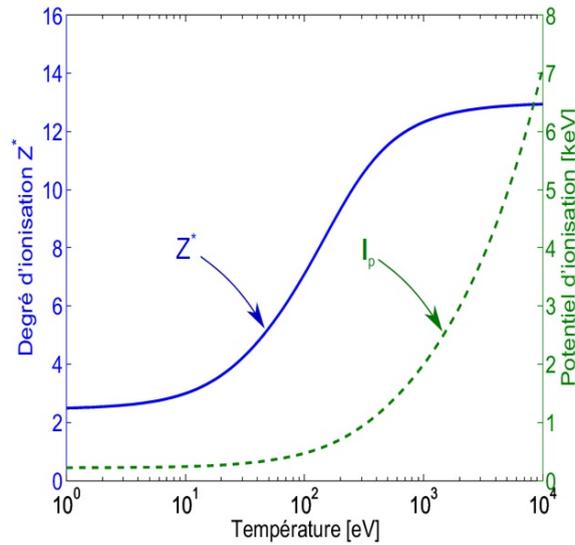


FIGURE 12 – Variation du degré d'ionisation Z^* et du potentiel d'ionisation I_p en fonction de la température du milieu par la formule de More (More, [24], Bates [25])

La contribution des collisions avec les électrons libres est donnée par l'équation de Moller [18] avec le taux d'ionisation Z^* .

$$\left(\frac{dE}{ds}\right)_{libres}^{chaud} = -En_i\sigma_e Z^* \left[\ln \frac{1}{4\epsilon_s} + 1 - \frac{2\gamma - 1}{\gamma^2} \ln 2 + \frac{(\gamma - 1)^2}{8\gamma^2} \right] \quad (21)$$

où le facteur $\epsilon_s = \lambda_r/\lambda_D$ désigne le transfert d'énergie minimal des électrons incidents défini par Nardi et Zinamon [26]. Le facteur λ_r est la longueur d'onde De Broglie de

l'électron et λ_D est la longueur de Debye qui définit la distance d'écrantage du noyau.

Enfin, il y a un troisième terme qu'il faut considérer dans le pouvoir d'arrêt par le transfert d'énergie de l'électron incident par l'excitation d'ondes plasmas ou plasmons. Cette contribution au pouvoir d'arrêt est donnée par Pines et Bohm [27] :

$$\left(\frac{dE}{ds}\right)_{plasmas}^{chaud} = En_i\sigma_e Z^* \ln \left[1 + \left(\frac{v_e}{\omega_{pe}\lambda_D\sqrt{3/2}} \right)^2 \right] \quad (22)$$

Le facteur v_e est la vitesse d'un électron incident et ω_{pe} est la fréquence du plasma.

Le pouvoir d'arrêt collisionnel total dans le matériau chaud est la somme de toutes ces contributions :

$$\left(\frac{dE}{ds}\right)_{total}^{chaud} = \left(\frac{dE}{ds}\right)_{lie}^{chaud} + \left(\frac{dE}{ds}\right)_{libre}^{chaud} + \left(\frac{dE}{ds}\right)_{plasma}^{chaud} \quad (23)$$

2.4.2 Pouvoir d'arrêt radiatif des électrons

La collision coulombienne d'un électron incident avec une particule chargée génère une émission de photons continue par rayonnement de freinage. Cette émission constitue une partie importante de la perte totale d'énergie pendant la propagation. Ce paragraphe est consacré à décrire la section efficace du processus d'émission du rayonnement de freinage. Cette émission appelée "Bremsstrahlung" ou "Rayonnement de freinage" est proportionnelle à Z^2 . Ce mécanisme est dominant dans le cas d'un faisceau d'électrons relativistes.

L'évaluation de l'importance de ce pouvoir d'arrêt peut se faire en utilisant des approximations pour éviter la complexité du calcul. Une formule a été présentée par Bethe-Heitler [28] avec l'approximation de Born. Dans cette approximation, l'électron dévié est relativiste ($E_{electron} > m_e c^2$). En utilisant une formule pour l'écrantage du champ électrique du noyau de forme exponentielle (modèle de Wentzel [29]), la formule développée par Salvat [30] est

$$\frac{d\sigma}{dW} = r_e^2 \alpha \frac{Z^2}{W} \left[\epsilon^2 \phi_1(b) + \frac{4}{3}(1 - \epsilon)\phi_2(b) \right] \quad (24)$$

r_e est le rayon classique de l'électron. Le facteur α est la constante de structure fine ($\alpha = 1/137,036$). Le facteur W est l'énergie d'un photon émis. Les autres paramètres sont :

$$\epsilon = \frac{W}{\gamma m_e c^2}$$

$$b = \frac{R m_e c}{\hbar} \frac{1}{2\gamma} \frac{\epsilon}{1 - \epsilon}$$

$$\phi_1(b) = 4 \ln(R m_e c / \hbar) + 2 - 2 \ln(1 + b^2) - 4b \arctan(1/b)$$

$$\phi_2(b) = 4 \ln(R m_e c / \hbar) + 7/3 - 2 \ln(1 + b^2) - 6b \arctan(1/b) - b^2[4 - 4b \arctan(1/b) - 3 \ln(1 + b - 2)] \quad (25)$$

Le facteur $R = 0,885 a_B Z^{-1/3}$ est le rayon d'écrantage qui est égal au rayon de Bohr avec ($a_B = 4\pi\epsilon_0 \hbar^2 / m_e e^2$) et γ le facteur de Lorentz. Un résumé des sections efficaces radiatives a été fait par Seltzer et Berger [31] dans la gamme d'énergie de 1 keV à 10 GeV.

2.4.3 Diffusion angulaire

La collision entre un électron rapide et un ion peut être considérée comme élastique à cause de la différence de masse des particules. La perte d'énergie des électrons incidents par ces collisions est négligeable. Par contre, tandis que leur énergie reste à peu près constante, les électrons admettent une dispersion angulaire. En conséquence, la profondeur de propagation des électrons incidents dans la direction initiale diminue. La collision d'un électron rapide incident, ayant une vitesse βc avec un ion ponctuel et immobile qui admet un potentiel Coulombien, est donnée par la section efficace différentielle de Rutherford.

$$\frac{d\sigma_{Ruth}}{d\Omega} = 4r_e^2 \frac{Z^2}{\beta^2} \left(\frac{1}{4 \sin^2(\theta/2)} \right)^2 \quad (26)$$

Les facteurs r_e , v_e et θ sont le rayon et la vitesse de l'électron incident, et l'angle de diffusion. Les petites déviations angulaires dominent par rapport aux grandes déviations angulaires. L'équation (27) donne une valeur infinie en cas de petits angles $\theta \rightarrow 0$. Cette formule doit être corrigée en prenant en compte l'effet d'écrantage par les électrons atomiques dans un atome neutre ou par l'effet d'écrantage de Debye par des électrons libres dans un plasma. Au lieu du potentiel coulombien, il faut considérer le potentiel écranté du type Wentzel-Yukawa $V(r) \sim (Ze/r \exp -(r/a))$ avec la distance d'écrantage a qui est égal au rayon de Thomas-Fermi ($a_{TF} = 0,885 (\hbar^2 / m_e e^2) Z^{-1/3}$). Ce potentiel décroît

plus rapidement au-delà de la distance d'écrantage. En utilisant l'approche quantique à la base de l'approximation de Born avec un petit angle de déviation et avec une valeur Z peu élevée, la formule de la section efficace de diffusion s'écrit comme suit (Nigam et al. [32]).

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 4r_e^2 \frac{Z^2}{\beta^4 \gamma^2} \left(\frac{1}{4 \sin^2(\theta/2) + (\theta_0)^2} \right)^2 \quad (27)$$

L'effet relativiste est considéré dans le facteur de Lorentz. Le facteur θ_0 est l'angle d'écrantage avec la constante de la structure fine $\alpha = e^2/(4\pi\epsilon_0\hbar c)$.

$$\theta_0 = \frac{1}{\gamma k a} = \frac{\alpha Z^{(1/3)}}{0,885 \gamma \beta} \quad (28)$$

Nous remarquons que la section efficace de diffusion se réduit à celle de Rutherford dans le cas où $\theta_0 \rightarrow 0$. En considérant l'écrantage du noyau par ses électrons liés, la divergence de la section efficace est évitée.

2.4.4 Diffusion multiple

Lorsque un faisceau d'électrons incidents se propage dans la matière, un électron entre en collision plusieurs fois avant qu'il ne soit complètement arrêté. Une estimation plus réaliste est faite avec une approche statistique pour l'ensemble des collisions. Deux modèles pour la diffusion sont introduits dans ce paragraphe. Le premier est celui présenté par Molière [33] et complété par Bethe [34]. Le deuxième a été développé par Goudsmit et Saunderson [35].

La méthode proposée par Molière est basée sur la résolution de l'équation de transport de la fonction de distribution angulaire $f(\theta, s)$ des électrons. Le facteur s est la distance traversée. Sa formule est obtenue en supposant un grand nombre de collisions et de petits angles (sous l'approximation de Born) et en supposant une symétrie cylindrique du faisceau d'électrons. La fonction de distribution angulaire est :

$$f_M(\theta, s)\theta d\theta = \Theta d\Theta \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{B^n} f^{(n)}(\Theta) \quad (29)$$

où $f^{(n)}(\Theta)$ est donnée par :

$$f^{(n)}(\Theta) = \frac{1}{n!} \int_0^\infty u J_0(\Theta u) e^{-u^2/4} \left(\frac{u^2}{4} \ln \frac{u^2}{4} \right)^n du \quad (30)$$

C'est à dire, la fonction de distribution angulaire après la propagation dans le matériau peut être approchée par la fonction gaussienne.

Le facteur B est introduit par Molière :

$$B - \ln B = b \quad (31)$$

Le terme b est défini par :

$$e^b = \frac{1}{1,167} \left(\frac{\theta_c}{\theta_M} \right)^2 \quad (32)$$

Dans la théorie de Molière, θ_c est défini comme la probabilité égale à celle d'une seule diffusion à un angle $> \theta_c$ qui se passe sur la longueur s . L'angle θ_c est donné par :

$$\theta_c^2 = 4\pi n_i s Z(Z+1) \left(\frac{r_e}{\gamma \beta^2} \right)^2 \quad (33)$$

où n_i est la densité atomique du matériau. θ_M est l'angle d'écran calculé par Molière et il est présenté par :

$$\theta_M^2 = \theta_0^2 \left[1,13 + 3,76 \left(\frac{Z\alpha}{\beta} \right)^2 \right] \quad (34)$$

Le premier terme de la fonction de distribution de Molière $f^{(0)}$ est donné par une gaussienne :

$$f^{(0)}(\theta, s) = 2 \exp \left(-\frac{\theta^2}{\theta_c^2 B} \right) \quad (35)$$

Nous pouvons considérer que cette forme de $f^{(0)}(\theta, s)$ est la conséquence du théorème centrale limite résultant de la somme de variables aléatoires. Si les collisions sont des événements indépendants et assez nombreuses, la distribution peut être approximée par une fonction gaussienne. Pour les diffusions aux petits angles, le premier terme gaussien $f^{(0)}$ est dominant sur les autres termes d'ordre plus élevés.

Donc, une approximation de l'angle moyen de diffusion quadratique donnée par la largeur à mi-hauteur (FWMH) de la fonction précédente se réécrit enfin :

$$\langle \theta^2 \rangle_{FWMH} = \theta_c^2 \ln 2 \ln \left(\frac{\theta_c^2}{1,167\theta_M^2} \right) \quad (36)$$

2.5 Transport collectif d'électrons

Dans le chapitre précédent, le pouvoir d'arrêt a été considéré comme la somme des phénomènes physiques associés à chaque particule individuelle. Cette supposition est incomplète et ne peut pas décrire les phénomènes du transport du faisceau d'électrons dans la matière dense. Des effets collectifs peuvent agir significativement sur la propagation du faisceau d'électrons rapides. La suite de ce chapitre introduit brièvement les processus physiques du transport collectif dans les plasmas denses. Dans ce chapitre, nous supposons que la densité d'électrons du faisceau incident est beaucoup plus petite que la densité d'électrons du matériau. Cette hypothèse correspond à la condition de l'expérience de cette thèse. L'étude en détail sur la théorie du transport collectif est présentée par L. Gremillet [36] et A. Debayle [37].

2.5.1 Neutralisation du courant d'électrons

Lors de la propagation d'un faisceau d'électrons rapides dans un plasma dense, une accumulation de charges se produit. Ceci génère un champ électrostatique qui fait bouger des électrons du matériau dans la direction opposée. C'est un courant de retour qui assure la neutralisation en charge du faisceau d'électrons rapides. Cette neutralisation se fait dans le temps caractéristique $\tau_{neutralisation} \approx 1/\nu_{ei}$ où ν_{ei} est la fréquence de collision électron-ion. Ce temps de neutralisation correspond à environ quelques femto-secondes dans nos conditions expérimentales, ce qui est beaucoup plus court que la durée du faisceau d'électrons lors de l'interaction laser matière. La neutralisation de charge du faisceau est par conséquent considérée comme un processus instantané dès le début de la propagation. Le flux d'un grand nombre d'électrons génère un courant intense $I_b \approx N_b e / \tau_{laser} \approx 10^6 A$, dans nos conditions expérimentales. N_b est le nombre d'électrons rapides et τ_{laser} est la durée de l'impulsion laser. Ce courant intense est la source de la génération d'un champ magnétique azimuthal qui peut engendrer la collimation du faisceau d'électrons rapides. En

1939, Alfvén a montré que ce champ magnétique de collimation est capable de dévier des électrons rapides dans la direction opposée lorsqu'il est suffisamment intense et il empêche ainsi la propagation du faisceau d'électrons [38]. En considérant un faisceau d'électrons rapides de rayon R , une densité uniforme dans sa direction de propagation, et l'intensité de courant I , le champ magnétique généré au bord du faisceau est donné par :

$$B_I = \frac{\mu_0 I}{2\pi R} \quad (37)$$

Dans ce champ, le rayon de Larmor d'un électron avec une quantité de mouvement $p = \gamma m_e v_e$ est :

$$R_L = \frac{\gamma m_e v_e}{e B_I} \quad (38)$$

La limite de courant d'Alfvén peut être dérivée en considérant que le rayon de Larmor est égal à la moitié du rayon du faisceau d'électrons $r_L = R/2$ [39]. Donc elle est donnée par :

$$I_A [kA] = \frac{4\pi\epsilon_0 m_e c^3}{e} \gamma_b \beta_b \approx 17 \gamma_b \beta_b \quad (39)$$

Quand on considère que l'énergie maximale des électrons rapides ne dépasse pas 100 MeV , du même ordre de grandeur de celles rencontrées dans les expériences de cette thèse, la limite supérieure du courant est de l'ordre de $10^4 A$. Cette valeur est beaucoup plus petite que I_b . En fait, le courant d'électrons chauds peut se propager au delà de I_A par l'effet favorable du courant de retour j_{retour} qui réduit le courant total j_{net} . Le courant de retour j_{retour} est fourni par les électrons du milieu et il neutralise partiellement le courant incident. Le courant total $j_{net} = j_b - j_{retour}$ doit être inférieur à la limite de Alfvén. La limite $j_b = j_{retour}$ représente une neutralisation parfaite et cela n'est jamais satisfait totalement. Les conditions requises pour une neutralisation de courant efficace peuvent être obtenues à partir des calculs analytiques effectués par Lee [40]. Lorsque le rayon du faisceau r_b est supérieur à la longueur de peau $\lambda_e = c/\omega_{pe}$, le courant de retour est effectivement en mesure de correspondre à la forme du faisceau incident. Dans ce cas, le courant incident est confiné dans la région du champ magnétique et la neutralisation est assez efficace. D'autre part, si le rayon du faisceau r_b est plus petit que la longueur de peau λ_e , le courant de retour s'étend trop loin de la région du faisceau incident et le courant incident est localement moins neutralisé.

Dans les conditions expérimentales décrites dans cette thèse, le rayon du faisceau est $r_B \simeq 15 \mu m$, (donnée par la taille mesurée de la tache focale). Il est plus grand que la longueur de peau magnétique $\lambda_e \sim 5 \mu m$, donnant une neutralisation efficace. La neutralisation du faisceau incident décroît au cours du temps. En effet la conductivité du matériau traversé déclenche une diffusion du champ magnétique. L'échelle de temps efficace de neutralisation est donnée par le temps de diffusion magnétique [41].

$$\tau_D = \frac{\mu_0 r_b^2}{\eta} \quad (40)$$

Le facteur η est la résistivité du milieu et le facteur μ_0 est la perméabilité du vide. Dans le cas de l'expérience de cette thèse, la valeur τ_D est de quelques dizaines de picosecondes, ce qui est plus long que la durée du faisceau d'électrons ($\simeq 2ps$). Par conséquent la neutralisation de charge est efficace. Cependant, ces durées sont du même ordre de grandeur.

2.5.2 Les champs générés

Les champs électromagnétiques intenses générés par la propagation du faisceau d'électrons rapides peuvent grandement affecter la propagation du faisceau lui-même. Pour décrire ces effets, nous considérons dans cette section le modèle développé par Davies et al. [42]. Le champ électrique peut être calculé avec la loi d'Ohm généralisée et la loi de Maxwell-Faraday, respectivement ci-dessous.

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= -\eta \mathbf{j}_b + \frac{\eta c}{4\pi} \nabla \times \mathbf{B} + \frac{1}{n_e T_e} \nabla(n_e T_e) \\ \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= -\nabla \times \mathbf{E} \end{aligned} \quad (41)$$

La pression du plasma est approximée par la loi d'un gaz idéal. Cette expression pour le champ électrique reste valable en supposant que la durée de faisceau d'électrons rapides est plus longue que le temps de neutralisation de charge et plus courte que le temps de diffusion magnétique (Equation 40). À partir de ces équations, la variation temporelle du champ magnétique s'écrit :

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} \times \left[\frac{\eta c}{4\pi} \nabla \times \mathbf{B} \right] = \underbrace{\eta \nabla \times \mathbf{j}_b}_{\text{courant}} + \underbrace{\nabla(\eta) \times \mathbf{j}_b}_{\text{résistivité}} + \underbrace{\frac{1}{n_e T_e} \nabla(n_e) \times \nabla(T_e)}_{\text{gradients croisés}} \quad (42)$$

Le premier terme $\eta \nabla \times \mathbf{j}_b$ dépend des gradients de courant. Sous le champ magnétique azimutal, les électrons incidents sont guidés vers la zone de courant intense. Parfois, cet effet contribue à la collimation du faisceau d'électrons incident. Le deuxième terme $(\nabla \eta) \times \mathbf{j}_b$ dépend des gradients de résistivité du plasma résultant du chauffage ou de la compression de la cible. Un tel gradient de densité créé dans le milieu de la cible peut générer un champ magnétique. Donc la divergence ou la collimation du faisceau d'électrons incident dépend du gradient de résistivité. Lorsque la résistivité augmente en fonction de la position radiale, les électrons incidents divergent en s'éloignant de l'axe de propagation. Au contraire, si la résistivité diminue en fonction de la position radiale, le faisceau d'électrons est collimaté par le champ magnétique induit [43]. En supposant une impulsion laser gaussienne temporelle et spatiale, les amplitudes du champ électrique et du champ magnétique maximales peuvent être estimées en fonction de l'intensité du laser I_0 , de la durée d'impulsion τ_L , de la résistivité du plasma η , du rayon du faisceau d'électrons rapides R_b et de l'efficacité de conversion du faisceau laser en électrons rapides $\eta_{L \rightarrow e}$ [42].

$$\begin{aligned} E_{max}[V.m-1] &\simeq 6 \times 10^9 \left(\frac{\eta}{2 \times 10^{-6} \Omega.m} \right) \left(\frac{\eta_{L \rightarrow e}}{0,3} \right) \left(\frac{I_L}{10^{17} W.cm-2} \right) \left(\frac{1 \mu m}{\lambda} \right)^{2/3} \\ B_{max}[T] &\simeq 230 \left(\frac{\eta}{2 \times 10^{-6} \Omega.m} \right) \left(\frac{2\tau_L}{1ps} \right) \left(\frac{10 \mu m}{R_b} \right) \left(\frac{\eta_{L \rightarrow e}}{0,3} \right) \left(\frac{I_L}{10^{17} W.cm-2} \right) \left(\frac{1 \mu m}{\lambda} \right)^{2/3} \end{aligned} \quad (43)$$

Selon ces équations, le pouvoir d'arrêt provenant des champs électromagnétiques induits par les effets collectifs est plus important que le pouvoir d'arrêt collisionnel pour des intensités laser supérieures à $10^{18} W.cm^{-2}$.

2.5.3 La conductivité du plasma

Comme présenté ci-dessus, des mécanismes collectifs agissant sur la propagation d'électrons rapides dans un plasma dépendent directement de la conductivité du plasma. Ce paramètre joue un rôle majeur dans les pertes d'énergie du faisceau d'électrons rapides. Le chauffage du milieu par les collisions avec les électrons du courant de retour modifie la

conductivité. La conductivité peut être étudiée avec une modification du modèle de Drude valable pour les métaux et les plasmas. Dans ce modèle classique, les ions sont presque immobiles. Ils oscillent autour de leurs positions d'équilibres. La conductivité électrique dans un métal est :

$$\sigma = \frac{1}{\eta} = \frac{e^2 n_e}{m_e \nu_e(T_e)} \quad (44)$$

Le facteur ν_e est la fréquence de collision électronique. Elle correspond à l'inverse du temps moyen entre deux collisions. La conductivité du plasma est donc directement liée à la fréquence de collision ν_e qui dépend de la température électronique T_e . Dans le régime d'une température électronique très faible $T_e \ll T_F$, et assez inférieure à la température de Fermi du matériau T_F , la fréquence de collision dans un matériau solide et froid est dominée par les collisions électron-phonon. Son expression trouvée par Yakovlev et Urpin [44] est :

$$\nu_{e-ph} \simeq \frac{k_s}{2\pi\epsilon_0} \frac{e^2 k_B T_i}{\hbar^2 v_F} \quad (45)$$

Le facteur T_i est la température ionique. v_F est la vitesse de Fermi ($= \hbar(3\pi^2 n_e)^{1/3}$). k_s est une constante adimensionnée pour ajuster le modèle à la conductivité tabulée du matériau froid ($T_e = 300K$). Dès que la température T_e augmente, il y a des ionisations des électrons des couches externes importantes et la densité d'électrons libres augmente. Les collisions entre électrons deviennent dominantes. Dans le régime $0.1T_F < T_e < T_F$, la fréquence de collisions est donnée par l'équation (46) [45].

$$\nu_{e-e} = A_\nu \frac{k_B T_e^2}{\hbar T_F} \quad (46)$$

La facteur A_ν est un paramètre d'ajustement variant entre 1 et 100. Ensuite, dans le cas $T_e \gg T_F$, on entre dans le régime de "plasma". La fréquence des collisions est décrite par le modèle de Spitzer [46], basé sur l'hypothèse d'une distribution d'électrons maxwellienne.

$$\nu_{sp} = \frac{4}{3} (2\pi)^{1/2} k_{sp} \frac{Z^* e^4 m_e n_e}{(4\pi\epsilon_0)^2 (m_e k_B T_e)^{(3/2)}} \ln \Lambda \quad (47)$$

k_{sp} est un paramètre sans dimension égal à $3\pi/32$. Le facteur $\ln \Lambda$ est le logarithme coulombien avec $\Lambda = \max(2, \Lambda')$, $\Lambda' = [1 + (b_{max}/b_{min})^2]^{1/2}$. Les facteurs b_{min} et b_{max} sont

les paramètres d'impact minimum et maximum. Le paramètre d'impact minimal est égal à la distance minimale d'approche entre deux particules l_{min} . La définition de b_{min} est :

$$b_{min} = \sqrt{l_{min}^2 + \lambda_{dB}^2} = \sqrt{\left(\frac{Z^*e^2}{12\pi\epsilon_0 k_B T_e}\right)^2 + \left(\frac{\hbar}{2(3m_e k_B T_e)^{1/2}}\right)^2} \quad (48)$$

où λ_{dB} est la longueur d'onde de De Broglie

b_{max} , correspond à la longueur de Debye, est défini par le rapport de la vitesse thermique électronique v_{T_e} sur la fréquence plasma électronique ω_{pe} .

$$b_{max} = \frac{v_{T_e}}{\omega_{pe}} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}} = \lambda_D \quad (49)$$

Le modèle de Spitzer n'est plus valable à des basses températures d'électrons, proche de la température de Fermi où des effets de dégénérescences électroniques et de corrélations ioniques doivent être pris en compte.

Compte tenu du comportement des expressions des fréquences de collision de l'équation (46) ($\propto T_e^2$) pour $T < T_F$ et l'équation (47) pour $T > T_F$ ($\propto T_e^{-3/2}$), il est raisonnable de supposer que ν_e atteint une valeur maximale proche de la température de Fermi. Afin de trouver l'expression de ν_e dans cette gamme, on considère que le libre parcours moyen λ_e d'un électron autour de la valeur maximale de ν_e ne peut être inférieur à la distance entre atomes r_i . Par conséquent, λ_e ne devrait pas être plus petit que le rayon de la sphère atomique. Cette condition est directement équivalente à :

$$\nu = \frac{v_{ch}}{r_i} \quad (50)$$

Le facteur v_{ch} est une vitesse caractéristique ($v_{ch} = \sqrt{v_F^2 + v_{T_e}^2}$). La fréquence de coupure ν_c présentée par Eidmann *et al.* [47] est donnée par :

$$\nu_c = \frac{\sqrt{v_F^2 + v_{T_e}^2}}{r_i} \quad (51)$$

L'expression d'interpolation pour la fréquence de collision donnée par Eidmann et modifiée par Chimier [48] est enfin donnée par la valeur moyenne harmonique des fréquences de collision dans les différents régimes de température.

$$\nu_e^{-2} = (\nu_{e-ph} + \nu_{e-e})^{-2} + \nu_c^{-2} + \nu_{sp}^{-2} \quad (52)$$

2.5.4 Compétition de chauffage collisionnel et résistif

Le faisceau d'électrons rapides perd son énergie pendant sa propagation dans la matière dense par les processus des collisions et par conséquent, la cible est chauffée. Les processus résistifs contribuent également aux pertes d'énergie des électrons. En effet, comme détaillé dans le début de ce chapitre, un faisceau d'électrons rapides qui se propage dans un milieu dense transfère une partie de son énergie à un champ électrique résistif $E_{ret} = \eta j_{ret}$ ayant le courant de retour j_{ret} . Ce courant de retour principalement composé d'électrons thermiques est très collisionnel et participe au chauffage de la cible. Ces processus résistifs ne sont pas négligeables par rapport aux processus de collision si le courant incident j_b est suffisamment intense ($j_b \geq 10^{10} \text{ A.cm}^{-2}$). Comme le chauffage résistif peut avoir lieu dans une échelle temporelle très courte, le pouvoir d'arrêt résistif peut surmonter le pouvoir d'arrêt collisionnel.

Malgré que ces deux mécanismes ne soient pas complètement indépendants l'un de l'autre, ils sont présentés comme séparés dans ce paragraphe pour mieux les appréhender. Le chauffage résistif de la matière peut être décrit par le modèle proposé par Davies [49]. En supposant la neutralisation parfaite du faisceau d'électrons incident ($j_b = -j_{ret}$), l'équation de conservation d'énergie est :

$$C_e \frac{\partial T_e}{\partial t} \Big|_{res} = -n_b v_b \left(\frac{dE}{ds} \right)_{res} = j_b E_{ret} \quad (53)$$

avec l'approximation $(dE/ds)_{res} \approx -eE_{ret}$. Ici, n_b et v_b sont la densité volumique d'électrons dans le faisceau incident et leur vitesse. Le facteur C_e est la capacité thermique du plasma d'électrons. Pour le chauffage collisionnel :

$$C_e \frac{\partial T_e}{\partial t} \Big|_{coll} = -n_b v_b \left(\frac{dE}{ds} \right)_{coll} \quad (54)$$

dE/ds_{coll} est donné par l'équation (16) en cas de matière froide. En considérant le terme logarithmique seulement, le dépôt d'énergie par collision s'écrit :

$$C_e \frac{\partial T_e}{\partial t} \Big|_{coll} = \frac{2\pi r_e^2 Z m_e c^2 v_b n_i n_b}{\beta_b^2 (\beta_b - 1)} \ln \left(\frac{(\gamma^2 - 1)(\gamma - 1)}{2(I_0/m_e c^2)^2} \right) \quad (55)$$

Le rapport des deux processus de perte d'énergie est donc

$$\frac{\frac{\partial T_e}{\partial t} \Big|_{coll}}{\frac{\partial T_e}{\partial t} \Big|_{res}} = \frac{n_b v_b (dE/ds)_{coll}}{j_b \cdot E_{ret}} = \frac{2\pi r_e^2 Z m_e c^2 n_i}{\beta_b^2 (\beta_b - 1) e \eta j_b} \ln \left(\frac{(\gamma^2 - 1)(\gamma - 1)}{2(I_0/m_e c^2)^2} \right) \quad (56)$$

La variation de ce rapport est indiquée dans la figure 13 en fonction de la densité de courant du faisceau d'électrons incident pour des électrons d'énergie $E = 500 \text{ keV}$. La ligne horizontale dans la figure représente le rapport égal à 1.

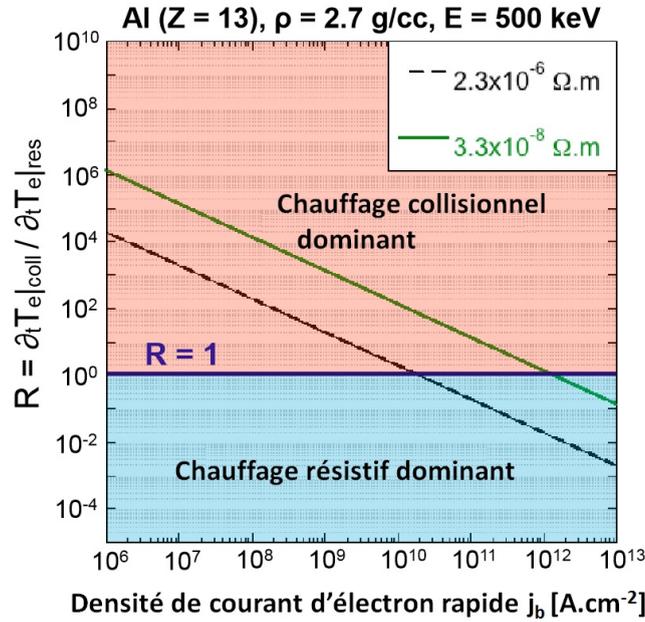


FIGURE 13 – Rapport entre les pertes collisionnelles et résistives d'énergie dans le cas de l'aluminium et pour deux résistivités $\eta = 2,3 \times 10^{-6} \Omega.m$ et $\eta = 3,3 \times 10^{-8} \Omega.m$ [50]

Dans le cas d'une densité de courant supérieure à $j_b = 10^{10} \text{ A.cm}^{-2}$ (pour le plus grand η considéré), l'effet résistif est plus important que l'effet collisionnel. Dans la condition de l'expérience de cette thèse, l'intensité de courant d'électrons rapides peut atteindre 10^6 A . Dans ce cas, la densité de courant a un ordre de grandeur de 10^{15} A.m^{-2} avec une tache focale de rayon $15 \mu\text{m}$. Dans ce régime, l'effet collectif est dominant. Cependant, comme expliqué précédemment, la densité de courant peut rapidement diminuer à cause

de la diffusion des électrons et ainsi l'effet de chauffage résistif devient faible. En effet, le faisceau d'électrons rapides est très divergent.

2.5.5 Recirculation des électrons

Lors du débouché du faisceau d'électrons rapides de la face arrière de la cible, un champ électrostatique E_s est induit par la séparation de charge. Cette séparation se crée sur une distance comparable à la longueur de Debye λ_{De} des électrons rapides [51]. Ce champ intense (de l'ordre de $TV.m^{-1}$) engendre la force F_s dans le sens opposé à la direction de propagation du faisceau d'électrons rapides. Une partie des électrons est donc réinjectée dans la cible par cette force comme indiqué dans la figure 14. C'est le phénomène dit de recirculation des électrons. Généralement, ce sont principalement les électrons les moins énergétiques du faisceau qui sont réinjectés, alors que les électrons plus énergétiques peuvent s'extraire du champ et continuer de se propager dans le vide [52]. Par conséquent, les électrons réinjectés contribuent au chauffage du milieu.

Cette recirculation peut causer une surestimation de la population d'électrons rapides observée par le diagnostic de rayonnement $K\alpha$ utilisant des traceurs. Il est donc important d'évaluer ce phénomène.

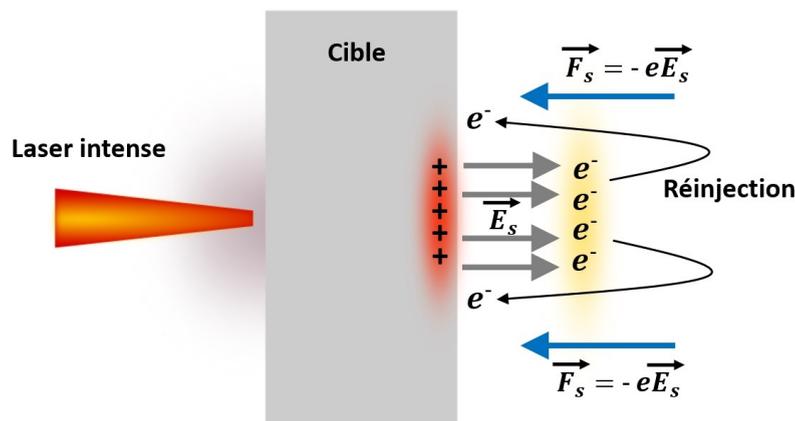


FIGURE 14 – Mécanisme de recirculation d'électrons par la séparation de charge

2.5.6 Les instabilités du faisceau d'électrons

Dans la section précédente, il a été supposé que la propagation du faisceau d'électrons est stable. Cependant, la stabilité d'un faisceau d'électrons peut être affectée par une perturbation du champ électromagnétique auto-généré. Des petites perturbations présentes

au moment de la génération du faisceau peuvent être amplifiées par l'interaction avec des électrons du milieu. Il en résulte le développement de diverses instabilités aux niveaux microscopique et macroscopique.

Les instabilités microscopiques produisent des champs électrostatiques ou électromagnétiques locaux sur une échelle micrométrique. Ils sont caractérisés par des taux de croissance qui peuvent atteindre l'échelle de temps de la fréquence plasma. Une de ces instabilités est l'instabilité à deux faisceaux [53]. Elle se développe lorsque les deux faisceaux de particules chargées se croisent dans des directions opposées, telles que le faisceau incident et le courant de retour. Dans ce cas, les perturbations de la densité longitudinale peuvent donner lieu à des ondes longitudinales électrostatiques. Lorsque la densité du faisceau d'électrons rapides, est assez faible par rapport à la densité des électrons ambiants $n_b \ll n_p$, la fréquence des ondes générées est proche de celle du plasma ω_{pe} alors que sa vitesse de phase est légèrement inférieure à la vitesse des électrons rapides v_b . L'instabilité à deux faisceaux peut fortement affecter la propagation des électrons rapides qui sont ralentis jusqu'à ce que leur vitesse moyenne se rapproche de la vitesse de l'onde elle-même. À la fin, la distribution de leurs énergies initiales est complètement modifiée. La croissance de cette instabilité est heureusement facilement inhibée dans un plasma fortement collisionnel lorsque la fréquence de collision des électrons dans le plasma est plus élevée que le taux de croissance de l'instabilité. Cette condition donne un seuil de densité sur un faisceau d'électrons rapides [36]

$$n_b > \min \left[n_p, \frac{16n_p\gamma_b^3}{3^{3/2}(\omega_{pe}/\nu_{ei})^3} \right] \quad (57)$$

Dans notre expérience, $n_b \ll n_p$, l'amplitude de l'instabilité à deux faisceaux peut être considérée comme négligeable.

Les perturbations de la densité du faisceau dans la direction transversale par rapport à la direction de propagation du faisceau sont responsables de l'instabilité de Weibel [54]. La perturbation de densité de courant dans la direction transversale déclenche des fluctuations des champs magnétiques qui amplifient les fluctuations initiales du courant incident. Ce phénomène est amplifié en présence d'un courant de retour. L'instabilité Weibel est responsable de la création de micro-courants de signes opposés séparés spatialement par l'épaisseur de peau. Quand l'instabilité se développe, ces filaments magnétiques fusionnent en des filaments plus grands. L'instabilité de Weibel affecte fortement la propagation du faisceau dans la cible. En particulier, elle peut être responsable de la dispersion angulaire initiale du faisceau, en induisant des déviations aléatoires aux électrons

rapides dans la couche mince des filaments magnétiques intenses situés en proximité de la région d'interaction laser-plasma [55], [56]. Dans le cas de plasmas fortement collisionnels, l'instabilité de Weibel peut être remplacée par la filamentation résistive. Les instabilités à deux faisceaux et de Weibel constituent deux limites d'une instabilité plus générale caractérisée par une direction de perturbation arbitraire par rapport à l'axe de propagation du faisceau d'électrons incident [57].

Les instabilités macroscopiques se développent sur l'échelle de la taille du faisceau d'électrons rapides. Leur taux de croissance est comparable au temps de diffusion magnétique $\tau_D \gg \omega_{pe}^{-1}$ et il est bien plus faible que le taux de croissance des instabilités microscopiques. Les instabilités macroscopiques sont une conséquence directe de la conductivité finie du milieu de propagation. Par exemple l'instabilité de creusement (*hollowing*) est due à une focalisation du champ magnétique créée par la neutralisation imparfaite du faisceau incident. Une surdensité de courant est par conséquent créée sur l'axe de propagation du faisceau incident. Le chauffage ohmique ultérieur du matériau est plus important au centre du faisceau que sur le bord. La résistivité du matériau traversé $\eta \propto T_e^{-3/2}$ (régime de Spitzer) devient plus faible sur l'axe du faisceau. Puisque les électrons rapides se propagent vers les régions de résistivités plus élevées, cette situation aboutit au creusement du faisceau incident. Si le chauffage est assez fort, la forme du faisceau incident est transformée en une forme circulaire. Il est estimé que l'intensité nécessaire, pour observer un tel phénomène, doit être supérieure à $10^{19} W.cm^{-2}$ [49].

L'autre instabilité macroscopique appelée instabilité de type "tuyau" (*housing*) est entraînée par un déplacement latéral du faisceau incident [58]. Le plasma de fond qui essaye de conserver le courant total génère un champ magnétique qui exerce une force de rappel qui tire des électrons rapides vers l'axe de propagation du faisceau. La diffusion du champ magnétique due à la résistivité finie du plasma induit un changement de phase entre les oscillations du faisceau et de la force de rétraction qui, par conséquent, amplifient les oscillations instables.

2.5.7 Résumé du transport des électrons dans le plasma

Quand un faisceau d'électrons rapides se propage dans un plasma dense, la neutralisation de charge a lieu en même temps dans un délai proche de $\tau_{ei} = 1/\nu_{ei} (\sim fs)$. Ce processus de neutralisation est fait par la redistribution des électrons froids du plasma pour écranter la charge et pour supprimer le champ électrostatique. Parallèlement, une neutralisation du courant s'effectue en induisant un courant de retour j_{ret} qui se propage

dans la direction opposée au faisceau d'électrons incident. Ainsi le champ magnétique azimuthal généré par le courant incident s'affaiblit et il en résulte que le courant incident peut se propager au-delà de la limite d'Alfvén. Cette neutralisation du courant est cependant limitée par le temps caractéristique de diffusion magnétique τ_D (quelques dizaines de ps). Cela veut dire que, le courant incident est atténué par les différents mécanismes liés aux collisions coulombiennes sur le temps de neutralisation τ_{ei} et le temps de la limite de propagation τ_D .

Les champs magnétiques générés par la densité ou par les gradients du courant affectent considérablement la propagation du faisceau d'électrons rapides et ils produisent une focalisation ou une défocalisation.

Les effets collisionnels affectent significativement la propagation du faisceau d'électrons rapides. De plus, les collisions élastiques électron-ion sont responsables de la dispersion angulaire du faisceau incident et les collisions électron-électron entraînent l'atténuation du faisceau incident en transférant son énergie aux électrons froids du milieu. La diffusion progressive des électrons est responsable de la diminution de la densité de courant. Ainsi, les pertes d'énergie collectives augmentent. Ce mécanisme de perte d'énergie devient important pour des densités de courant inférieures à $10^{11} A.cm^{-2}$ que l'on peut obtenir pour une source d'électrons rapides.

Les perturbations du courant agissant sur les champs électromagnétiques auto générés sont responsables du développement des instabilités du faisceau incident, sur des échelles microscopiques ou macroscopiques. La dernière est caractérisée par un taux de croissance comparable à la durée de diffusion magnétique. Elle peut être négligée dans le cadre des expériences de cette thèse. Cependant, pour les instabilités microscopiques qui se développent à l'échelle spatiale du micron et à l'échelle temporelle de la fréquence de collisions des électrons du milieu avec des ions jouent un rôle significatif pour la propagation du faisceau d'électrons rapides. En particulier, les instabilités sont susceptibles de modifier la divergence du faisceau initial.

2.6 Physique de l'onde de choc

Une onde de choc est la propagation d'une discontinuité de pression et de densité dans un milieu matériel. L'étude des ondes de choc est un sujet crucial pour amener le combustible à des conditions d'allumage dans le cadre du schéma d'allumage par choc. Afin d'introduire la génération et la propagation d'une onde de choc, nous présenterons d'abord les équations générales pour décrire une onde de choc, puis nous rappellerons les

relations de Rankine-Hugoniot ainsi que la dynamique de sa propagation.

2.6.1 Les équations fluides

Les équations de propagation des ondes sont données à partir des équations fluides. Dans un premier temps, nous considérons un élément fluide de densité ρ , de vitesse \vec{u} , de pression P en fonction de sa position \vec{r} et du temps.

Les équations fluides sont obtenues par la conservation de trois grandeurs, que sont la masse, l'impulsion et l'énergie. Il y a deux représentations équivalentes d'un écoulement. Dans la représentation d'Euler, on se place à un point donné et on utilise l'opérateur dérivée partielle $\frac{\partial}{\partial t}$ pour décrire la variation temporelle d'une grandeur. Au contraire, dans la représentation de Lagrange, on suit les particules du fluide dans leurs mouvements et on utilise l'opérateur dérivée particulaire défini comme :

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} \quad (58)$$

Les trois conservations peuvent être écrites par ces deux représentations.

Conservation de la masse :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \rho \vec{u} = 0 \quad (59)$$

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0 \quad (60)$$

Conservation de l'impulsion :

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u} \vec{\nabla} \cdot \vec{u} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} P \quad (61)$$

$$\frac{D\vec{u}}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} P \quad (62)$$

Ici, on néglige la viscosité. La force exercée par la pression est uniquement considérée.

Conservation de l'énergie :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\rho E + \frac{\rho^2}{2} \right) = \vec{\nabla} \cdot \left[\rho \vec{u} \left(E + \frac{u^2}{2} \right) + P \vec{u} \right] \quad (63)$$

$$\rho \frac{D}{Dt} \left(E + \frac{1}{2} u^2 \right) = -\vec{\nabla} \cdot (P \vec{u}) \quad (64)$$

E est l'énergie interne spécifique du fluide. Le volume spécifique $v = 1/\rho$ est également introduit. Dans ces expressions, on néglige la conduction thermique, et le cisaillement et la viscosité ne sont pas considérés.

2.6.2 Propagation des ondes acoustiques

Les ondes acoustiques sont des ondes de pression se propageant à une vitesse égale à la vitesse du son d'un matériau. Afin de simplifier, nous considérons une onde plane monodimensionnelle qui produit une faible variation de la pression, de la densité et de la vitesse. Donc on a :

$$\rho = \rho_0 + \Delta\rho \quad (65)$$

$$P = P_0 + \Delta P \quad (66)$$

$$u = u_0 + \Delta u \quad (67)$$

où $\Delta\rho/\rho_0 \ll 1$ et $\Delta P/P_0 \ll 1$. La vitesse initiale du fluide est nulle ($u_0 = 0$). On a donc, $u = \Delta u$ avec $u/c \ll 1$. c est la vitesse du son.

En injectant les expressions ci-dessus dans les équations de conservation, nous obtenons au premier ordre :

$$\frac{\partial \Delta\rho}{\partial t} + \rho_0 \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (68)$$

$$\rho_0 \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial \Delta P}{\partial x} = 0 \quad (69)$$

Dans le cas d'une onde acoustique, nous considérons que les variations sont réversibles et les échanges de chaleur n'ont pas le temps de se réaliser. De plus, le mouvement d'une particule est isentropique. Les variations de pression et de densité sont reliées par :

$$\Delta P = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_s \Delta\rho \quad (70)$$

Le terme $(\partial P/\partial \rho)$ est une vitesse au carré. Nous obtenons donc la vitesse du son du matériau comme :

$$c_S = \sqrt{\left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_S} \quad (71)$$

L'équation de propagation d'une onde acoustique est déterminée à partir des équations (68), (69) et (70).

$$\frac{\partial^2 \Delta \varphi}{\partial t^2} = c_S^2 \frac{\partial^2 \Delta \varphi}{\partial x^2} \quad (72)$$

Où $\Delta \varphi$ sont les variables ΔP , $\Delta \rho$ ou Δu . La perturbation se propage à la vitesse c_S .

Dans le cas d'un gaz parfait, nous avons pour un processus adiabatique :

$$P = P_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^\gamma \quad (73)$$

où $\gamma = C_p/C_v$ est le coefficient adiabatique du rapport des capacités calorifiques isobare et isochore. Nous obtenons l'expression de la vitesse de choc avec la formule (71) :

$$\frac{c}{c_0} = \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\frac{\gamma-1}{2}} \quad (74)$$

où $c_0 = \sqrt{\frac{\gamma P_0}{\rho_0}}$

2.6.3 Formation de l'onde de choc

Jusqu'ici, nous avons traité la propagation de petites perturbations présentée par des équations linéaires. Par contre, dans le cas de fortes perturbations, les termes non linéaires des équations ne sont plus négligeables. C'est l'apparition d'une discontinuité de pression et de densité qui se propage dans un milieu à une vitesse plus grande que la vitesse du son dans ce milieu. Nous faisons dans la suite une analyse qualitative du phénomène.

La figure 15(a) est le profil de densité initial à $t = 0$. Nous y trouvons que la densité du point A est plus grande que le point B. L'équation (74) indique que la vitesse du point A est plus élevée que le point B. Donc le point A se propage sur une plus longue distance que le point B (Figure 15(b)) et le point A devrait rattraper le point B (Figure 15(c)). C'est une situation physiquement impossible car la même position contient deux

densités différentes. Au lieu de cela, tous les points ayant des densités supérieures au point A restent en tête de l'onde B (Figure 15(d)). Par conséquent, une discontinuité appelée "onde de choc" est formée.

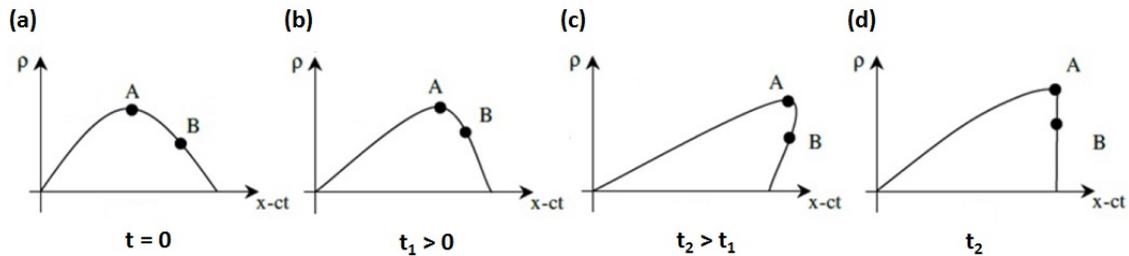


FIGURE 15 – Processus de formation de l'onde de choc

2.6.4 Relations de Rankine-Hugoniot

Ensuite, nous décrirons un milieu dans lequel l'onde de choc se propage par sa pression, sa densité et son énergie. Dans la figure 16 est représentée la compression de la matière par un piston qui se déplace à une vitesse u (de la gauche vers la droite). L'onde de choc déjà formée se propage avec une vitesse D . L'état initial du milieu est P_0, ρ_0 et E_0 . Après le passage du choc, l'état du milieu est caractérisé par P, ρ et E .

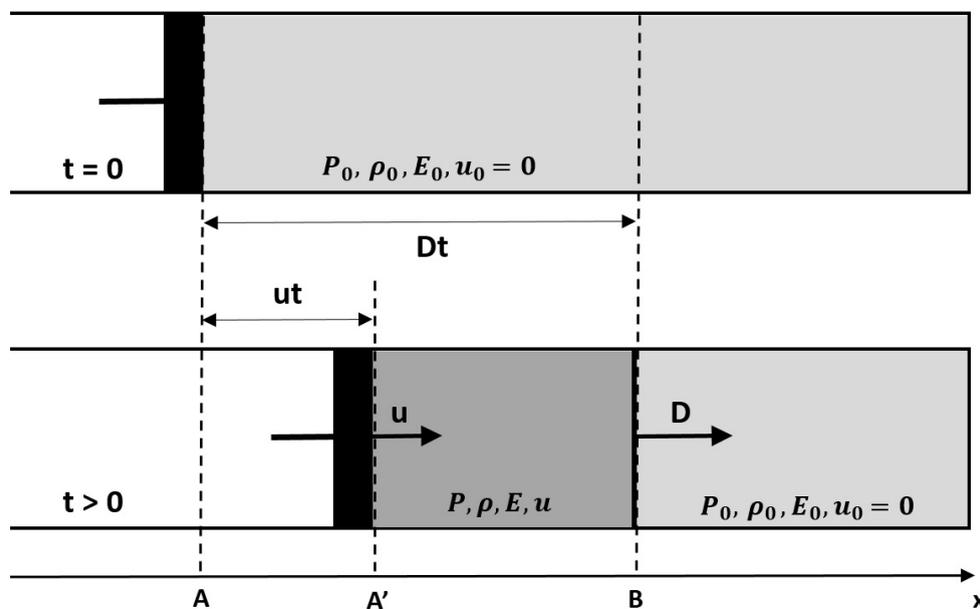


FIGURE 16 – Propagation d'un choc généré par un piston dans un gaz

Décrivons cette discontinuité thermodynamique au passage de l'onde de choc par les trois relations de conservation de Rankine-Hugoniot.

Conservation de la masse

Dans la figure 16, la masse contenue entre les points A et B à $t = 0$ est considérée. À $t > 0$, cette masse se trouve entre les points A' et B car le point A s'est déplacé avec la vitesse u . Avec la surface du piston S , la conservation de la masse est donc :

$$\rho_0 DtS = \rho(D - u)tS \quad (75)$$

Nous obtenons donc :

$$\rho_0 D = \rho(D - u) \quad (76)$$

Conservation de l'impulsion

La masse entre les points A et B a obtenu l'impulsion qui vaut $\rho_0 DuSt$. Cela correspond à la force de pression qui vaut $(P - P_0)St$. La conservation de l'impulsion est donc :

$$\rho_0 DuSt = (P - P_0)St \quad (77)$$

d'où :

$$\rho_0 Du = P - P_0 \quad (78)$$

Conservation de l'énergie

L'énergie acquise par la masse considérée est égale au travail de pression qui a déplacé le point A à A' qui vaut $PuSt$. Ce travail correspond à la variation d'énergie interne et cinétique du milieu. La conservation de la masse est :

$$\rho_0 SDt \left(E - E_0 + \frac{1}{2}u^2 \right) = PuSt \quad (79)$$

En utilisant les équations (76) et (78), nous obtenons :

$$E - E_0 = \frac{1}{2}(P - P_0)(v_0 - v) \quad (80)$$

où $v = 1/\rho$ est la volume spécifique.

Nous avons alors les trois relations de Rankine-Hugoniot.

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

2.6.5 Dynamique de l'onde du choc et l'évolution de l'entropie

Maintenant, nous pouvons décrire la dynamique d'un choc en définissant la courbe d'Hugoniot pour un état donné initialement (ρ_0, v_0) .

$$P = H(v, P_0, v_0) \quad (81)$$

Dans le deuxième principe de la thermodynamique, la variation d'entropie spécifique, la variation de l'énergie interne et le travail des forces de pression sont reliés :

$$TdS = dE + Pdv \quad (82)$$

où S est l'entropie spécifique et E est l'énergie interne. Cette équation est réécrite avec l'équation (80) :

$$TdS = \frac{1}{2}(P - P_0)(v_0 - v) \left(\frac{dP}{P - P_0} + \frac{dv}{v_0 - v} \right) \quad (83)$$

En utilisant les équations (76) et (78), on a :

$$u^2 = (P - P_0)(v_0 - v) \quad (84)$$

Si l'on pose :

$$X = \frac{P - P_0}{v_0 - v} = \rho_0^2 D^2 \quad (85)$$

On obtient :

$$\frac{dX}{X} = \frac{dP}{P - P_0} + \frac{dv}{v_0 - v} = 2 \frac{dD}{D} \quad (86)$$

L'expression de la variation d'entropie devient donc comme suit :

$$TdS = \frac{1}{2}u^2 \frac{dX}{X} = u^2 \frac{dD}{D} \quad (87)$$

À la fin, on en déduit :

$$\left(\frac{dS}{dD} \right)_H = \frac{u^2}{TD} > 0 \quad (88)$$

Cela veut dire que l'entropie augmente au passage d'une onde de choc le long de l'Hugoniot et la transformation engendrée est irréversible.

En conséquence de l'augmentation d'entropie, une partie de l'énergie du choc est perdue sous forme de chaleur. La chaleur est produite dans l'épaisseur du front du choc par la viscosité et la conductivité thermique. On l'avait négligé précédemment du fait de la faible dimension de la largeur du front de choc. Ici, nous allons estimer cette perte d'énergie.

La variation d'énergie interne est :

$$E - E_0 = P(v_0 - v) - \frac{1}{2}u^2 \quad (89)$$

avec

$$\frac{1}{2}u^2 = \frac{1}{2}(P - P_0)(v_0 - v) \quad (90)$$

Dans la figure 17, le bilan d'énergie est visualisé. L'aire du triangle ABD est l'énergie cinétique. Le trapèze ADv_0v correspond à l'énergie interne. Cette énergie se divise en énergie de compression et énergie perdue par entropie.

$$E - E_0 = \int_H -Pdv + \int_H TdS \quad (91)$$

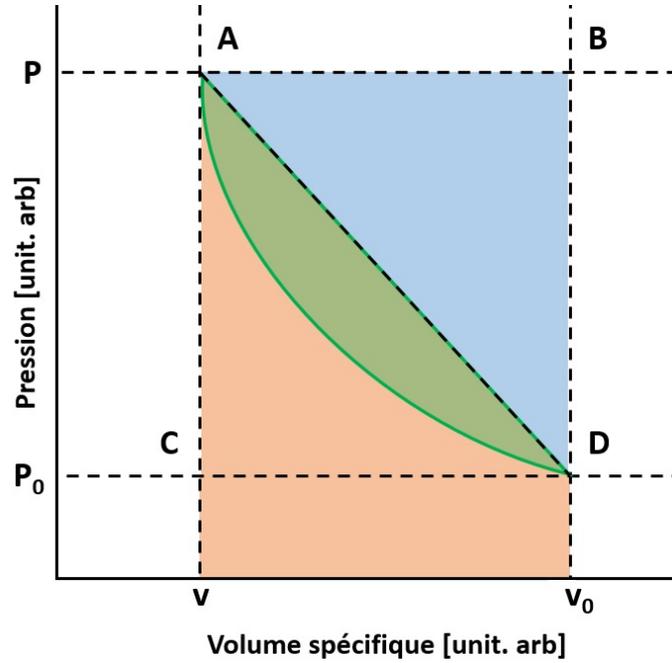


FIGURE 17 – Perte d'énergie le long d'une Hugoniot d'un point D (v_0, P_0) à un point A (v, P) : l'énergie de compression en orange, l'énergie perdue par entropie en vert et l'énergie cinétique en bleu

Le terme $\int_H TdS$ est égal aux pertes par entropie (en vert dans la figure 17). $\int_H -Pdv$ représente l'énergie de compression (en orange sous la courbe d'Hugoniot dans la figure 17). Si l'Hugoniot est plus courbée, les pertes d'énergie sont plus importantes.

On fait ensuite l'application avec l'hypothèse d'un gaz parfait. L'énergie interne est alors donnée :

$$E = \frac{Pv}{\gamma - 1} \quad (92)$$

En l'injectant dans l'expression de la conservation de l'énergie (80), la courbe d'Hugoniot dans le cas d'un gaz parfait s'écrit :

$$P = \frac{(\gamma + 1)v_0 - (\gamma - 1)v}{(\gamma + 1)v - (\gamma - 1)v_0} P_0 \quad (93)$$

On a donc $P = f(v)$ et cela admet une asymptote verticale pour

$$v = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} v_0 \quad (94)$$

La matière atteint un taux de compression maximum :

$$\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)_{max} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \quad (95)$$

Pour un gaz monoatomique $\gamma = 5/3$, le taux de compression maximal est de 4. Dans le cas d'un gaz parfait, l'entropie est :

$$S = c_v \ln(Pv^\gamma) \quad (96)$$

avec $Pv^\gamma = P_0v_0^\gamma = \text{constante}$ avec l'hypothèse d'une transformation adiabatique. La chaleur spécifique à volume constant est :

$$c_v = \frac{Pv}{(\gamma - 1)T} = \frac{R}{\gamma - 1} \quad (97)$$

R est la constante des gaz parfaits. La variation d'entropie pour un gaz parfait est :

$$S - S_0 = c_v \ln\left(\frac{Pv^\gamma}{P_0v_0^\gamma}\right) \quad (98)$$

Avec $v/v_0 = \frac{(\gamma+1)v_0 - (\gamma-1)v}{(\gamma+1)v - (\gamma-1)v_0} P_0$, on peut donc obtenir la variation d'entropie ($\Delta S = S - S_0$) :

$$\Delta S = c_v \ln\left(\frac{(\gamma + 1)P_0 - (\gamma - 1)P}{(\gamma + 1)P + (\gamma - 1)P_0}\right) \quad (99)$$

Dans le cas d'un choc faible, on a $P \approx P_0$ et la variation d'entropie devient nulle. Cela veut dire que l'isentropie peut être approchée par l'Hugoniot.

2.7 Effet de désadaptation d'impédance

L'onde de choc stationnaire est amplifiée lors du passage de l'interface séparant un premier milieu d'un second milieu plus dense (Figure 18). Cet effet est appelé désadaptation d'impédance et ceci est exploité dans des expériences pour l'étude des équations d'état avec des ondes de choc générées par laser en milieu extrême. L'amplification de la pression

est un effet secondaire positif et intéressant dans le contexte de la fusion par confinement inertiel.

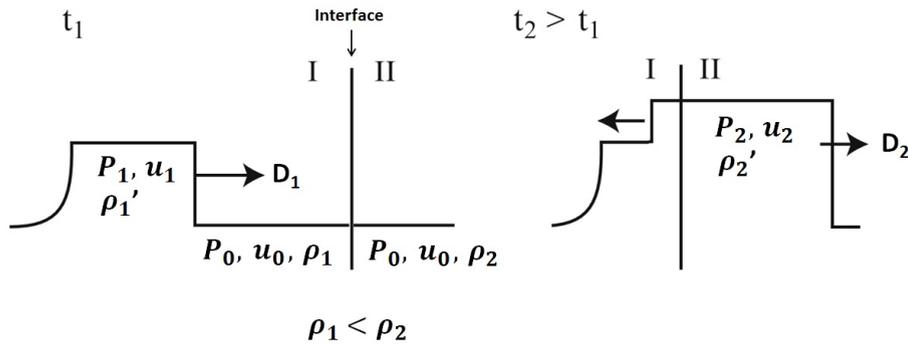


FIGURE 18 – Amplification de pression du choc lors du passage d’une interface

La vitesse et la pression de choc après le passage d’une interface sont données par les équations analytiques (100) et (101) présentées par D. Batani [59]. Les paramètres dans le milieu avant l’interface sont indiqués avec l’indice 1 et ceux après l’interface le sont avec l’indice 2. L’équation (100) montre que la pression est amplifiée selon le rapport de densité de deux milieux ρ_1/ρ_2 . L’indice adiabatique peut être approximé comme $\gamma = 5/3$ pour tous les matériaux.

$$P_2(\text{Mbar}) = \frac{4}{(1 + (\rho_1/\rho_2)^{1/2})^2} P_1 \quad (100)$$

$$D_2(\text{km/s}) = \frac{[2(\gamma + 1)]^{1/2}}{\rho_{1/2} + \rho_{1/2}} P_1^{1/2} \quad (101)$$

Dans la deuxième partie des campagnes expérimentales de cette thèse, nos efforts ont été axés sur la chronométrie de chocs générés par laser. L’utilisation du diagnostic VISAR a été l’approche principale pour l’étude des chocs. Cela nous a permis de mesurer expérimentalement la vitesse du réflecteur. La vitesse mesurée est liée à la pression et aux autres paramètres du choc reliés aux équations de Rankine - Hugoniot. L’analyse des chocs avec les résultats expérimentaux a été réalisée à l’aide des tables SESAME développées au laboratoire de Los Alamos (Los Alamos National Laboratory LANL) qui fournit les équations d’état des matériaux lorsqu’ils sont soumis à de très fortes pressions.

3 Diagnostics des électrons rapides et des ondes de choc

La caractérisation des sources d'électrons rapides créés par une impulsion laser intense est un des diagnostics principaux que nous avons employé durant les expériences présentées dans cette thèse. Un problème non négligeable est le fait que les faisceaux d'électrons rapides générés existent seulement pendant quelques ps et surtout se propagent dans une matière sur-dense. Au cours de leur propagation, les électrons rapides émettent des photons dans une gamme d'énergie de quelques eV à quelques MeV . Cette émission électromagnétique, générée par les différents processus atomiques, peut s'échapper de la cible, si son énergie est suffisamment élevée. Dans les expériences menées dans cette thèse, nous avons utilisé des détecteurs pour observer l'émission de rayons X dans la gamme d'énergie allant du keV à quelques MeV . Dans cette gamme d'énergie, les photons sont produits principalement par des électrons rapides et la contribution due aux électrons thermiques est faible. De plus, l'énergie des photons est grande et ils ne sont pas absorbés. Ce chapitre est consacré à introduire et présenter les diagnostics des électrons rapides.

Lors du passage des électrons rapides, les émissions X caractéristiques sont produites. Dans ce chapitre, les processus physiques sont montrés, ainsi que les différents diagnostics du rayonnement X déployés dans une des expériences. La propagation du faisceau d'électrons rapides a été caractérisée spectralement et spatialement avec des diagnostics basés sur l'émission de rayons X caractéristiques appelé $K\alpha$, ainsi que par l'émission du rayonnement de bremsstrahlung.

L'étude de la dynamique des ondes de choc est un autre sujet important dans cette thèse. Dans les campagnes expérimentales, la mesure des chocs en observant la surface

arrière de la cible a été réalisée en utilisant un système d'interférométrie VISAR (Velocity Interferometer System for Any Reflector). Le diagnostic VISAR est aussi présenté à la fin de ce chapitre.

3.1 Le rayonnement caractéristique $K\alpha$

Comme montré dans le chapitre précédent, les électrons transfèrent une grande partie de leur énergie pendant leurs propagations à la suite des collisions avec les atomes du milieu. Ces collisions produisent différents effets comme l'ionisation, l'excitation et le freinage radiatif. Le rayonnement $K\alpha$ est généré par l'ionisation de la couche K des atomes. Cette couche électronique est la plus proche ($n = 1$) du noyau atomique. Donc, cette ionisation ne peut avoir lieu que si l'électron incident a une énergie supérieure à l'énergie de liaison de la couche K .

Quand un tel processus d'ionisation a lieu, l'ion est dans un état instable. Ensuite, un réarrangement des couches électroniques amène à combler la lacune par la transition d'un électron provenant d'une couche plus externe (couche L ou M). L'énergie libérée par cette transition peut être transférée à un autre électron atomique qui est éjecté de l'atome (effet Auger), ou servir à émettre un photon X . C'est l'émission de rayons X appelés $K\alpha$ dans le cas d'une transition $2p \rightarrow 1s$ (couche L à couche K) de chaque élément. Le processus de l'émission $K\alpha$ est montré dans la figure 19.

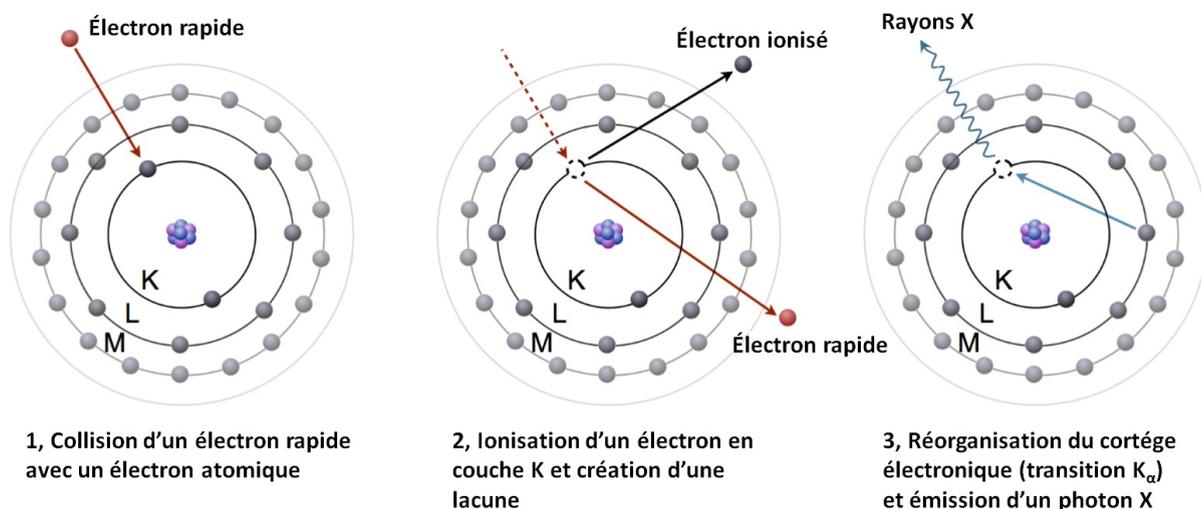


FIGURE 19 – Schéma du processus de génération de l'émission $K\alpha$

L'émission $K\alpha$ n'a pas de direction privilégiée. La transition conduit à une émission isotrope sur $4\pi sr$. La transition $K\alpha$ est en réalité, constituée de 2 raies appelés $K_{\alpha 1}$ et $K_{\alpha 2}$ correspondants aux transitions $2P_{1/2} \rightarrow 1s$ et $2P_{3/2} \rightarrow 1s$ respectivement. La transition $2S_{1/2} \rightarrow 1s$ est interdite. En raison des règles de sélection quantique, sont permises des transitions atomiques entre deux niveaux différents d'énergie seulement si $\Delta l = \pm 1$ et $\Delta j = 0, \pm 1$ avec l : le nombre quantique orbital, et j : le moment cinétique total. L'émission K_{β} correspondant à la transition $3P \rightarrow 1$ (de la couche M à la couche K) peut également se produire, même si elle est moins probable que l'émission $K\alpha$. En outre, en raison de l'ionisation successive des couches externes par l'augmentation de la température, la probabilité d'émission K_{β} par rapport à celle de l'émission $K\alpha$ diminue avec la température. Toutes les transitions radiatives sont résumées dans la figure 20.

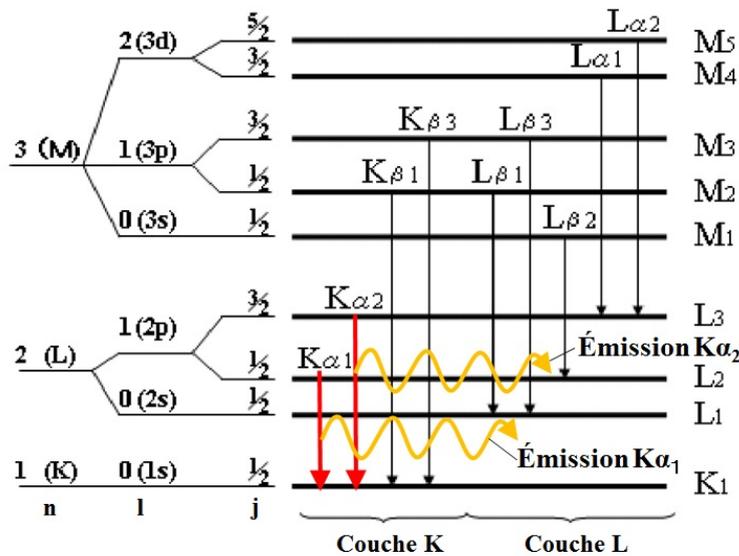


FIGURE 20 – Transitions radiatives possibles vers la couche K lors de l'ionisation de l'atome

L'énergie de transition $K\alpha$ peut être estimée avec la loi empirique de Moseley en fonction du numéro atomique Z pour $3 < Z < 60$. Le modèle de Moseley suppose qu'il n'y a pas de distinction entre les émissions $K_{\alpha 1}$ et $K_{\alpha 2}$ et l'équation (102) fournit une estimation avec une erreur de 5 % [60]. L'énergie est estimée par l'équation :

$$E_{K\alpha}[eV] = 10,206(Z - 1)^2 \quad (102)$$

L'émission $K\alpha$ peut également fournir une source du rayonnement X quasi-monochromatique

qui peut être utilisée pour la radiographie présentée dans l'expérience du chapitre 6.

3.2 Diagnostics des rayonnements X

Les diagnostics employés pour détecter des émissions telles que l'émission $K\alpha$ utilisent des cristaux avec la loi de diffraction de Bragg :

$$n\lambda = 2d \sin \theta \quad (103)$$

L'ordre de réflexion n est un entier supérieur à 0, et d est la distance séparant deux plans cristallins. Le mécanisme physique à la base de cette loi est illustré dans la figure 21. La longueur d'onde peut être réfléchi pour un angle θ sur le cristal parce qu'il correspond à une interférence constructive. La loi de Bragg permet de réfléchir tous les photons (chaque énergie $E_\nu = hc/\lambda$, à l'angle d'incidence donné par l'équation (103)). Toutefois, le signal réfléchi diminue considérablement si l'angle d'incidence ou de l'ordre de diffraction augmente. Ces paramètres sont généralement limités à $n < 5$ et $\theta > 10^\circ$. La largeur de bande d'énergie des photons accessible des cristaux permet de détecter des photons à partir de quelques keV à plus de $100 keV$.

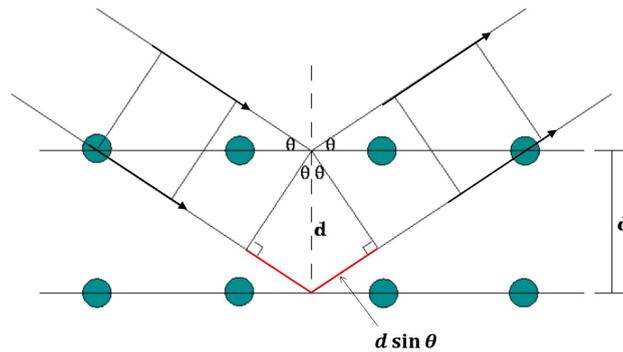


FIGURE 21 – Loi de Bragg pour le photon avec l'angle incident θ

3.3 Spectromètre HOPG

Ce diagnostic est basé sur la configuration la plus simple d'un cristal plan. Dans cette configuration, tous les plans atomiques sont parallèles à la surface du cristal. Un tel cristal plan agit donc comme un miroir à rayons X. Afin d'être réfléchi par ce cristal, un

photon incident d'énergie $E_\nu = hc/\lambda$ devrait avoir un angle d'incidence θ qui satisfait la loi de Bragg. En d'autres termes, pour une source de rayons X à un endroit donné, chaque partie du cristal reflète une longueur d'onde très spécifique et il en résulte une dispersion spatiale des longueurs d'onde des photons entrants dans le détecteur.

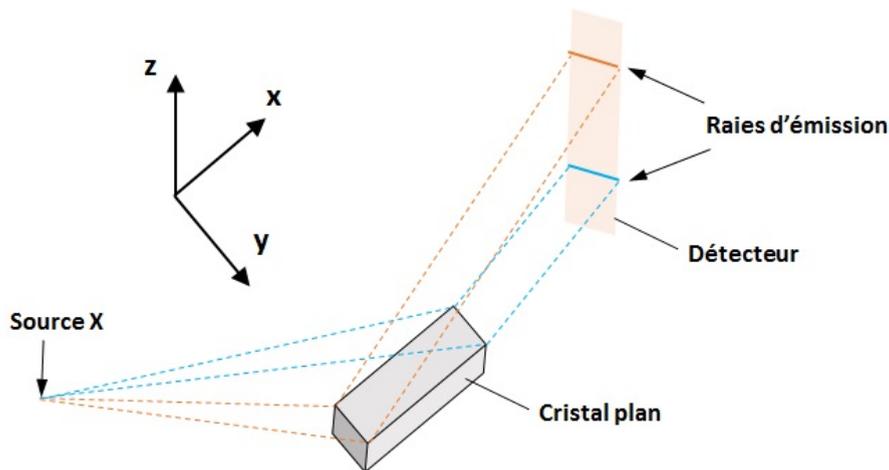


FIGURE 22 – Schéma de l'imagerie avec un cristal plat

Le schéma de la géométrie du cristal plat est présenté dans la figure 22. Chaque longueur d'onde est réfléchi par le cristal le long d'une ligne dans la direction y . Le signal de rayons X sur le détecteur apparaît donc comme une série de lignes parallèles le long de la direction y , tendu le long de la direction x en raison de la largeur spectrale de l'émission. Cette dispersion dans la direction y produit une forte diminution du signal détecté localement, conduisant à un mauvais rapport signal-sur-bruit.

Afin d'augmenter l'intensité du signal, un cristal plan spécial appelé "Highly Oriented Pyrolytic Graphite" ou HOPG, a été développé [61]. Le cristal HOPG est constitué d'une mosaïque de cristaux microscopiques orientés, en moyenne, parallèlement à la surface comme un cristal plat conventionnel, mais avec une dispersion d'angle $\Delta\alpha$ de quelques degrés. Cette dispersion augmente la réflectivité du cristal. En effet, les rayons X d'une longueur d'onde donnée peuvent être réfléchis par une région plus large qu'une ligne étroite. Par conséquent, cela nous permet d'obtenir un bon rapport signal sur bruit sur le détecteur. Toutefois, les raies de l'émission sont élargies artificiellement par la dispersion en angle de la mosaïque de cristaux et la résolution spectrale est réduite.

La configuration du spectromètre HOPG de l'expérience de cette thèse est présentée dans la figure 23. Les émissions dues aux interactions entre les électrons rapides et les éléments atomiques "traceurs" intégrés dans la cible sont enregistrés sur une plaque

imageuse (Image plate). L'image typique de la raie de l'émission $\text{CuK}\alpha$ est indiquée sur la figure 23 (c).

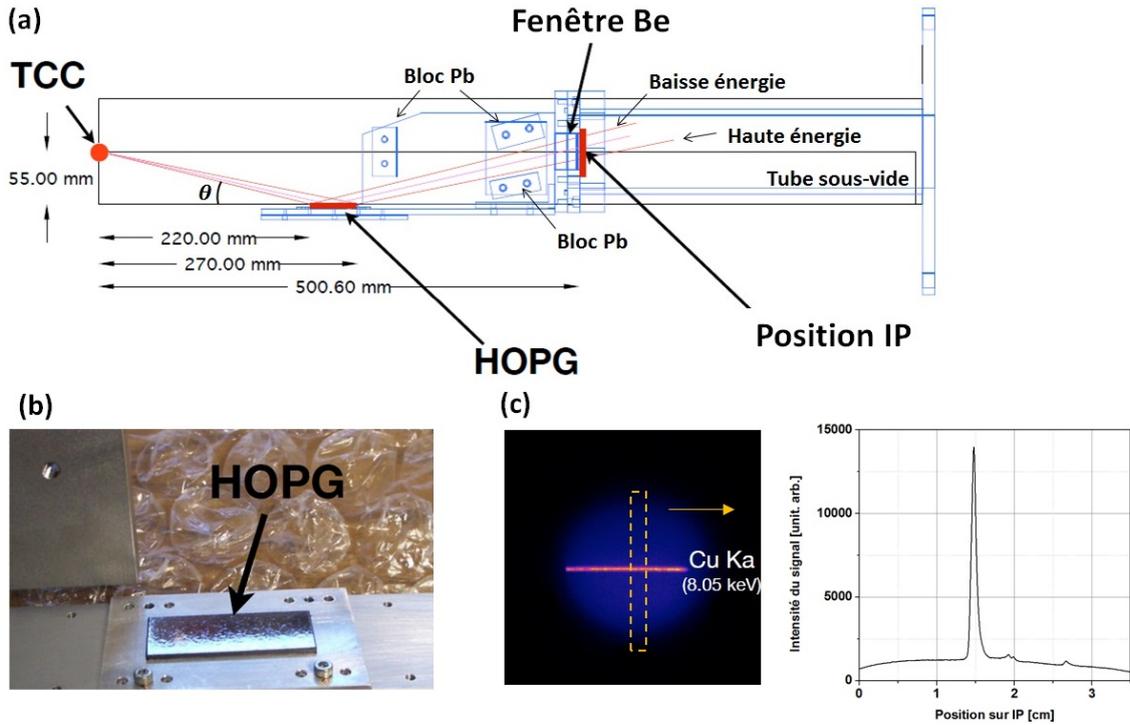


FIGURE 23 – (a), Spécification du détecteur HOPG. (b), Cristal HOPG employé. (c), Image obtenue de l'émission $\text{Cu K}\alpha$ sur l'image plate (IP) du détecteur

Dans cette configuration de détecteur, la position donnée sur l'image plate est convertie en énergie avec les équations ci-dessous. Cette fois, le spectromètre HOPG a été réglé pour observer les émissions de la gamme autour de l'émission provenant du traceur de Cuivre. Le facteur 13.26 est l'angle pour l'émission de la raie $\text{CuK}\alpha$ en degrés.

$$\theta_{Bragg} = \arctan \left(\tan(13,26^\circ) + \frac{\chi_{peak} - \chi_{\text{CuK}\alpha}}{500,6} \right) \quad (104)$$

$$\lambda = 2d \sin \theta_{Bragg} \quad (105)$$

$$\text{Energie}(eV) = \frac{h\nu}{e\lambda} \quad (106)$$

La conversion de la position χ sur l'IP en énergie par les équations ci-dessus est tracée sur la figure 24 pour la gamme spectrale de 7 keV à 10 keV. La résolution en énergie

est tracée en rouge. Elle est dérivée de l'équation (104). Dans le cas de notre expérience du chapitre 4, la taille du cristal HOPG est de 5 cm. La gamme d'énergie détectable est limitée par la taille du cristal. Les régions colorées en gris dans la figure 24 est hors de la gamme détectable. La taille de la fenêtre de Be est légèrement plus grande la limite du cristal et de plus, la taille de l'image plate est aussi assez grande. Ses limitations sont négligeables.

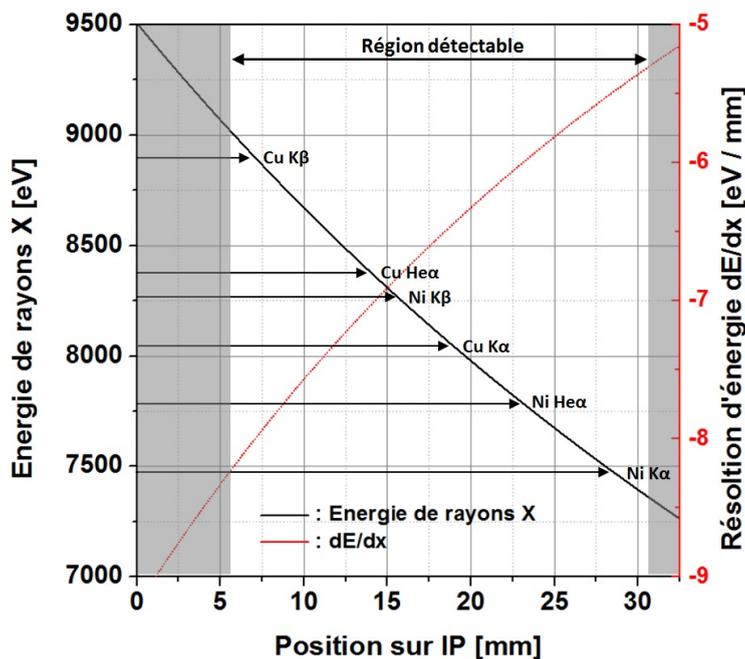


FIGURE 24 – Énergie des émissions $K\alpha$ en fonction de position de l'IP (noire), Résolution d'énergie du détecteur dE/dx (rouge)

En résumé, le cristal plan classique ne permet pas d'obtenir un suffisamment bon rapport signal sur bruit. L'utilisation d'un cristal HOPG augmente l'intensité de signal, toutefois avec une perte de résolution spectrale. Afin d'augmenter la résolution spectrale, la géométrie du cristal doit être modifiée.

3.4 Imageries X avec le cristal Bragg

L'étude du transport des électrons rapides dans la matière dense nécessite souvent de pouvoir imager une zone particulière de l'émission produite par des électrons rapides se propageant dans la cible. Cette technique peut permettre de caractériser la divergence des électrons rapides à partir des images d'une couche de traceur intégrée dans la cible,

telle que présentée dans la partie expérimentale. Elle peut également être utilisée pour caractériser le couplage entre les électrons rapides et la cible.

Les cristaux sphériques de Bragg réfléchissent les rayonnements X de la même façon qu'un miroir classique. Leur grand intérêt est la possibilité de discriminer une gamme étroite des rayons X émis par le plasma par rapport à une large gamme d'émissions parasites (ou bruit), en utilisant la loi de Bragg. Il est alors possible de réaliser un système d'imagerie pour observer uniquement l'émission $K\alpha$ d'un traceur, qui donne la signature du passage d'électrons rapides. Cela nous permet de déterminer les caractéristiques spatiales du faisceau d'électrons rapides. Le système d'imagerie doit être réglé selon la géométrie du cristal sphérique qui permet de focaliser les rayons X, comme montré dans la figure 25.

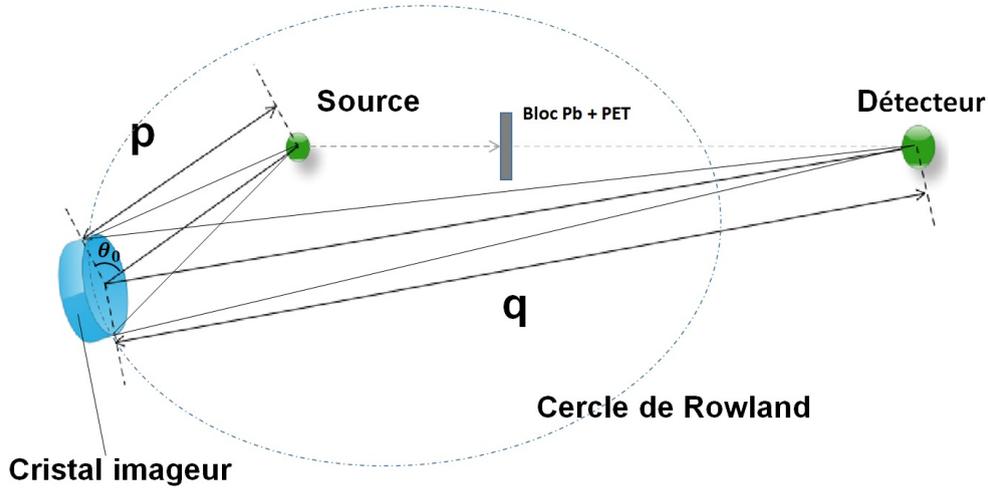


FIGURE 25 – Schéma du système d'imagerie X avec cristal sphérique de Bragg

La source est placée dans le cercle de Rowland à la distance p du cristal qui satisfait la relation suivante :

$$f < p < 2f \tag{107}$$

Ici f est la distance focale du cristal imageur dans le plan méridional (plan du cercle de Rowland) . La distance q est définie par les relations de conjugaison d'un miroir concave. Les relations suivantes donnent la définition des positions.

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{q_m} = \frac{2}{R_m \sin \theta_0} \tag{108}$$

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{q_s} = \frac{2 \sin \theta_0}{R_s} \tag{109}$$

Le facteur θ_0 est l'angle de Bragg au centre du cristal. Les facteurs q_m et q_s sont les distances entre le cristal et les plans d'image méridional et sagittal. Ces deux distances sont différentes. Cela produit un astigmatisme sur le détecteur qui dégrade la résolution de l'image. Il est possible de résoudre un tel problème si les rayons de courbure R_m et R_s du cristal dans les plans méridional et sagittal ne sont pas les mêmes. Par exemple, si $R_s = R_m \sin^2 \theta_0$ (cristal torique), implique $q_s = q_m$ et le système est stigmatique. Une autre solution pour résoudre le système stigmatique est de régler l'angle de Bragg θ_0 de façon que sa valeur soit 90° . Cela réduit l'astigmatisme et permet d'obtenir une bonne résolution sur le détecteur, de l'ordre de quelques μm . Dans cette gamme d'angles de Bragg, le cristal sphérique est aussi efficace que le cristal torique. Cependant, pour les plus petits angles de Bragg, l'utilisation d'un cristal torique est absolument nécessaire pour obtenir une meilleure résolution spatiale.

Dans l'expérience de cette thèse, j'ai utilisé un cristal sphérique de quartz qui permet d'observer l'émission $K\alpha$ du cuivre. Le grandissement pour un cristal en configuration stigmatique est donné avec les distances p et q :

$$M = \frac{q}{p} \quad (110)$$

La résolution spatiale dans le plan sagittal a été estimée par Sinars [62] :

$$\sigma = \frac{D(M+1)(1-\sin^2\theta)}{M} \quad (111)$$

Le facteur D est l'ouverture (ou diamètre) du cristal. Pour un grandissement $M > 10$, qui est la valeur générale obtenue dans l'expérience, la résolution est $\sigma \approx D(1 - \sin^2 \theta)$ qui est indépendante de M . Afin d'obtenir un bon rapport signal-bruit, il faut intercepter l'irradiation directe du détecteur. Le bruit des rayons X intense peut être supprimé par l'insertion d'un bloc de plomb entre la source et le détecteur comme indiqué dans la figure 25. Puisque l'angle entre les rayons incidents d'intérêt sur le cristal et le signal réfléchi est assez petit, l'installation d'un tel bloc de plomb n'est pas si trivial.

Une autre source de bruit importante peut provenir de l'interaction des électrons rapides avec le détecteur. L'ajout d'un aimant puissant peut supprimer cette contribution au bruit de fond par fluorescence.

Un autre problème important est la gamme d'énergie des émissions accessible avec le cristal qui est très étroite, de l'ordre de 10 eV . Lorsque la température augmente significativement, cet effet doit être pris en compte, du fait que l'émission $K\alpha$ se déplace

et peut se trouver en dehors de la gamme accessible. Autrement dit, la réflectivité du cristal de Bragg dépend directement de la température du plasma [63].

3.5 Le rayonnement de bremsstrahlung

Le rayonnement de bremsstrahlung est produit lors d'une collision entre deux particules chargées. Les collisions entre les électrons incidents et les ions, qui peuvent être considérés au repos, produisent une émission continue sur une large gamme spectrale. L'intensité de cette émission décroît exponentiellement avec l'énergie des photons. Comme mentionnée dans le chapitre précédent, la section efficace d'émission du rayonnement de bremsstrahlung est proportionnelle à Z^2 . C'est à dire que ce processus d'émission est plus important pour les matériaux de Z élevé. Le rayonnement de bremsstrahlung est également plus important pour les électrons de hautes énergies ($> 1MeV$), qui émettent une plus grande quantité de photons.

De plus, contrairement à l'émission $K\alpha$, l'émission du rayonnement de bremsstrahlung est caractérisée par une distribution angulaire anisotrope en fonction de la vitesse de l'électron incident. Les photons sont émis dans un cône centré sur la direction initiale des électrons incidents et l'angle d'ouverture de ce cône est décrit par $\approx 1/\gamma$. Donc les émissions sont plus collimatées autour de l'axe de propagation des électrons les plus énergétiques. En conséquence, l'analyse de l'émission du rayonnement de bremsstrahlung est un outil utile pour caractériser la distribution d'énergie du faisceau d'électrons rapides se propageant dans la cible.

3.6 Spectromètre à Bremsstrahlung

La caractérisation du rayonnement de freinage (Bremsstrahlung) est tout à fait intéressante, car le spectre des photons émis est directement lié à la distribution de l'énergie des électrons rapides. Le principe du spectromètre à bremsstrahlung (ou Bremsstrahlung cannon) [64] consiste à utiliser des filtres différents pour l'atténuation des émissions. Le flux des photons incidents est mesuré après la traversée de plusieurs couches de filtres successifs de matériaux de compositions et d'épaisseurs différentes entre lesquels sont placées des Image Plates (IPs). Le signal enregistré sur les IPs est analysé selon la configuration des filtres utilisés.

Lorsque le rayonnement irradie un solide, des propriétés physiques ou chimiques du solide sont modifiées par excitation ou ionisation. Dans le cas des IP's, nous pouvons créer

des états excités qui ne sont pas immédiatement relaxés et restent à l'état métastable. Le processus de relaxation est déclenché par stimulation optique et l'état fondamental se rétablit par l'émission de photons.

Après l'exposition à l'irradiation, les IPs sont traitées avec un scanner où la stimulation optique a lieu. Lorsque l'IP est stimulée par la lumière d'une longueur d'onde spécifique, il y a des émissions. Ce phénomène d'émission provoqué par la stimulation s'appelle "photostimulated luminescence" (PSL). L'intensité des photons émis par PSL est proportionnelle à la dose des irradiations initiales. Une IP se compose d'une couche photo-stimulable de phosphore où nous obtenons l'émission PSL, et de son support. La représentation schématique du traitement d'une IP est indiquée dans la figure 26. Après la lecture du signal, nous pouvons réutiliser l'IP en supprimant le signal restant par un chauffage ou par une exposition à la lumière blanche.

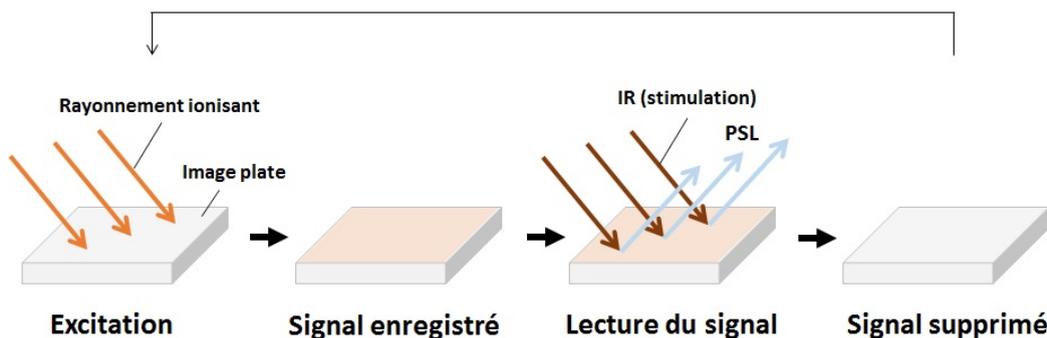


FIGURE 26 – Traitement de Image Plate

Le principe de l'analyse des spectres de bremsstrahlung est basé sur la relation entre les intensités et les transmissions des filtres indiquée dans la figure 27. Les facteurs F dans la matrice sont les transmissions des filtres F selon l'énergie E_n . Dans cette relation, J_N sont les intensités des photons enregistrées sur les IPs (PSL). N est le numéro de filtre de l'IP. À l'aide de cette relation, les intensités initiales des émissions bremsstrahlung I_N sont calculées et cela donne la température des électrons rapides.

$$\begin{pmatrix} F^1(E_1) & F^1(E_2) & F^1(E_3) & \dots & F^1(E_N) \\ F^2(E_1) & F^2(E_2) & F^2(E_3) & \dots & F^2(E_N) \\ F^3(E_1) & F^3(E_2) & F^3(E_3) & \dots & F^3(E_N) \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ F^{12}(E_1) & F^{12}(E_2) & F^{12}(E_3) & \dots & F^{12}(E_N) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \\ \vdots \\ I_N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} J_1 \\ J_2 \\ J_3 \\ \vdots \\ J_N \end{pmatrix}$$

FIGURE 27 – Matrice de transmission des filtres

Les éléments de la matrice F sont donnés par le produit des transmissions des filtres traversés avec les intensités incidentes :

$$\begin{aligned} F^1(E_k) &= f^1(E_k).R_{IP}(E_k) = T^1(E_k).R_{IP}(E_k) \\ F^2(E_k) &= f^1(E_k).f^2(E_k).R_{IP}(E_k) = T^1(E_k).T^2(E_k).R_{IP}(E_k) \\ &\vdots \\ F^n(E_k) &= f^1(E_k).f^2(E_k)\dots f^n(E_k).R_{IP}(E_k) = T^1(E_k).T^2(E_k)\dots T^n(E_k).R_{IP}(E_k) \end{aligned}$$

Puisque les signaux du Bremsstrahlung cannon ont été enregistrés avec des IPs, l'intensité du signal a été convertie en valeurs PSL. La conversion des signaux en PSL se fait avec l'équation ci-dessous.

$$PSL = \frac{counts}{100000} \times \left(\frac{res}{100}\right)^2 \times f(V) \times 10L/2 \quad (112)$$

$$f(V) = \frac{Activity}{10^{L/2}} \times \frac{100000}{Counts} \times \left(\frac{100}{res}\right)^2 \quad (113)$$

Les facteurs L , $Counts$ et res dans l'équation sont les paramètres du scanner d'IP de FUJIFILM. ' L ', ' $Counts$ ' et ' res ' sont la Latitude, le Signal de IP et sa résolution.

Nous obtenons la température des électrons rapides en observant les niveaux de pénétration du rayonnement X à travers des différents filtres en fonction de leur énergie. L'équation (114) a été résolue avec l'hypothèse d'une distribution d'électrons à deux températures T_{e1} et T_{e2} (équation (114)). Le facteur T_{e1} est la température du plasma et le facteur T_{e2} correspond à la température des électrons rapides. Les valeurs de PSL obtenues sur les IPs sont reproduites en combinant l'équation (114) et la matrice des transmissions des filtres.

$$I(h\nu) = I_1 e^{-h\nu/kT_{e1}} + I_2 e^{-h\nu/kT_{e2}} \quad (114)$$

La figure 28 donne la probabilité d'absorption du rayonnement X dans l'image plate utilisée (IP BAS MS 2400 fuji film). La probabilité d'absorption est maximale autour d'une centaine de keV qui est la gamme de rayonnement X émis par les électrons rapides dans l'expérience de cette thèse.

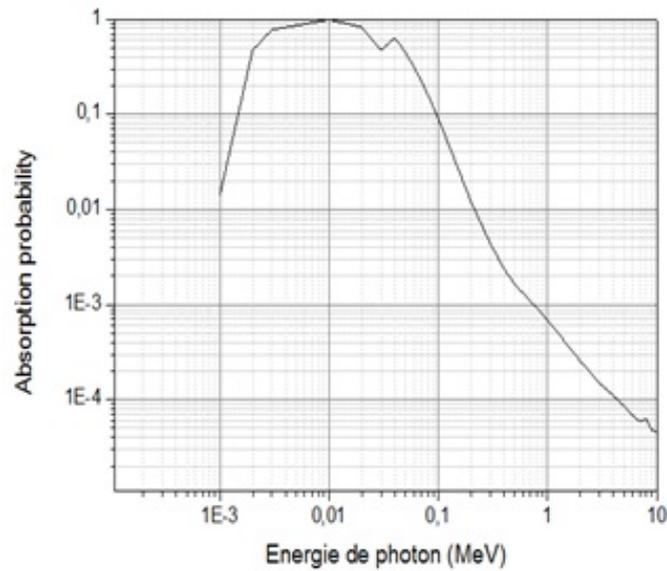


FIGURE 28 – Probabilité d'absorption de l'IP

3.7 VISAR

Dans les expériences de cette thèse, un diagnostic dit VISAR (Velocity Interferometer for Any Re-flector) a été employé pour l'étude de la caractérisation de la vitesse des ondes de choc. Il est basé sur l'interféromètre de Mach-Zehnder qui a été conçu presque en même temps en 1891 par L.Mach et L.Zehnder. Dans ce système optique, la lumière du faisceau sonde entrant est divisée en deux, suivant des chemins optiques différents par une lame séparatrice d'entrée. Ensuite, ces deux lumières sont réfléchies sur des miroirs et recombinées sur une autre lame séparatrice.

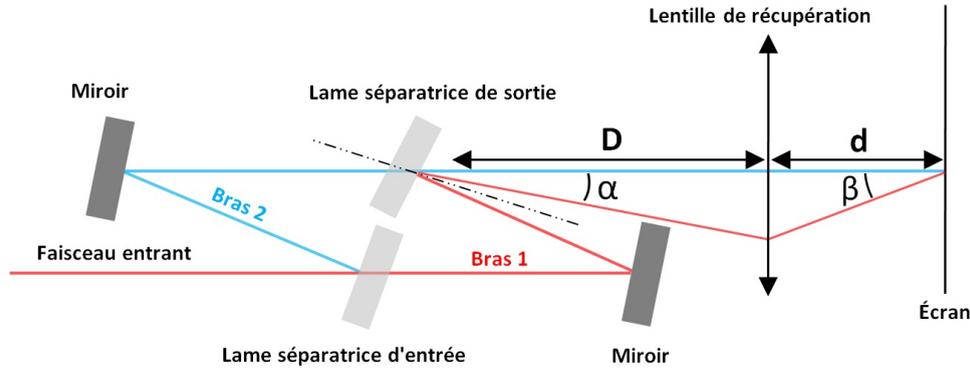


FIGURE 29 – Interféromètre de Mach-Zehnder

Si toutes les optiques sont parallèles et les deux bras ont la même longueur, il n'y aura pas de franges d'interférences. La différence de marche transverse est introduite en inclinant d'un angle α la lame de sortie. Les franges d'interférence sont imagées sur l'écran à l'aide d'une lentille. Dans la limite des petits angles, l'interférence est évaluée en fonction de la longueur d'onde du faisceau incident suivant la loi :

$$i = \frac{\lambda d}{D \alpha} \quad (115)$$

Le faisceau sonde subit une réflexion sur une surface en mouvement et donc aura un décalage en longueur d'onde résultant de l'effet Doppler. Mais cette variation d'interfranges ne peut pas encore être visualisée sur le détecteur car la variation de la longueur d'onde est au-dessous de la résolution. Donc un retard τ est introduit dans un bras pour pouvoir mesurer la vitesse de la surface réfléchissante. Cela peut se faire soit en allongeant un des deux bras soit en plaçant une pièce de verre appelée étalon. Expérimentalement, on a besoin d'imager la surface réfléchissante sur la lame séparatrice de sortie. Donc les deux bras doivent avoir la même longueur pour que les deux images soient à la même position. Pour cela, un étalon est placé devant un des miroirs. La figure 30 montre la configuration de l'étalon. Le retard introduit τ est calculé à partir de la distance parcourue de la lumière $2D'$ (dans l'air) et $2nD'$ (avec l'étalon). n est l'indice de réfraction de l'étalon. Dans l'approximation des petits angles, le retard τ est donné :

$$\tau = \frac{2e}{c} \left(n - \frac{1}{n} \right) \quad (116)$$

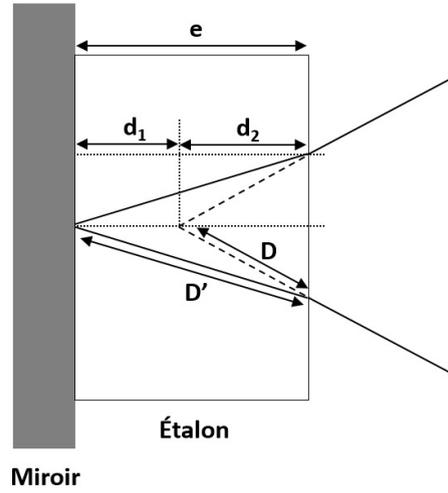


FIGURE 30 – Chemin optique dans l'étalon

La variation de longueur de chemin optique $\Delta L(\tau)$ est une fonction du temps τ . Le décalage de phase est donné comme :

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda_0} [c\tau + 2\Delta L(\tau)] \quad (117)$$

La variation de la longueur d'onde du faisceau est induite par effet Doppler. Donc il faut considérer la dispersion de l'étalon [65]. Cette variation d'indice peut être écrite au premier ordre :

$$n(\lambda) = n_0 + \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)_{\lambda_0} (\lambda(t) - \lambda_0) \quad (118)$$

où le facteur $\lambda(t)$ est défini par le décalage en longueur d'onde dû à l'effet Doppler ($\omega_1 = \omega_0 (1 + nv/c)(1 - nv/c)$). En introduisant les notations de Barker, l'expression du retard introduit par l'étalon devient :

$$\tau \simeq \tau_0 + 2\tau_0 \delta \frac{n_r v}{c} \quad (119)$$

$$\tau_0 = \frac{2e}{c} \left(n_0 - \frac{1}{n_0} \right) \quad \text{et} \quad \delta = -\frac{\lambda_0 n_0}{n_0^2 - 1} \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)_{\lambda_0} \quad (120)$$

n_r est l'indice de milieu. L'expression du décalage de phase (l'équation (117)) peut être développée en fonction de la vitesse de la surface v :

$$\phi(v) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \left[c\tau_0 + 2\tau_0\delta n_r v + 2\Delta L(\tau = \tau_0 + 2\tau_0\delta \frac{n_r v}{c}) \right] \quad (121)$$

Le décalage de phase F est défini par la différence entre le décalage créé $\phi(v)$ et la phase initiale $\phi(v = 0) = \phi_0 = (2\pi/\lambda_0)c\tau_0$.

$$F = \frac{\phi(v) - \phi_0}{\pi} = \frac{1}{\lambda_0} \left[2\tau_0\delta n_r v + 2\Delta L(\tau = \tau_0 + 2\tau_0\delta \frac{n_r v}{c}) \right] \quad (122)$$

Cette expression est simplifiée avec $\tau_0 \gg 2\tau_0\delta v/c$ ($c \gg v$). L'expression générale du décalage de phase est :

$$F = \frac{2}{\lambda_0} [\tau_0\delta n_r v + \Delta L(\tau_0)] \quad (123)$$

Lors du débouché de choc en face arrière de la cible, l'interface milieu/vide est en mouvement à la vitesse $v = 2u$. Avec $n_r = 1$ et $\Delta L = v\tau$, l'expression du décalage devient :

$$F = \frac{2\tau_0(\delta + 1)}{\lambda_0} v \quad (124)$$

On obtient la sensibilité du détecteur de VISAR S par la définition $v = FS$. δ est le terme de correction pour la dispersion dans l'étalon (en verre de quartz, la valeur typique est $\delta = 0,0318$ à 532 nm [66]).

$$S = \frac{\lambda_0}{2\tau_0(\delta + 1)} \quad (125)$$

La nature de la réflexion du faisceau sonde doit être considérée au moment de l'analyse du diagnostic VISAR. Plusieurs configurations de la surface réfléchissante sont possibles (la figure 31). L'expression du décalage de l'équation (124) est pour la réflexion du faisceau sonde sur la face arrière de la cible (Figure 31(a)). Dans ce cas, le faisceau sonde se propage dans le vide avant d'arriver à la surface réfléchissante. Ensuite, la figure 31(b) montre la réflexion sur le front du choc métallisé résultant de l'augmentation de la densité électronique par la compression importante. Dans nos expériences, on avait besoin de traiter la réflexion sur l'interface entre deux différents matériaux dans la cible (Figure 31(c)). Le faisceau sonde arrive sur la surface réfléchissante du matériau étudié en se propageant dans le matériau transparent de référence. Donc l'effet de cette propagation sur

l'effet Doppler et la compression possible de la couche transparente doivent être considérés. Dans la schéma de la figure 31(c), à part la vitesse de choc U_s , on voit la vitesse du fluide u de la surface réfléchissante.

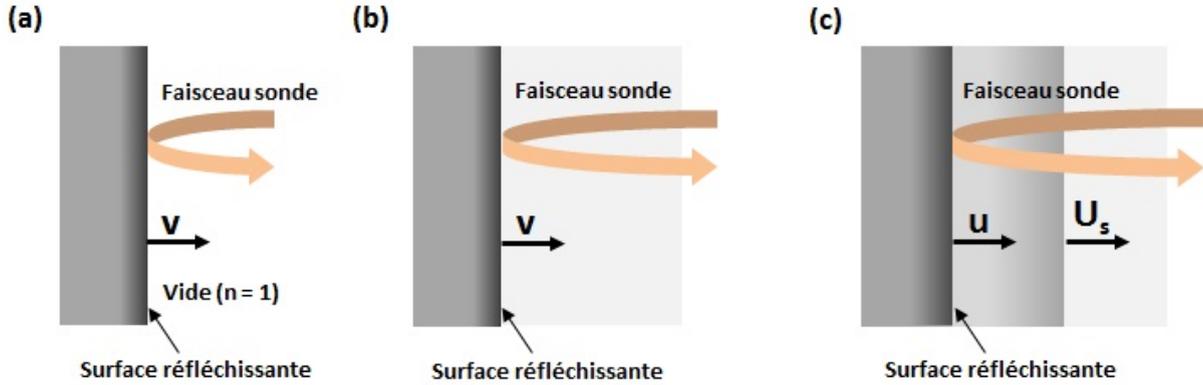


FIGURE 31 – Surfaces réfléchissantes de la cible. (a) Réflexion sur la face arrière qui se déplace à la vitesse v . (b) Réflexion sur le front d’onde de choc. (c) Réflexion sur la couche de métal accélérée par le passage de l’onde de choc.

La variation de longueur du chemin optique est $\Delta L = n_1 v \tau$ pour le cas (b) avec la condition du milieu non perturbé $n_r = n_1$. Dans ce cas, $v = FS/n_1$. L’expression de décalage est :

$$F = \frac{2\tau_0 n_1 (\delta + 1)}{\lambda_0} v \quad (126)$$

Généralement, deux détecteurs VISAR avec différentes sensibilités, à différentes longueurs d’onde, sont employés pour identifier la vitesse de la surface dans l’expérience. Le VISAR fournit des images d’interférences résolues en temps car il est couplé avec une caméra à balayage de fente (Figure 32).

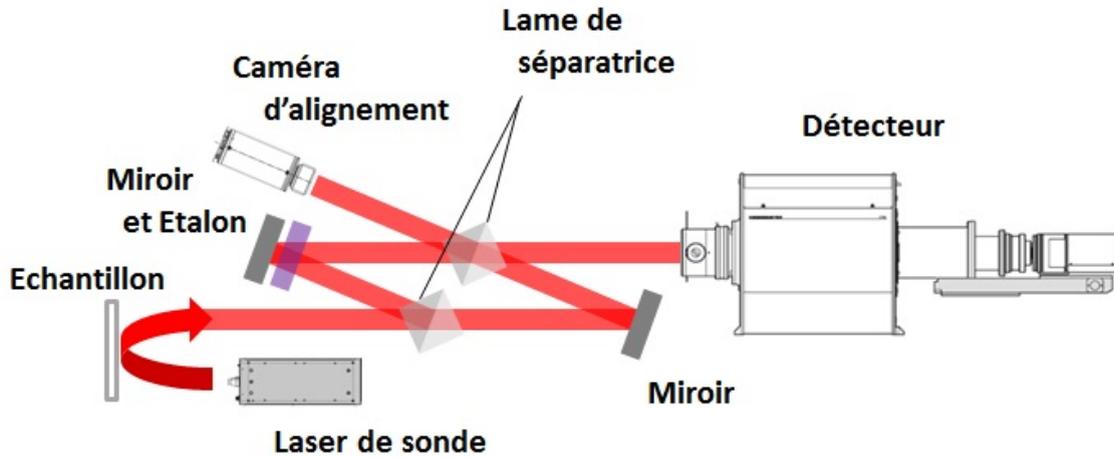


FIGURE 32 – Schéma de diagnostic VISAR

L'image d'un VISAR est constituée d'une série de franges rectilignes du faisceau sonde. Donc la variation temporelle des intensités des franges correspond à celle du faisceau sonde. Lors du débouché de l'onde de choc dans le vide ou dans le matériau transparent, les franges vont bouger en fonction de la vitesse de la surface réfléchissante. En même temps, l'intensité des franges change par la modification de l'indice du milieu. Donc les images obtenues par un VISAR possèdent les informations sur la vitesse de la surface réfléchissante qui peut être déduite de la quantité de décalage et le moment de l'arrivée d'une onde de choc.

La figure 33 est une image typique obtenue par un VISAR résolue en temps (axe vertical). Le décalage des franges F est évalué à partir de l'image au moment de l'arrivée du choc (à t'). Le temps de débouché de choc est donné de cette manière.

Pour obtenir la vitesse de la surface, il est nécessaire de faire des fits de franges avant et après le décalage. Ce fit est fait avec un fonction de la forme $f(x) = A + B \sin(kx + \phi)$. Dans ce processus de "fitting", nous obtenons deux courbes sinusoïdales possédant un même nombre d'onde k et des phases différentes ϕ . La figure 34 montre le profil de franges et leur fits avant et après le décalage. La vitesse de la surface est calculée à partir de cette différence de phase avec la relation $v(t) = FS/n$.

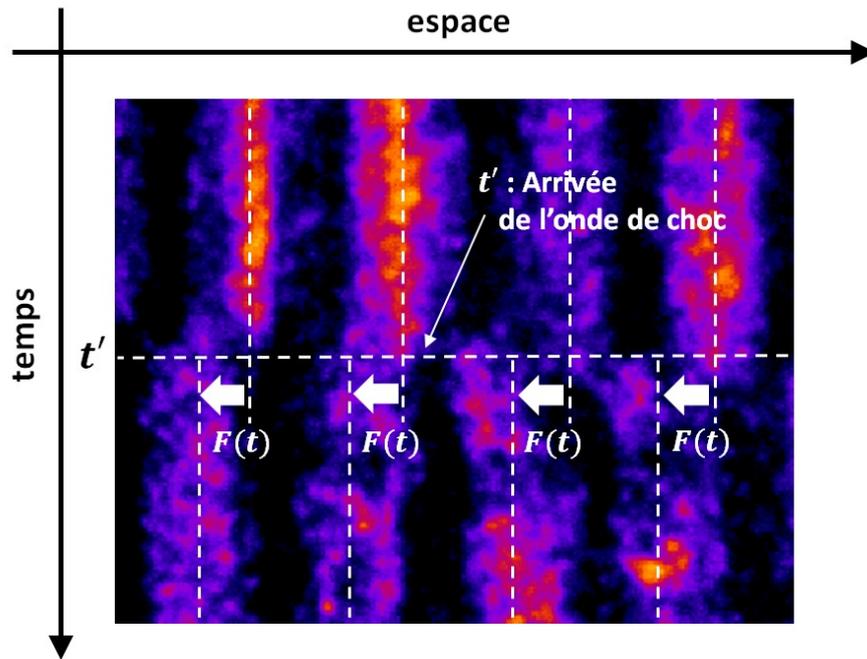


FIGURE 33 – Franges d’interférence d’un VISAR

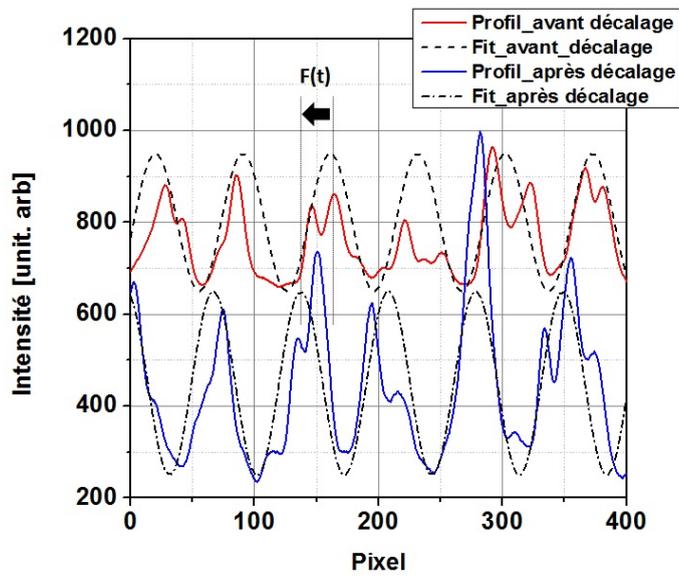


FIGURE 34 – Fitting pour l’image de VISAR

4 Transport d'électrons rapides dans la cible cylindrique comprimée

4.1 Contexte de recherche

Avant l'expérience à Osaka, une expérience similaire avait été faite sur l'installation laser VULCAN TAW du laboratoire Rutherford Appleton (RAL) pour observer l'effet de collimation d'un faisceau d'électrons rapides par des champs résistifs. La configuration des faisceaux lasers est indiquée dans la figure 35. Dans cette expérience, la cible cylindrique a été comprimée par quatre faisceaux d'impulsion longue. Ils ont été synchronisés avec une précision de 100 ps. La longueur d'onde laser était de $0,53 \mu m$ et sa durée d'impulsion a été de 1 ns. Chaque faisceau a délivré environ $50 J$ sur une tache focale de $150 \mu m$ (FWHM). Le faisceau d'électrons rapides a été généré par une impulsion courte avec énergie de $160 J$ focalisée sur une tache de $20 \mu m$ (FWHM). Son intensité moyenne a été de $5 \times 10^{18} W/cm^2$ à une longueur d'onde de $1,053 \mu m$. La géométrie du cylindre est de $200 \mu m$ de long et $220 \mu m$ de large. Des simulations avec le code CHIC de l'implosion ont été réalisées pour présumer de l'état de la cible implosée.

Dans cette expérience, la taille de la tache du faisceau d'électrons a été mesurée par l'imagerie $K\alpha$ en face arrière de la cible. Nous avons observé que le diamètre du faisceau devenait plus petit si le faisceau d'électrons était injecté juste avant la compression maximale du cylindre. C'est la première preuve expérimentale de la collimation d'électrons rapides dans la matière comprimée par laser [43].

Sur la base du résultat des expériences au RAL, cette étude du transport des électrons rapides a été réalisée à nouveau avec un taux de compression plus grand et une plus

grande dimension en exploitant le laser de class kJ de l'Institute of Laser Engineering (ILE) à Osaka. Pour le cas de l'expérience au RAL, le rayon du cylindre imploré a atteint environ $20 \mu m$, et une densité de $5 g/cm^3$. Cette fois à l'ILE, la dimension de la cible au moment de la compression maximale a été plus importante (rayon de $40 \mu m$ et la densité de $6 g/cm^3$). Par contre, la température est du même ordre de grandeur dans les deux expériences. Cette expérience à l'ILE a fait l'objet de la publication "Approach to the study of fast electron transport in cylindrically imploded targets" [67].

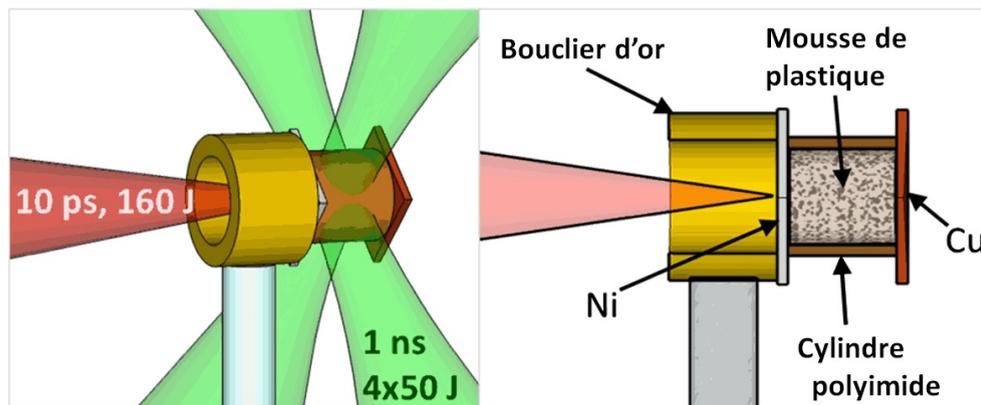


FIGURE 35 – Schéma de la cible de l'expérience au RAL

4.2 Installation laser

4.2.1 Laser GEKKO XII

Gekko XII est une grande installation laser qui a été inaugurée en 1983 et il est un des plus grands appareils dans le monde. À ce jour, il est cité pour ses réalisations convaincantes dans la recherche de la fusion par laser, la production de plasmas à hautes températures et la réalisation de compressions à hautes densités (600 fois de celle solide par implosion laser). Gekko XII est une installation laser utilisant la longueur d'onde de $1,053 \mu m$ et comprenant 12 faisceaux, pour une puissance crête de 50 TW .

Il y a une distance d'environ 270 m de l'oscillateur à la cible finale. La section des oscillateurs se compose de deux oscillateurs et de deux types de générateurs d'impulsion laser à bandes larges pour générer une impulsion laser de 100 ps à 10 ns . L'oscillateur émet une impulsion d'un diamètre de quelques millimètres pour une énergie de $10 \mu J$. Cette impulsion laser est amplifiée par un préamplificateur qui se compose de quatre amplificateurs à barreaux, de trois obturateurs optiques et trois filtres spatiaux. La

4 TRANSPORT D'ÉLECTRONS RAPIDES DANS LA CIBLE CYLINDRIQUE COMPRIMÉE

chaîne des amplificateurs principaux se compose de 24 amplificateurs à barreaux et 60 amplificateurs à disque qui servent à l'amplification de l'impulsions laser. Il y a 12 obturateurs optiques pour empêcher les oscillations parasites dans les amplificateurs et 24 rotateurs de Faraday afin d'intercepter la lumière réfléchiée par la cible dans la chambre d'expérience. 36 filtres spatiaux sont également équipés pour élargir le diamètre du faisceau, la prévention des oscillations parasites et la conservation de la qualité des faisceaux.

A l'étape finale de l'amplification et du transport, les lumières sont converties en seconde harmonique ($0,53 \mu\text{m}$) ou en troisième harmonique ($0,35 \mu\text{m}$) par des cristaux de KDP avant la chambre d'interaction. Cependant, ils sont soumis à une restriction en énergie afin de minimiser les dommages aux composants optiques du laser et pour fonctionner de manière stable à long terme. L'intervalle entre les tirs de puissance est de 90 minutes au minimum.

Pour l'expérimentation, Gekko XII possède deux chambres à vide pour la génération de plasmas. Dans la chambre I, la cible est irradiée par 12 faisceaux laser qui sont disposés en symétrie sphérique. Dans la chambre II, il est possible d'irradier la cible avec une intensité laser élevée dans une seule direction en regroupant 12 faisceaux ensemble.



FIGURE 36 – Salle laser de l'ILE et Chambre d'expérience 1

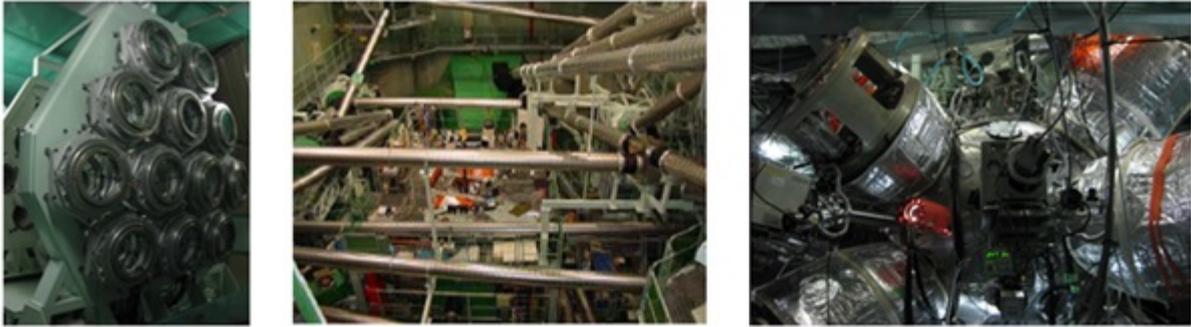


FIGURE 37 – Cristaux KDP et Salle d'expérience 2

4.2.2 Laser LFEX

LFEX est un système laser Nd possédant quatre faisceaux avec une longueur d'onde de $1,053 \mu m$. Son énergie maximale à la sortie est de $2,5 kJ$ pour une durée d'impulsion de 1 à 10 ps. Une impulsion venant de l'oscillateur est étendue spectralement et est amplifiée en trois étapes avec la technique OPCPA, par des amplificateurs à barreaux et un à "quatre pass" dans des amplificateurs à disques. LFEX a été construit à côté du laser GEKKO XII (figure 38(gauche)). L'impulsion est ensuite comprimée avec un grand réseau de compression jusqu'à 1 ps. Les faisceaux sont focalisés par un miroir parabolique hors axe ($F/ \sim 5$). Ce système de compression a été construit dans une grande chambre à vide située près de la chambre d'interaction de GEKKO comme représenté sur la figure 38(droite). La synchronisation des faisceaux LFEX avec GEKKO est effectuée optiquement en utilisant le même oscillateur pour les deux lasers.

Deux faisceaux parmi les quatre ont été activés en 2010. La durée d'impulsion comprimée pour un faisceau était de 1,2 ps et de 1,3 ps pour l'autre faisceau. Lorsque les deux faisceaux se superposent, la durée d'impulsion est de 1,5 ps. L'absorbeur saturable et l'extincteur AOPF (amplified optical parametric fluorescence) [68] sont appliqués durant l'étape OPCPA pour réduire la composante de pré-impulsion jusqu'à un contraste d'impulsion de 10^{-8} . La taille de la tache focale de LFEX typique est de $30 - 60 \mu m$ de diamètre qui est près de deux fois la limite de diffraction, aboutissant à une intensité d'irradiation de l'ordre de $1 \times 10^{19} W/cm^2$ sur la cible.

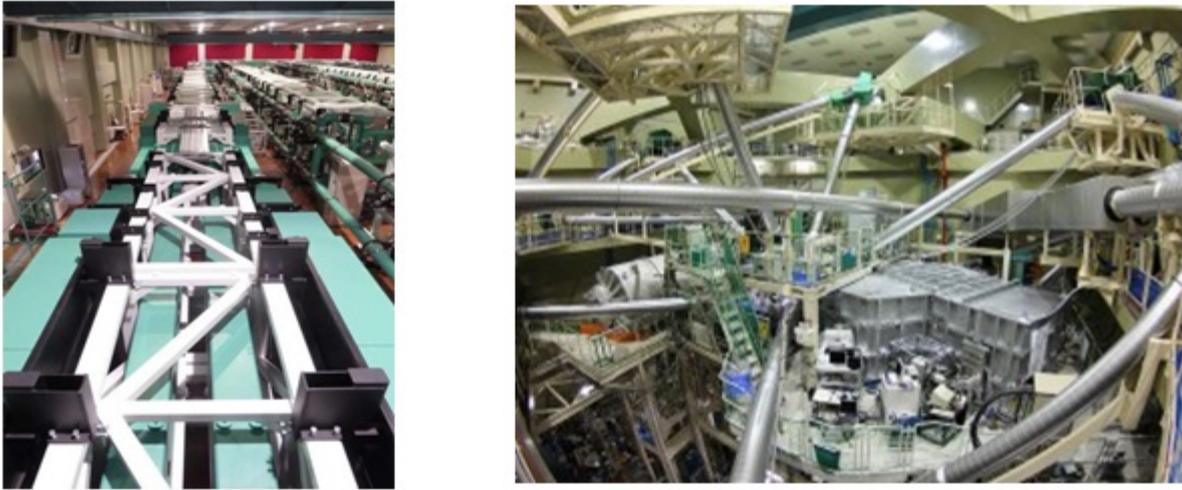


FIGURE 38 – Amplificateur de laser LFEX et Compresseur

4.3 Cible cylindrique

Le détail de la cible cylindrique est présenté sur la figure 39. Le cylindre de CH de $400 \mu\text{m}$ de long et de $350 \mu\text{m}$ de diamètre a été rempli avec de la mousse de CH à $0,3 \text{ g/cm}^3$. Les deux extrémités du cylindre sont entourées par des boucliers en or d'épaisseur de $50 \mu\text{m}$. Ces boucliers empêchent que le plasma d'ablation généré par les lasers d'implosion atteigne les traceurs qui servent à l'étude de la propagation des électrons rapides. Les boucliers d'or ont été couverts avec une couche de matière plastique afin d'éviter la génération de rayonnements X due au plasma d'ablation sur les boucliers d'or. Une plaque de Nickel (Ni) et une plaque de cuivre (Cu) sont respectivement placées à l'avant et à l'arrière du cylindre. L'étude de la propagation des électrons rapides s'est effectuée en observant les différents rayonnements caractéristiques provenant de ces 2 traceurs qui interagissent avec les électrons.

Comprimer la mousse de plastique incluse à l'intérieur du cylindre par implosion, nous permet d'étudier la propagation de faisceaux d'électrons rapides dans un milieu WDM. D'ailleurs, cette mousse est dopée par du deutérium (10 %). Si la température des ions du plasma s'élève suffisamment, des neutrons sont générés par des réactions nucléaires D-D dans la cible. Un diagnostic mesurant les temps de vol des neutrons a été développé en employant un scintillateur liquide pour observer le spectre des neutrons dans des expériences menées dans le cadre d'études sur l'allumage rapide. [69]. Par l'analyse du spectre des neutrons, il est possible d'étudier le processus de relaxation de l'énergie du

faisceau d'électrons rapides dans le plasma.

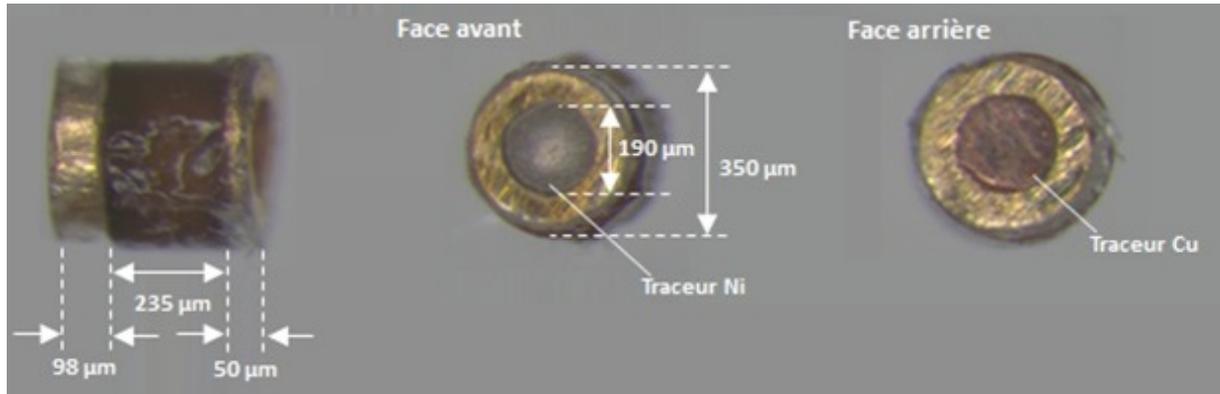


FIGURE 39 – Géométrie de la cible cylindrique

4.4 Procédure de l'expérience

D'abord, l'implosion de la cible a été réalisée par les faisceaux laser GEKKO. L'onde de choc qui comprime la cible a été générée par l'ablation de la couche de CH de la cible cylindrique, où une onde de choc est formée. Cette onde se propage à travers la couche de plastique du cylindre, elle est ensuite transmise à la mousse et atteint le centre du cylindre où elle y est réfléchi. La cible a été comprimée pour créer un gradient de densité qui sert à la collimation du faisceau d'électrons rapides par le champ magnétique résistif. Au total, 6 faisceaux laser GEKKO ont été utilisés pour l'implosion de la cible. Chaque faisceau délivrait 300 J à 527 nm (2ω du laser Nd) sur une tache focal de environ 300 μm (FWHM). La durée d'impulsion a été de 2,5 ns et son intensité est de l'ordre de $10^{13}\text{W}/\text{cm}^2$. La configuration des faisceaux laser de GEKKO a été définie préalablement à l'aide de simulations pour obtenir une bonne symétrie d'éclairement.

L'injection du faisceau d'électrons rapides a été menée en utilisant le faisceau laser LFEX, en irradiant la couche de Ni de la face avant du cylindre, et il s'est propagé ensuite vers le traceur de Cu de la face arrière. Le transport du faisceau d'électrons rapides est étudié en observant des rayonnements X caractéristiques produits par les interactions des électrons rapides avec les traceurs. Le schéma global de cette expérience est montré dans la figure 40.

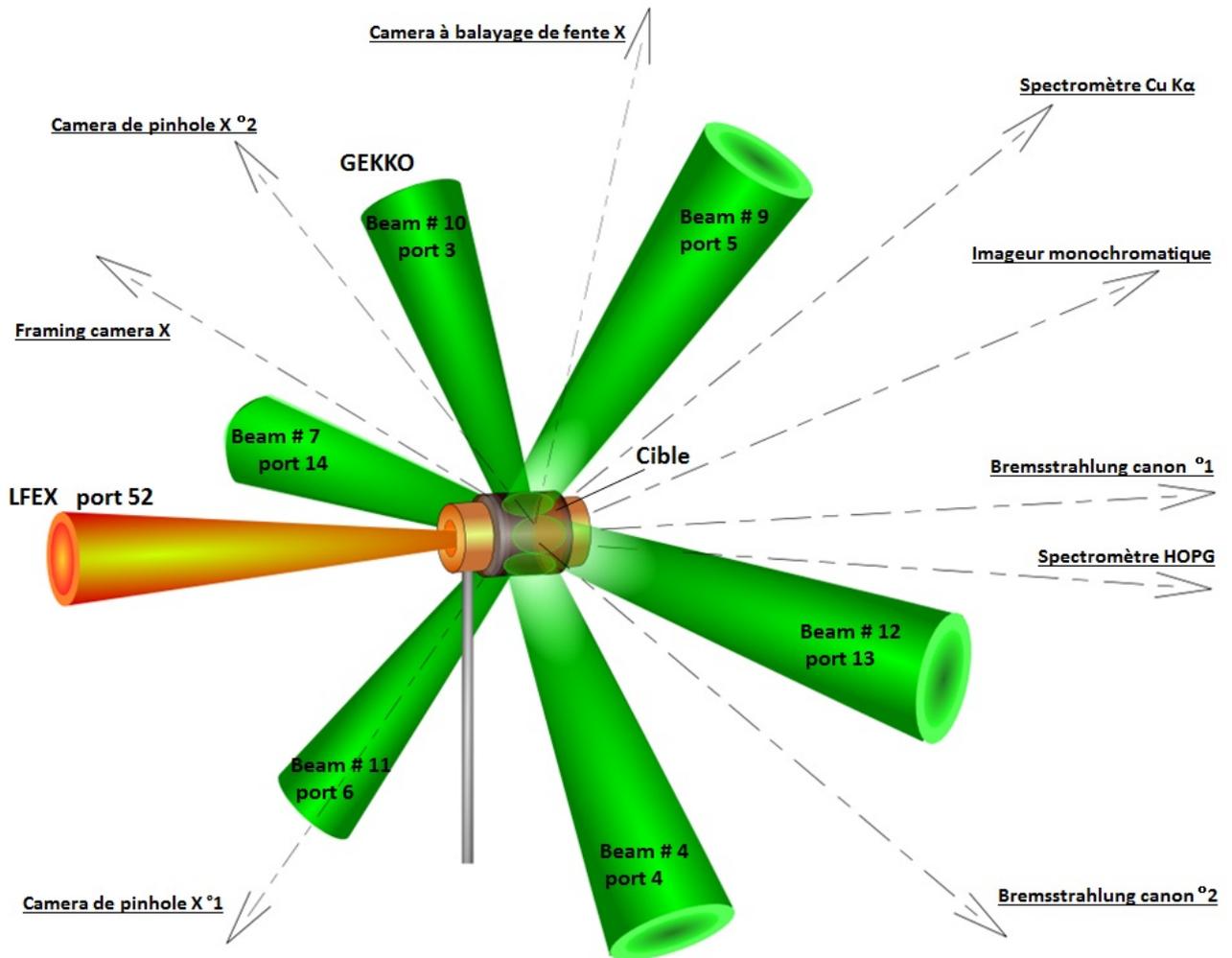


FIGURE 40 – Focalisation des lasers GEKKO et LFEX sur la cible cylindrique et les angles d’observation des diagnostics

Dans cette expérience, le faisceau picoseconde de LFEX délivrait jusqu’à 400 J pour une durée d’impulsion de 2 ps à 1 ω (1,053 μm , pour une intensité moyenne de $2 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$). Le retard entre GEKKO et LFEX a été varié entre 1 ns à 2.6 ns pour étudier la propagation des faisceaux d’électrons rapides pour des conditions différentes de compression du cylindre. Les valeurs de retard de LFEX ont été choisies à partir des résultats des simulations. En outre, l’énergie du faisceau LFEX a été variée aussi. L’impulsion laser ultra-brève est associée à la pré-impulsion. Cette pré-impulsion provient de la fluorescence de la chaîne d’amplification du laser. Dans cette expérience, la valeur du contraste de LFEX a été de 10^{-6} .

Plusieurs diagnostics ont été utilisés pour observer la cible éclairée par les lasers GEKKO et LFEX. Ils peuvent être divisés en 3 groupes. L’état d’implosion de la cible et

de l'éclairement ont été observés par les caméras à balayage de fente et une autre caméra haute vitesse (Framing caméra). La propagation du faisceau des électrons rapides a été observée par l'imagerie $K\alpha$ et la spectrométrie $K\alpha$. L'énergie des électrons rapides et sa relaxation pendant sa propagation ont été mesurées par le canon de bremsstrahlung et le diagnostic de neutrons par temps de vol.

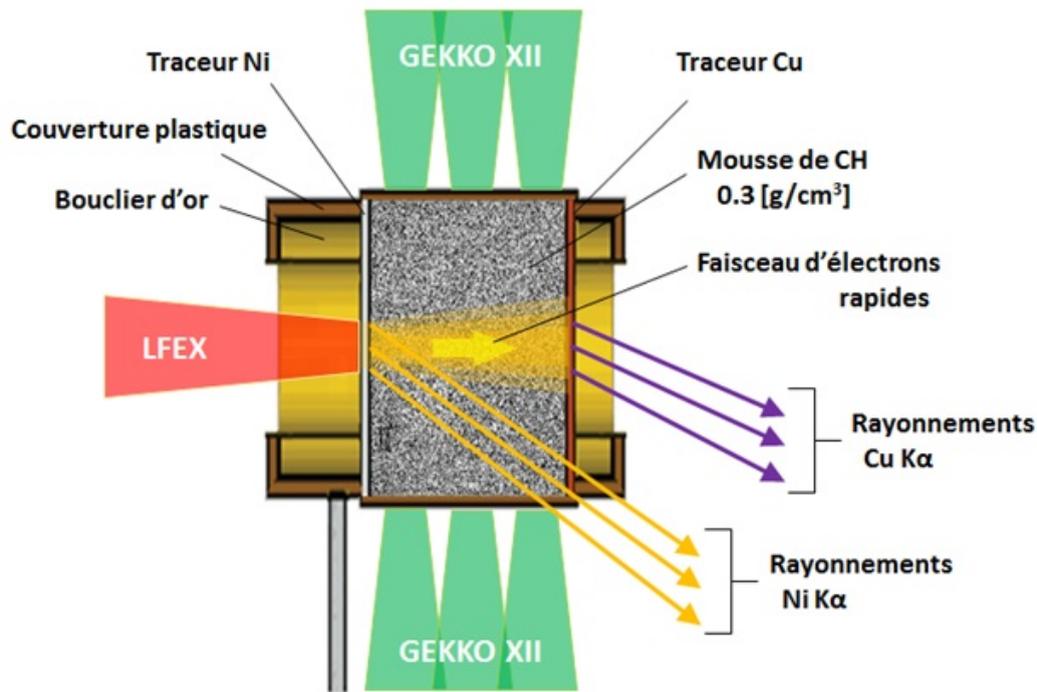


FIGURE 41 – Structure de la cible cylindrique

4.5 Simulation

4.5.1 Uniformité des faisceaux d'implosion

Comme décrit dans la figure 40, la cible cylindrique a été comprimée avec 6 faisceaux laser GEKKO. L'uniformité d'éclairement des faisceaux a été optimisée à l'aide de simulations numériques (Code CECLAD du CELIA [70]). La figure 42 montre les résultats des simulations sur la distribution des intensités laser normalisées des 6 faisceaux GEKKO. Six faisceaux ont été en effet suffisants pour assurer l'uniformité d'éclairement (voir la figure 42 (droite)). La longueur de la partie cylindrique irradiée est de $200 \mu m$ dans la simulation.

Afin d'assurer une uniformité optimale de l'éclairement du cylindre, trois faisceaux ont été décalés vers la face avant du cylindre et les 3 autres faisceaux ont été décalés légèrement vers la face arrière. Le niveau d'uniformité obtenue dans la région centrale de $150\mu m$ est de l'ordre de $\Delta I/I \simeq 44\%$.

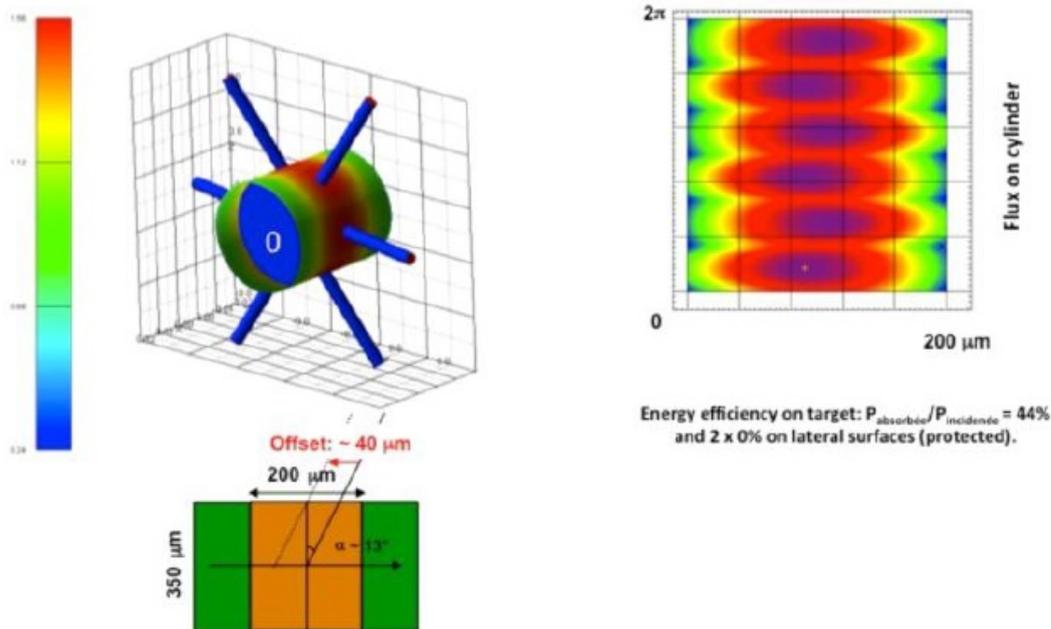


FIGURE 42 – Uniformité d'éclairement laser (GEKKO) - code CECLAD du CELIA

4.5.2 Simulation du processus d'implosion

Comme dans l'expérience précédente au RAL, des simulations hydrodynamiques ont été réalisées avec le code CHIC (Code d'Hydrodynamique et d'Implosion du CELIA , [71] (ANNEXE 2)) pour prévoir le processus d'implosion de la cible cylindrique. Pour observer l'effet de collimation du faisceau d'électrons pendant le transport, nous avons besoin d'estimer le moment de la réflexion du choc au milieu de la cible. Le gradient de densité dans la direction radiale devient le plus important juste avant que l'onde de choc atteigne le centre du cylindre.

La figure 43 montre l'évolution du rayon de la cible cylindrique simulée par le code CHIC. La durée de l'irradiation des faisceaux de GEKKO est également marquée sur la figure. Le rayon initial du cylindre est de $175\mu m$ et il est comprimé jusqu'à $60\mu m$ pendant l'implosion. La figure 43 montre que le front du choc atteint le centre du cylindre vers 3

ns et il est ensuite réfléchi. Les résultats des simulations du code CHIC indiquent aussi que la température au cœur de la cible atteint les 84 eV et une densité de $6,5 \text{ g/cm}^3$.

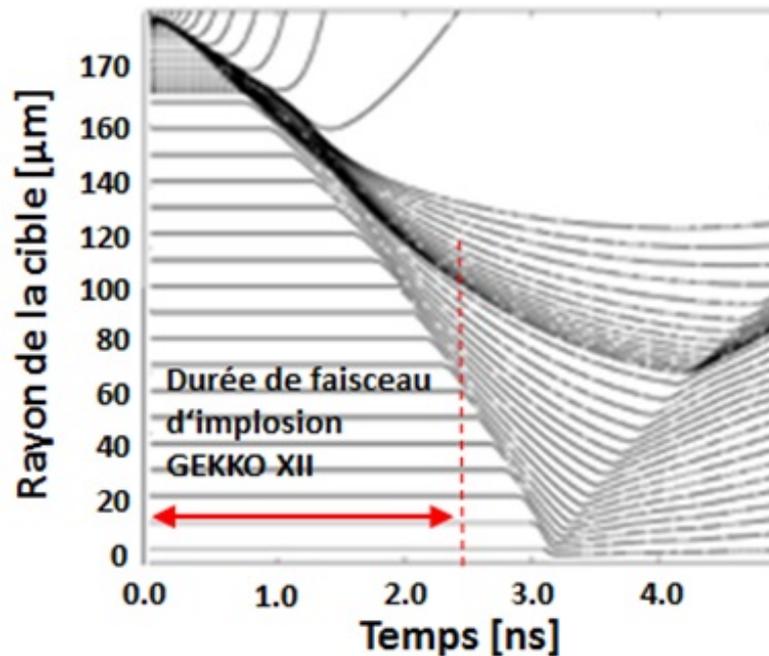


FIGURE 43 – Variation du rayon de la cible cylindrique

4.5.3 Simulation du transport d'électrons rapides

Comme représentée dans la figure 43, la compression de la cible se déroule sur une échelle temporelle assez longue (plusieurs *ns*) et elle est caractérisée par un certain équilibre thermique. Par conséquent, cette phase peut être décrite par un modèle hydrodynamique. D'autre part, le processus du transport des électrons rapides s'effectue à une échelle temporelle beaucoup plus courte (quelques *ps*) et l'équilibre thermique n'est pas établi pour cette échelle de temps. Nous avons donc utilisé le modèle cinétique M1 (ANNEXE 2) intégré au code hydrodynamique CHIC du CELIA pour simuler le transport des électrons rapides.

La simulation du transport d'électrons rapides en fonction du délai d'injection a montré des comportements différents si les particules sont injectées avant ou après le rebond du choc au milieu de la cible cylindrique. Les deux cas correspondent à des profils de densités différents représentés sur la figure 45. La figure 44 (gauche) montre que le

faisceau d'électrons est collimaté dans un diamètre de $60 \mu m$ juste avant le rebond du choc dans le cas de l'injection à 2,6 ns. Le diamètre du faisceau d'électrons rapides est minimisé dans ce cas et il en résulte que plus d'énergie peut être transportée à travers la cible. Au contraire, le faisceau d'électrons diverge dans le cas où il est injecté après le rebond du choc. La figure 44 (droite) montre le résultat des simulations CHIC avec l'option M1 de l'injection après le rebond de choc. Dans ce cas, le diamètre du faisceau d'électrons s'élargit et l'énergie des électrons ne peut pas être efficacement transportée. Ces différents comportements sont induits par les champs magnétiques générés résultants du gradient de densité. Les effets des champs magnétiques conduisent à la déviation des électrons vers les régions de faible conductivité [43].

Avant le rebond du choc au centre de la cible comprimée (Figure 46 gauche), nous remarquons que les électrons sont déviés vers les régions de plus faibles densités par les champs magnétiques associés aux gradients de densité rencontrés. D'autre part, après le rebond du choc (Figure 46 droite), le champ magnétique résultant du gradient de température est ensuite dominant. Le champ magnétique induit par des courants électriques peut contribuer à l'effet de collimation dans ces deux cas. Toutefois, la puissance de l'effet de collimation est en proportion inverse de la conductivité et donc elle est négligeable pour ce plasma. C'est ainsi que l'effet de collimation apparaît avant le rebond de choc et que le faisceau diverge après.

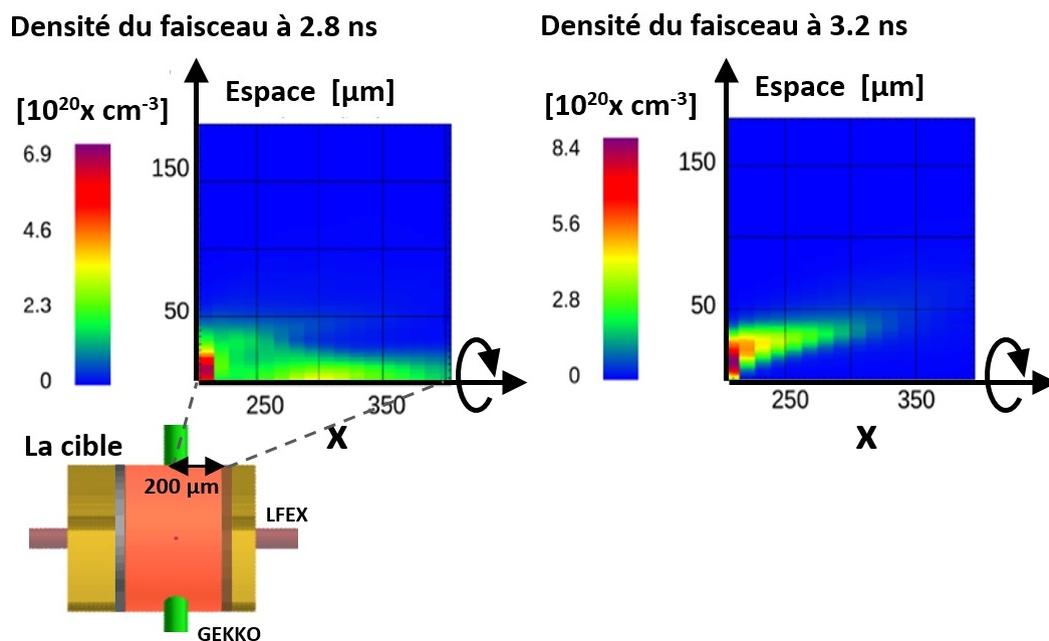


FIGURE 44 – Collimation du faisceau des électrons simulé par CHIC + M1

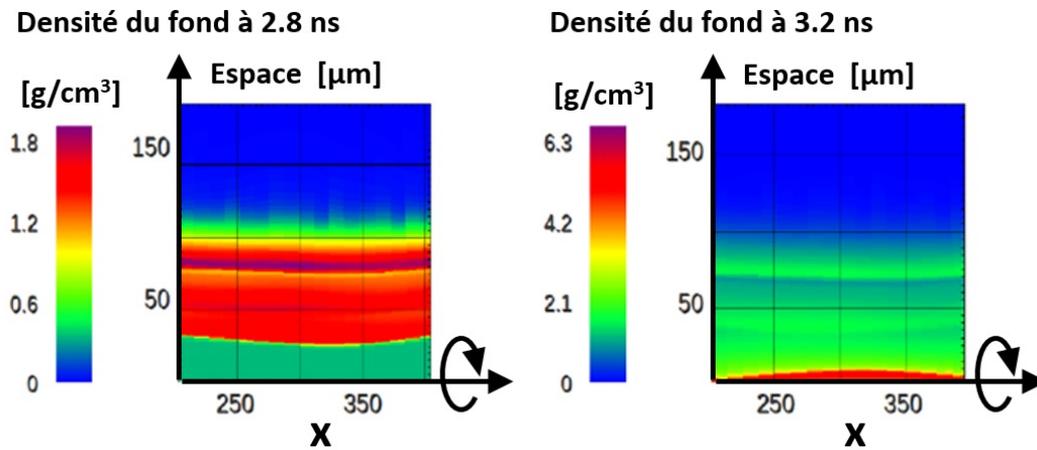


FIGURE 45 – Densité dans le cylindre simulée par CHIC + M1

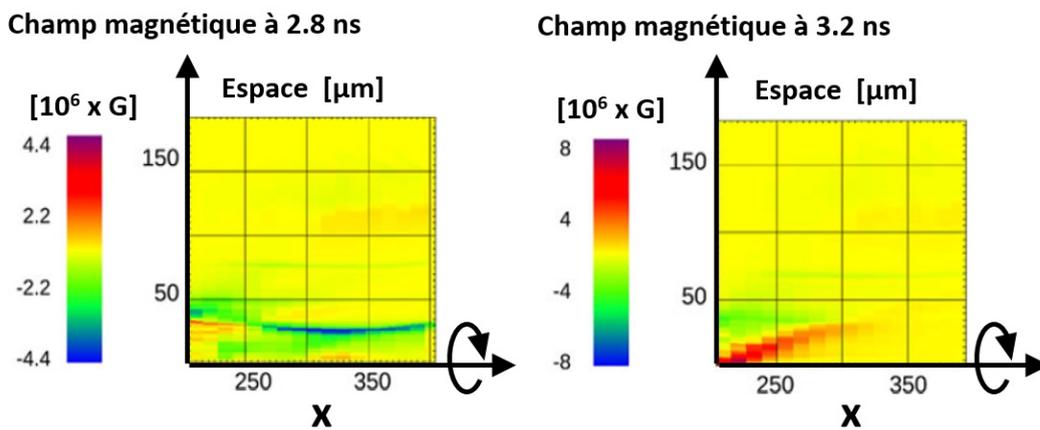


FIGURE 46 – Champs magnétiques simulés par CHIC + M1

4.6 Étude de l'implosion de la cible

4.6.1 Imagerie résolue en temps

Le processus d'implosion dans cette expérience a été étudié à l'aide d'une caméra à balayage de fente avec un pinhole. Cela a permis de faire l'imagerie résolue en temps de la variation du diamètre du cylindre. La figure 47 montre le schéma de ce diagnostic.

L'image typique de ce diagnostic est la figure 48. La variation du diamètre du cylindre a été observée pendant 5 ns. La largeur des émissions initiales correspond bien au diamètre initial de la cible. La largeur temporelle des émissions est de 2,4 ns. Cette valeur est presque la même que la durée d'impulsion laser GEKKO. Cela veut dire que des signaux provenant

de l'irradiation du laser GEKKO ont été enregistrés et que l'intensité des émissions du cœur de la cible implosée se sont montrées faibles pour être observées. Donc le moment de la compression maximale de la cible (vers 3 ns) n'a pas pu être enregistré. Néanmoins, cette image fournit des informations importantes sur le processus d'implosion. Dans la figure 48, le résultat de la simulation hydrodynamique CHIC est insérée parallèlement. Dans l'image obtenue par la caméra à balayage de fente, la largeur verticale des signaux a diminué de $120 \mu m$ en 2,4 ns. Cette valeur représente le changement du diamètre du cylindre. Cette quantité est en bon accord avec celle prévue par la simulation. C'est-à-dire que le processus de l'implosion de la cible cylindrique par les lasers GEKKO s'est passée comme prévu dans cette expérience et que l'état du milieu de la cible était en WDM et que nous avons bien induit un gradient de densité qui sert à la collimation du faisceau d'électrons.

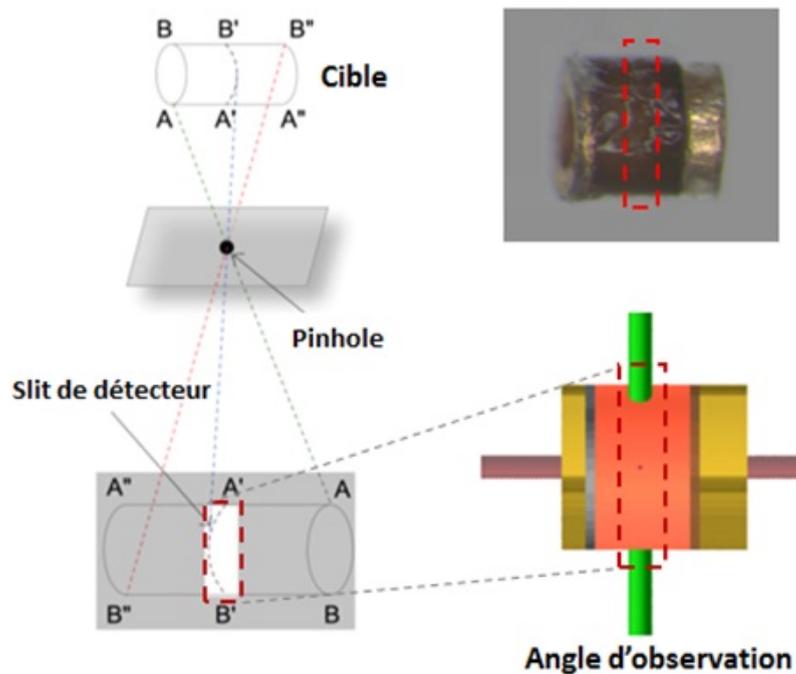


FIGURE 47 – Configuration de la caméra à balayage de fente

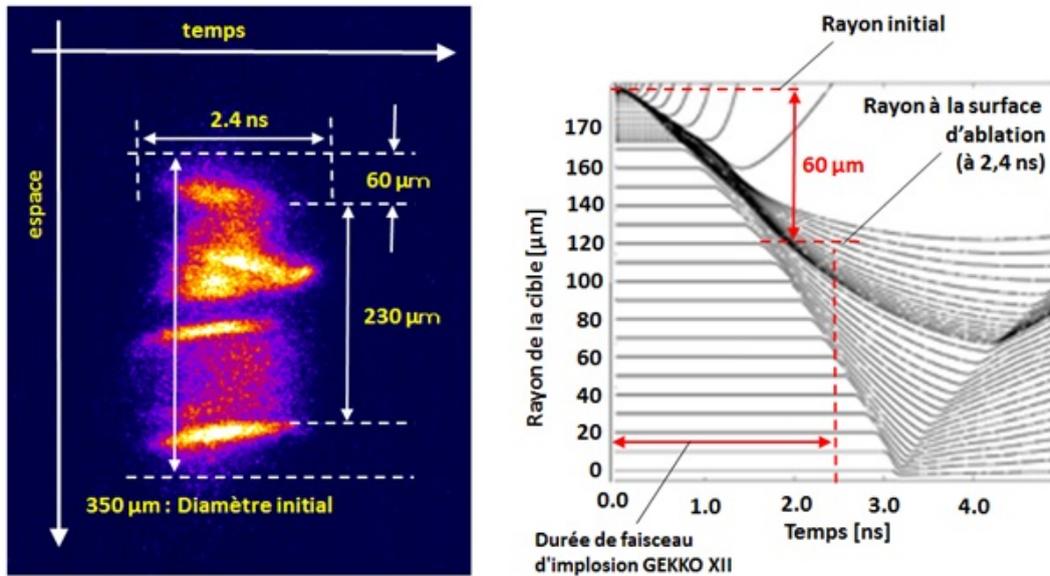


FIGURE 48 – Images de l'évaluation du diamètre du cylindre de la cible (expérience à gauche, simulation CHIC à droite)

L'expérience du chauffage rapide avec l'installation laser GEKKO a été effectuée en 2008 par Nakamura [72]. C'était une expérience pour l'étude sur le transport d'un faisceau d'électrons rapides dans la cible cylindrique creuse avec un cône métallique. Ce cylindre creux a été composé d'une couche extérieure de CH et d'une couche intérieure CD pour l'étude du chauffage par la propagation de faisceaux d'électrons dans un plasma de CD. Pendant cette expérience, l'émission de la cible a bien été observée au cours de l'implosion au delà du rebond du choc au centre de la cible. Cela indique que la température du plasma due à l'implosion était suffisamment grande.

Au contraire, dans l'expérience de cette thèse, l'intérieur de la cible a été rempli par une mousse de plastique. Donc il est possible que l'énergie déposée par les faisceaux GEKKO n'ait pas été suffisante pour chauffer la matière du cylindre et pour y générer des émissions intenses de son cœur. Dans cette expérience, la dernière phase du processus d'implosion de la cible cylindrique n'a pas été observée par la caméra à balayage de fente. Cela peut être expliqué par une basse température du plasma d'implosion.

4.6.2 Étude de l'émission de la cible implosée

L'imagerie de la cible éclairée par les lasers GEKKO a été faite aussi avec deux caméras à pinhole déployées avec différents angles d'observation. L'aperçu du diagnostic

4 TRANSPORT D'ÉLECTRONS RAPIDES DANS LA CIBLE CYLINDRIQUE COMPRIMÉE

et des angles d'observation sont montrés dans la figure 49 et les images obtenues sont regroupées dans la figure 50. Le contour de la cible se trouve clairement dans les deux images. Des émissions fortes ont été détectées particulièrement aux joints du cylindre rempli de plastiques et des boucliers d'or. Ce sont des positions où se trouvent aussi les plaques des traceurs. Donc il semble qu'il y a eu des interactions directes entre les faisceaux laser GEKKO et les traceurs, probablement à cause de la couverture de plastique insuffisante de la cible. Ces sont des émissions parasites qui n'avaient pas été prévues. L'émission du cœur du cylindre n'a pas été détectée par la caméra à pinhole. L'image obtenue par ce diagnostic montre aussi que la température du plasma de la cible implorée a été assez basse comme l'a montrée aussi l'imagerie résolue en temps.

Magnification	9.09
Pin-hole diameter	20 μm
Filter	Be 40 μm + Al 12 μm
CCD type	Princeton TEA/CCD-1242E-3
Pixel	1242(H)x1152(V)
Pixel size	22.5x22.5 μm

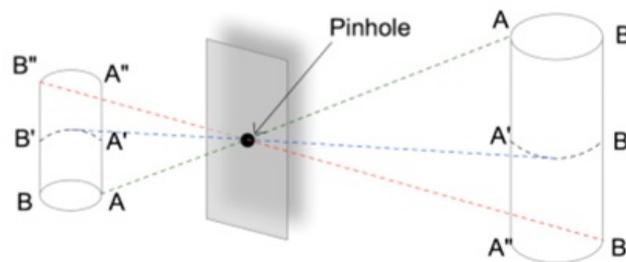


FIGURE 49 – Configuration de la caméra pinhole

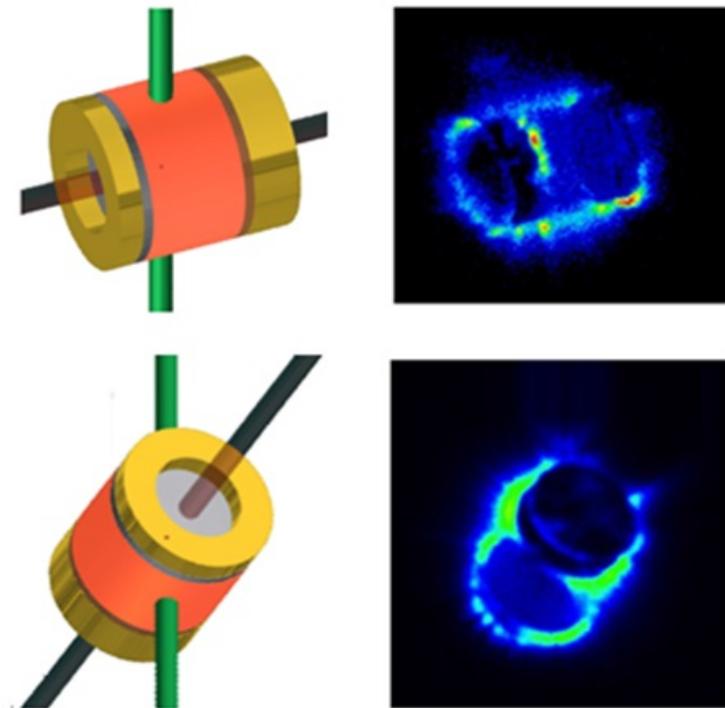


FIGURE 50 – Angles d’observation et images bidimensionnelles de la cible implorée à 1 ns

4.7 Étude de la température d’électrons rapides

Dans cette expérience, la température des électrons rapides a été observée par le “Bremsstrahlung cannon” qui mesure les rayonnements X résultants des électrons rapides. Ces rayonnements sont induits par le freinage des électrons rapides et leurs intensités sont donc proportionnelles à l’énergie des électrons.

Nous avons utilisé deux Bremsstrahlung cannons pour cette étude. Les angle d’observation de chaque détecteur sont montrés dans la figure 51. Un détecteur fourni par l’ILE a observé un angle proche de l’axe de propagation du faisceau d’électrons rapides. L’autre détecteur du LLNL(Lawrence Livermore National Laboratory) était loin de l’axe de LFEX. Le détecteur se compose de 12 filtres métalliques empilés ayant différentes transmissions au rayonnement X et 12 images plates (IP BAS MS 2400 fuji film). La configuration des composants de ces détecteurs est présentée dans la figure 51. Ces deux détecteurs possèdent différents filtres de transmission (voir la figure 52).

4 TRANSPORT D'ÉLECTRONS RAPIDES DANS LA CIBLE CYLINDRIQUE COMPRIMÉE

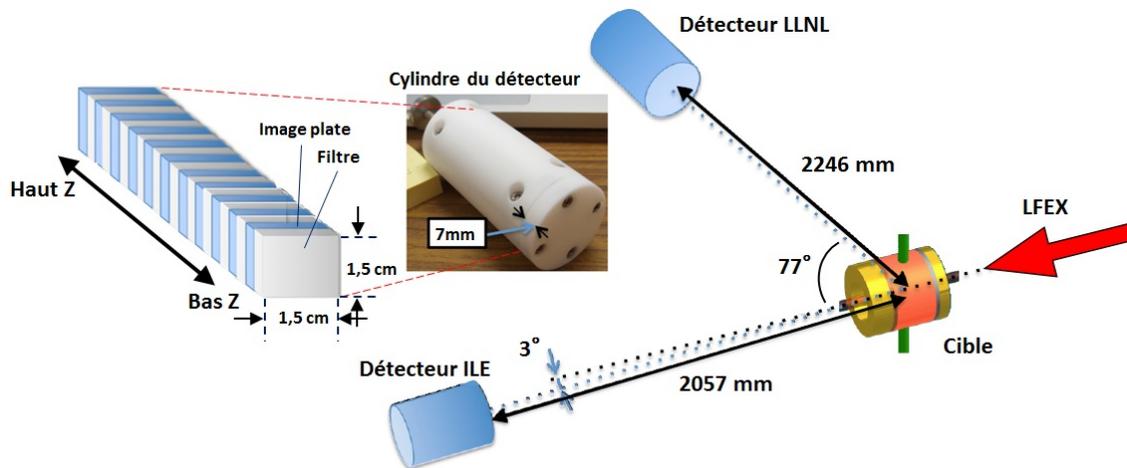


FIGURE 51 – Configuration des Bremsstrahlung cannons

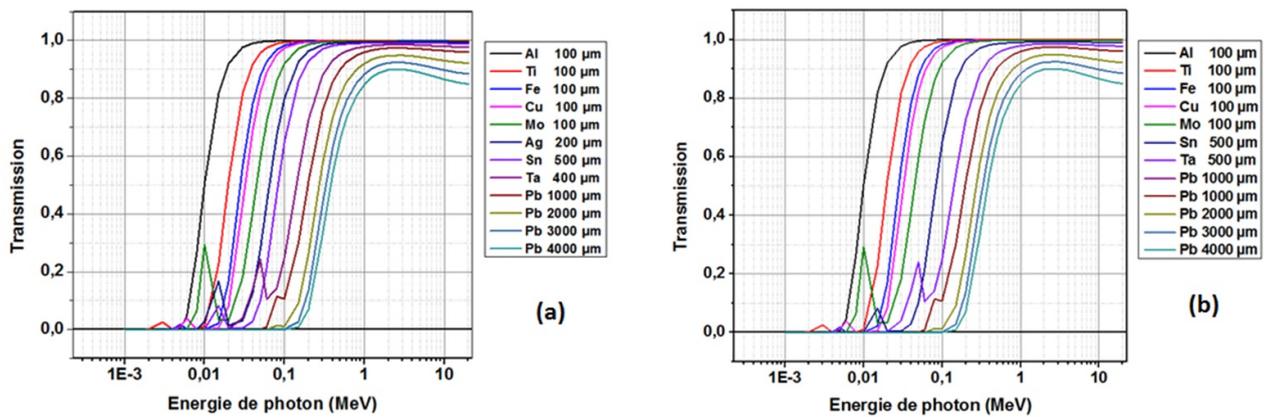


FIGURE 52 – Filtres des deux Bremsstrahlung cannons

La figure 53 montre les images obtenues par ces diagnostics. Un collimateur a été associé au détecteur du LLNL. Donc les taches de l'émission observées sur les IPs du détecteur du LLNL sont circulaires.

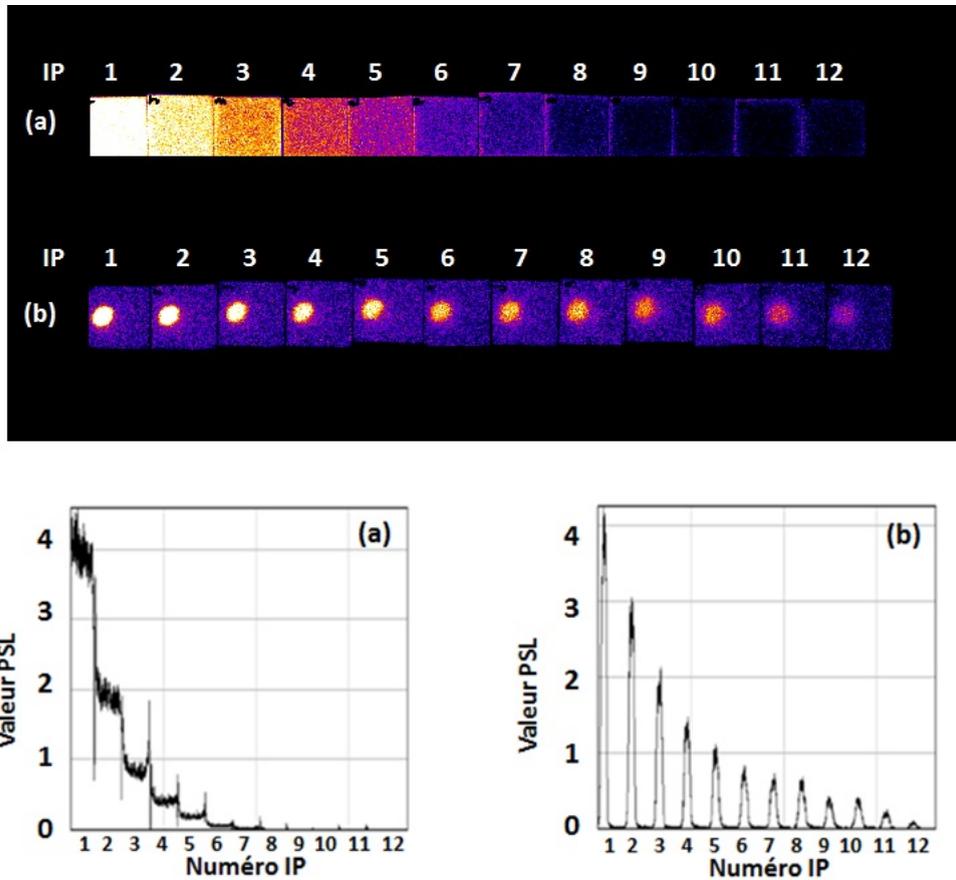


FIGURE 53 – Résultats des deux Bremsstrahlung cannons (a) Détecteur ILE, (b) Détecteur LLNL

Dans cette expérience, des variations anormales d'intensité ont été enregistrées sur les IPs 6,7 et 12 et une valeur typique de la température des électrons chauds a été extraite aux environs des 100 keV pour le meilleur fit par l'équation (114) avec deux températures. La température des électrons froids a été des 15 keV . La température des électrons chauds avoisine les 100 keV cette température est très faible par rapport aux 600 keV de température donnée par la loi d'échelle bien connus de Beg [73].

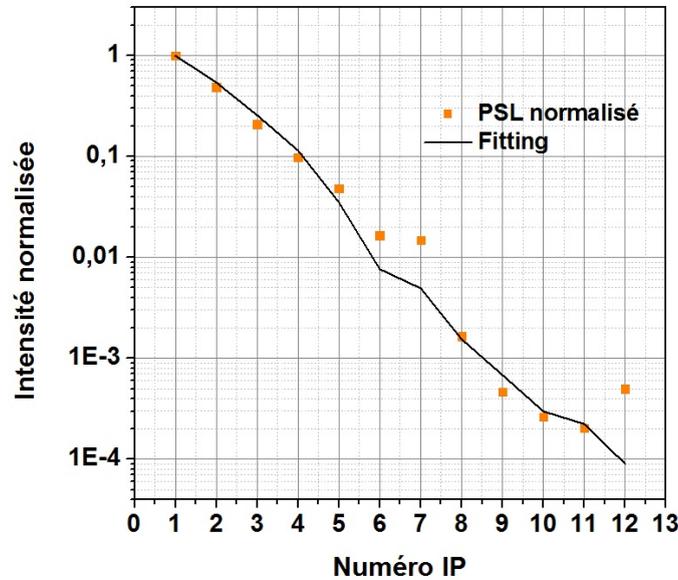


FIGURE 54 – Résultat des fits des mesures du Bremsstrahlung canon de l'ILE

4.8 Étude du transport électronique

4.8.1 Imagerie de la face arrière de la cible

Le transport des électrons rapides a été évalué par la taille du faisceau d'électrons et l'intensité du rayonnement $K\alpha$ générée sur la plaque du traceur en face arrière de la cible. La taille du faisceau d'électrons a été mesurée par un imageur monochromatique à rayons X. Ce détecteur a fait des images à l'énergie de l'émission de $\text{CuK}\alpha$ (vers 8045 eV). Lorsque le faisceau d'électrons rapides atteint le traceur de cuivre en face arrière de la cible, il y interagit avec les atomes en produisant une émission $\text{CuK}\alpha$. La taille d'une tache de cette émission correspond au diamètre du faisceau d'électrons rapides qui y arrive en face arrière. La configuration de ce diagnostic est montrée dans la figure 55. Le rayonnement de la face arrière de la cible est focalisé sur le détecteur via un cristal courbé sphérique. Un bouclier a été installé pour bloquer l'irradiation directe de la cible éclairée par les lasers. Sa structure se trouve dans les images obtenues de la figure 56. La tache de $\text{CuK}\alpha$ a été imagée juste au bord de l'ombre de la barrière. Elle est entourée par une structure en anneau. Ce détecteur observe l'émission ayant la même longueur d'onde du $\text{CuK}\alpha$, donc l'émission de cet anneau correspond à l'émission du plasma avec un spectre large et provient de l'effet secondaire des faisceaux laser GEKKO. Elle se trouve également sur l'image du tir de référence qui a été réalisée sans l'injection du faisceau LFEX (figure

56 en bas). La taille de cet anneau est d'environ $400 \mu\text{m}$ et elle correspond à celle de la cible ($350 \mu\text{m}$) en considérant l'expansion du plasma. Cette structure d'anneau a été observée de manière stable pendant cette expérience.

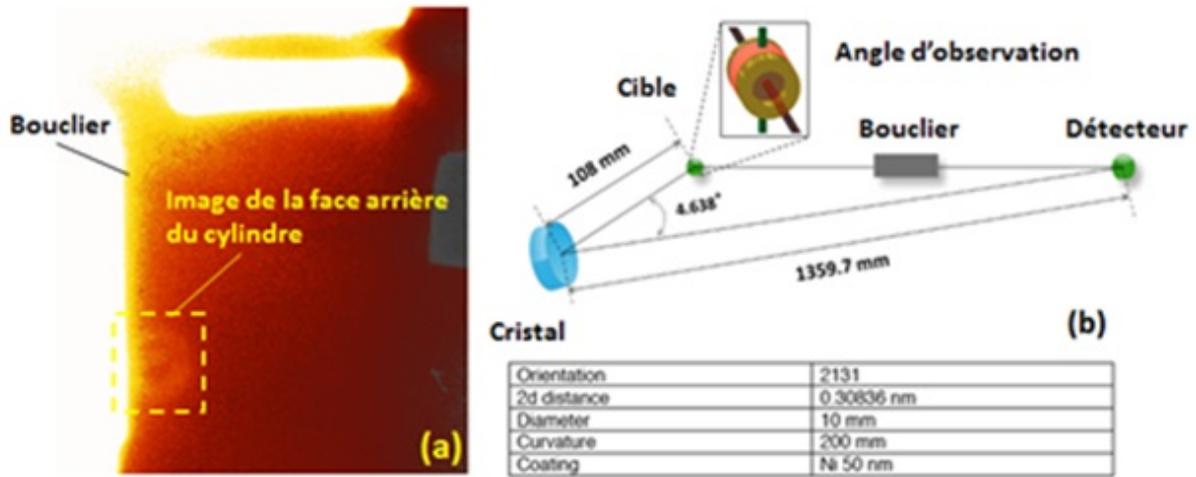


FIGURE 55 – (a) Image entière de l'imager monochromatique à rayons X , (b) Schéma de l'imager monochromatique et spécification du cristal sphérique

Lors de l'injection du faisceau d'électrons rapides par LFEX, l'interaction entre ce faisceau d'électrons et le traceur a eu lieu et la tache de l'émission $\text{CuK}\alpha$ a été observée (Figure 56 en haut). Sur cette image, le retard du faisceau LFEX a été de 1ns. Dans ce cas, l'état du milieu de la cible est presque le même que l'état initial et il n'y a pas encore de gradients de densité réellement créés pour induire un effet de collimation par le champ résistif. En conséquence, le faisceau d'électrons rapides diverge et le traceur de cuivre en face arrière a été entièrement éclairé par le faisceau d'électrons diffusés. La taille de la tache $\text{CuK}\alpha$ mesurée est de $190 \mu\text{m}$ et c'est la même largeur que la taille du traceur.

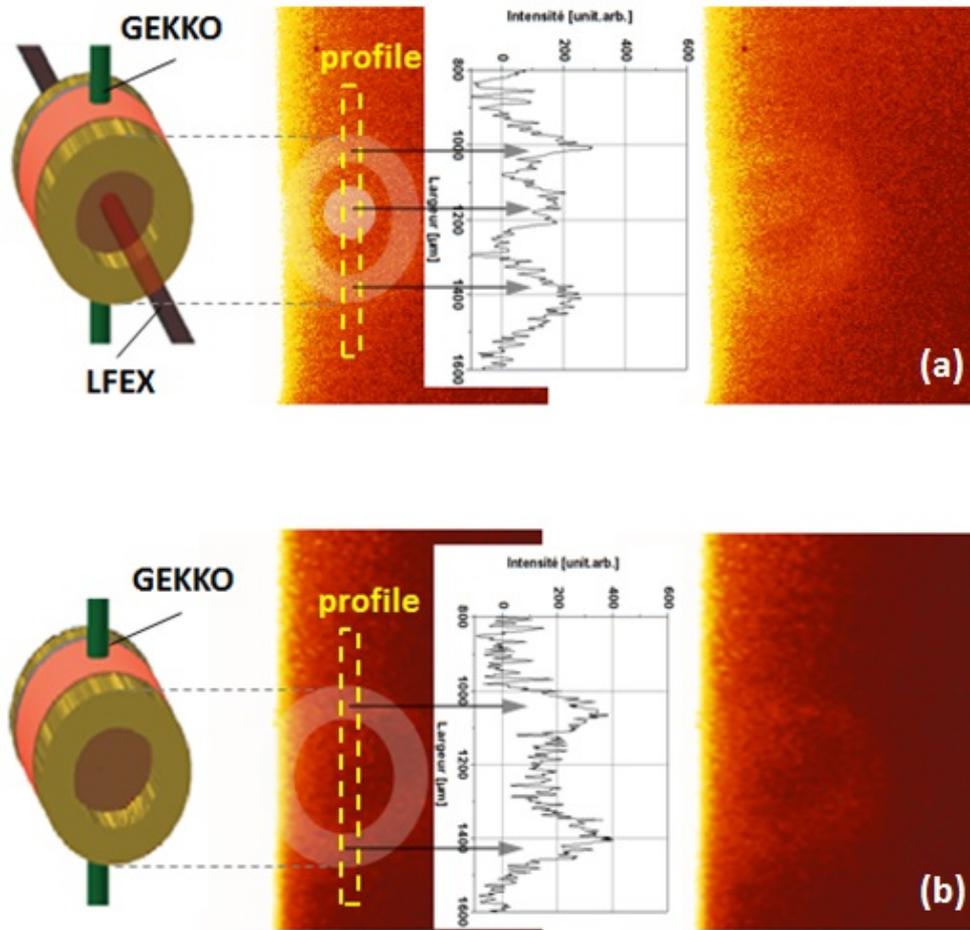


FIGURE 56 – Images obtenues par l’imageur X monochromatique : tir avec injection de LFEX (a) et tir sans injection de LFEX (b)

Dans notre expérience, le contraste du faisceau laser LFEX était dégradé à cause de problèmes techniques. Sa pré-impulsion intense a produit un chauffage de la cible qui a généré de forts rayonnements X parasites du plasma. Ces rayonnements sont devenus gênants pour les diagnostics du fait que les images obtenues ont été très bruitées. Toutefois, la tache du faisceau d’électrons rapides se trouve toujours à la même position dans les images. Les diamètres ont varié selon les valeurs du retard du faisceau LFEX. Les résultats des simulations montrent que la taille du faisceau d’électrons juste avant le rebond du choc à 2,6 ns est d’environ $50 \mu m$ (figure. 44). D’autre part, la taille du faisceau d’électrons observée avec le même retard est de $60 \mu m$ comme la figure 57. Ces deux valeurs sont bien cohérentes. Sur cette image, la taille de la structure circulaire est de $400 \mu m$ comme dans les autres tirs.

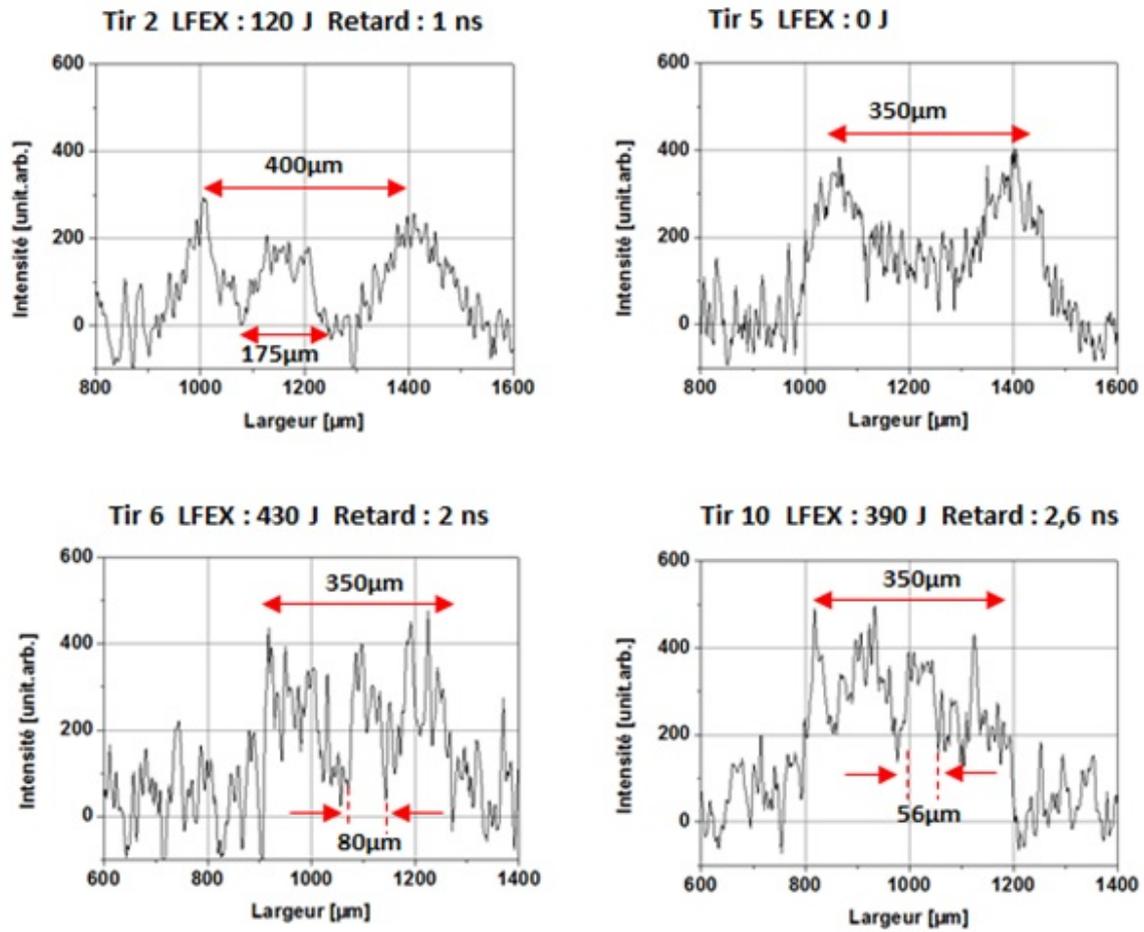
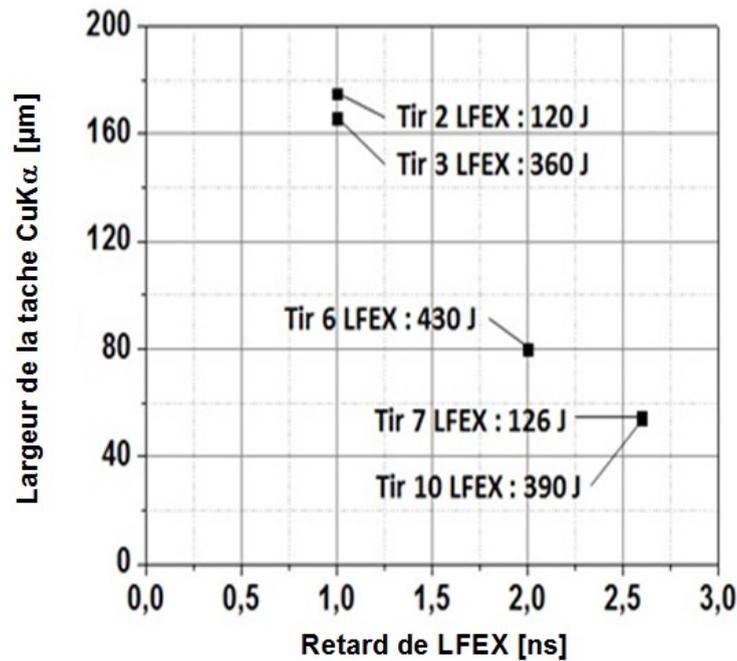


FIGURE 57 – Profils des émissions en face arrière de la cible pour différentes conditions de faisceau LFEX

En conclusion, les résultats de l'imager monochromatique indiquent que le faisceau d'électrons rapides a bien été collimaté comme prévu par la simulation. La figure 58 représente la variation de la taille de la tache $\text{CuK}\alpha$ mesurée. Elle montre que la largeur du faisceau d'électrons rapides a été plus collimaté en raison de l'apparition d'un gradient de densité dans la cible cylindrique. Cette imagerie de la face arrière de la cible montre l'effet de la collimation du faisceau d'électrons rapides par le champ résistif.

FIGURE 58 – Diamètres de la tache CuK α en fonction du retard de LFEX

4.8.2 Spectromètre HOPG

L'étude quantitative du transport des électrons a été conduite avec le Spectromètre HOPG (Highly Oriented Pyrolytic Graphite). Le cristal HOPG n'a pas une bonne résolution. Mais, nous pouvons profiter d'une réflectivité beaucoup plus grande. La conception de la cible de cette expérience a été adaptée au fonctionnement de ce diagnostic. Ce diagnostic observe des rayonnements d'énergie entre 7000 eV et 9000 eV. Cette plage couvre les longueurs d'onde des rayonnements émis par les deux traceurs insérés dans la cible. L'aperçu du diagnostic a été montré dans le chapitre 3. Les rayonnements arrivent aux différentes positions de l'image plate selon leur énergies. Des images typiques obtenues de ce diagnostic sont montrées dans la figure 59. Les spectres ont été extraits des profils verticaux des images. Des profils bruts (noire) et des fits pour le bruit de fond (rouge) sont montrés sur les images du bas. Les spectres ont été obtenus en faisant la soustraction de ce bruit. Les rayonnements avec des basses énergies arrivent en haut de l'IP et ceux avec des hautes énergies arrivent en bas de l'IP. Les quatre raies de rayonnement sont extraites des images (figure 59 gauche). La raie du rayonnement NiK α représente l'intensité du faisceau d'électrons rapides au moment de la génération donc leur nombre initial. Celle de CuK α correspond à la quantité des électrons rapides qui ont pénétré jusqu'à la face arrière du cylindre. Les deux autres raies de He α proviennent du chauffage des traceurs.

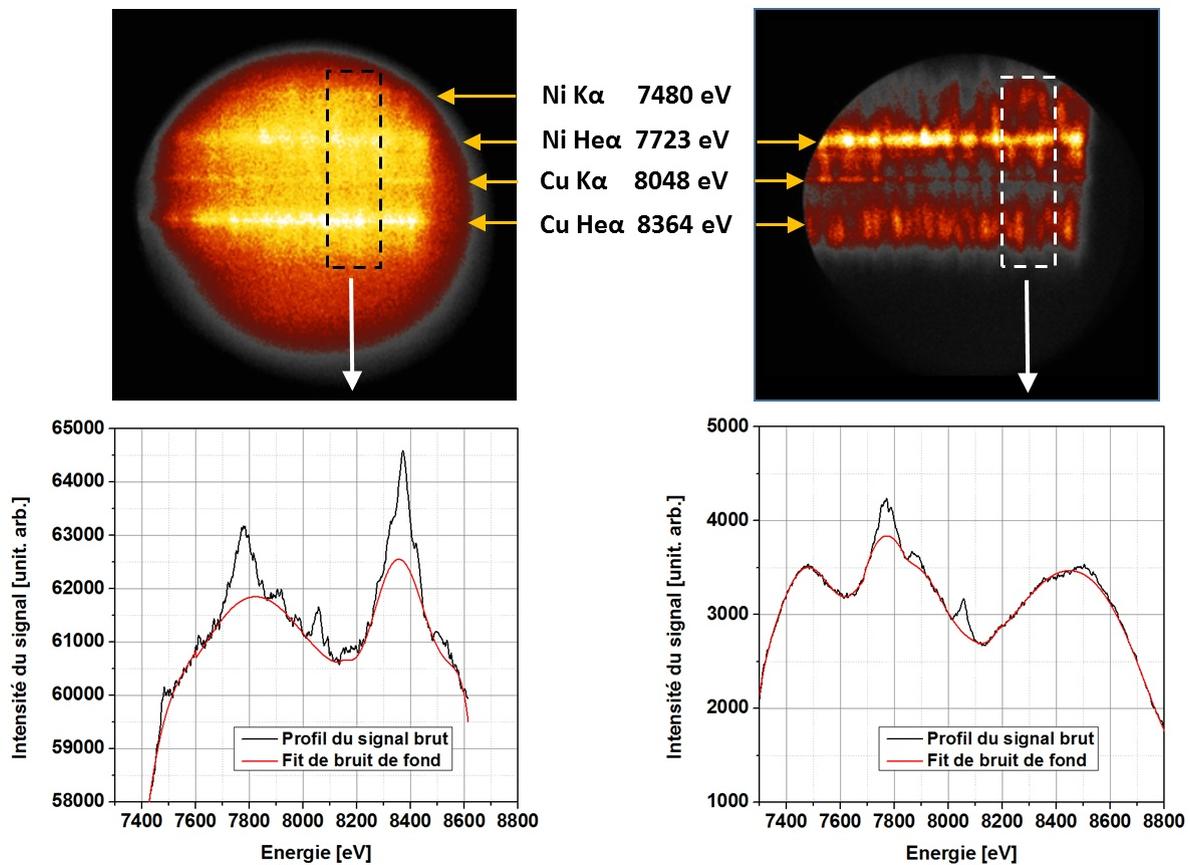


FIGURE 59 – Images du spectromètre HOPG

Les profils d'un spectre obtenus avec ce détecteur sont montrés dans la figure 60. Dans tous les cas, nous avons détecté des pics intenses de raies He α pendant cette expérience. Ces sont des émissions dues à l'ionisation des deux traceurs par l'éclairement laser. Donc, tout d'abord, le résultat de ce spectromètre signifie qu'il y a eu un chauffage direct de la cible. Les intensités des pics de raies He α et des bruits de fond sont proportionnelles à l'énergie laser LFEX. L'influence de la pré-impulsion de LFEX est importante dans ce diagnostic comme il l'était sur l'imageur X monochromatique. Par ailleurs, la raie de CuHe α a été noyée dans les bruits intenses des régions des hautes énergies pour les tirs LFEX de plus fortes énergies de l'ordre de 400J.

Des tirs de référence ont été réalisés pour évaluer l'effet des faisceaux laser d'implosion de GEKKO. Dans ces images, les rayonnements K α et He α ont été détectés. Les intensités de ces pics ne sont pas stationnaires et c'est probablement la conséquence du décalage des positions de l'éclairement des faisceaux GEKKO. Ces émissions K α et He α imprévues peuvent être dues aussi aux défauts de fabrication de la cible. Le niveau moyen du signal brut est de 3000 (unit. arb). Cette valeur est seulement deux fois plus faible que celle

enregistrée sur un tir avec l'injection de LFEX à basse énergie ($\sim 120J$). Lorsque nous avons tiré une haute énergie ($\sim 400J$) avec LFEX, le niveau moyen du signal brut est plutôt de 20000 (unit. arb). Donc l'effet des faisceaux GEKKO peut être considéré comme mineur pour ce diagnostic.

Les profils de la figure 60 (a)(b)(c) montrent les résultats des tirs avec injection LFEX. L'énergie de LFEX a varié entre 100 J et 400 J . Les valeurs du retard de l'injection de LFEX ont été choisies entre 1 à 2,6 ns. À 1 ns, la cible est à un stade précoce de l'implosion. L'effet attendu de la convergence du faisceau d'électrons donc est faible. Au contraire, l'implosion de la cible est bien avancée à 2,6 ns. Donc, plus d'électrons rapides injectés atteignent le traceur de la face arrière de la cible par l'effet de collimation induit par le champ résistif.

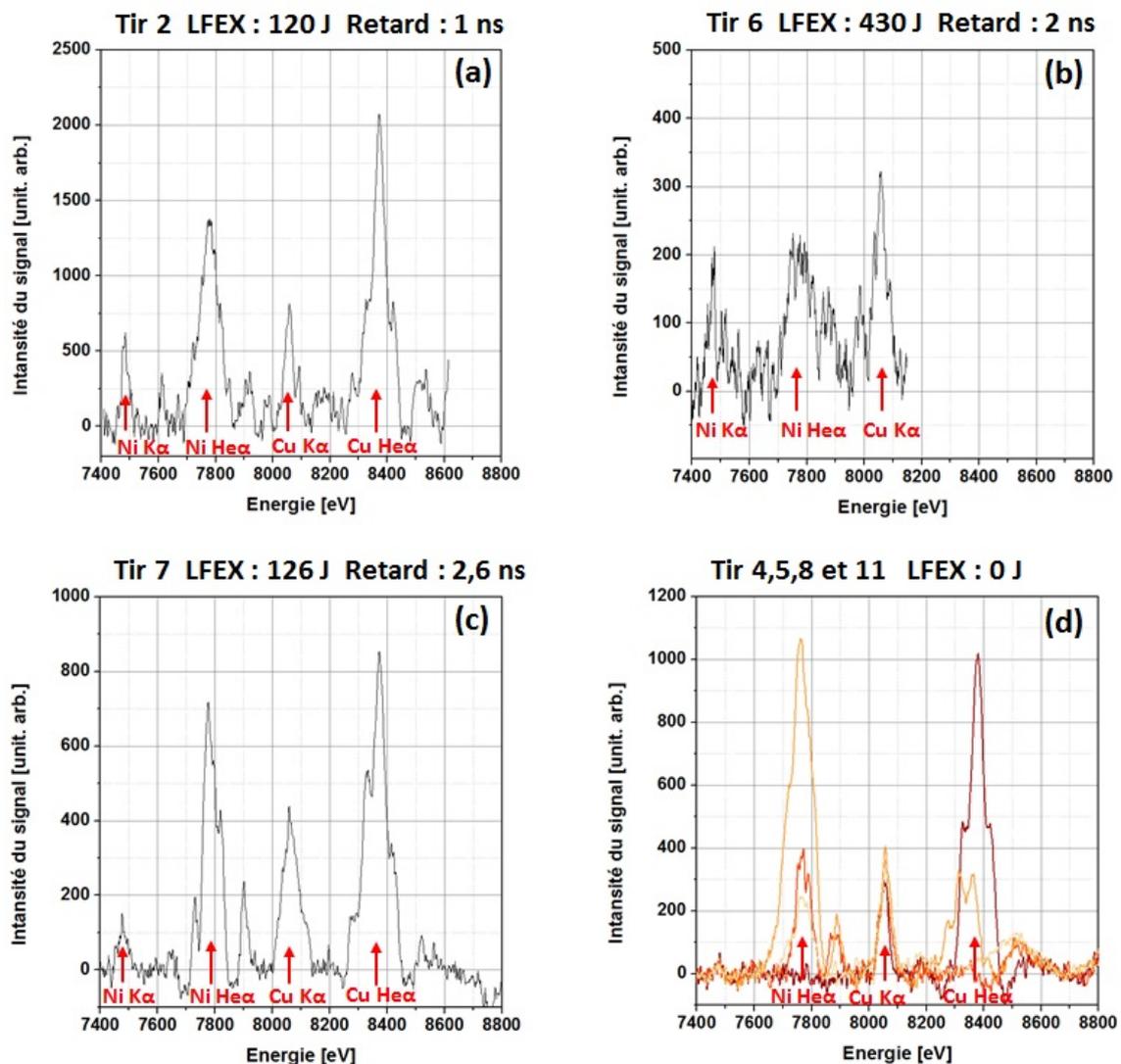


FIGURE 60 – Spectres obtenus pour différents retards du laser LFEX

Les images du spectromètre HOPG a subi l'effet du bruit et le niveau du bruit de fond a varié de façon irrégulière pour chaque images. Cela ne nous permet pas de comparer simplement l'intensité de chaque rayonnement. L'étude du transport d'électrons rapides s'est faite en normalisant l'intensité $\text{CuK}\alpha$ par celle de $\text{NiK}\alpha$, parce que le rapport entre l'intensité $\text{CuK}\alpha$ et l'intensité $\text{NiK}\alpha$ reste significatif.

Une fenêtre en béryllium a été disposée devant l'IP dans le détecteur. La transmission de cette fenêtre de béryllium est proportionnelle à l'énergie des rayons X dans la gamme observée. Donc le pic de la raie d'émission $\text{CuK}\alpha$ est plus intense que celui de $\text{NiK}\alpha$. Le rapport des intensités $\text{CuK}\alpha/\text{NiK}\alpha$ donne une valeur supérieure à 1.

Le résultat final est montré sur la figure 61. À mesure que l'implosion de la cible progresse, l'intensité relative de la raie de $\text{CuK}\alpha$ augmente et elle est maximale juste avant la réflexion de l'onde de choc au cœur du cylindre. L'augmentation du rapport des intensités $\text{CuK}\alpha/\text{NiK}\alpha$ admet une évolution linéaire en fonction du retard du faisceau LFEX. En outre, il semble que cette augmentation ne dépend pas de l'énergie du faisceau LFEX comme l'indique les deux séries de valeurs selon le niveau d'énergie de LFEX (voir la figure 61).

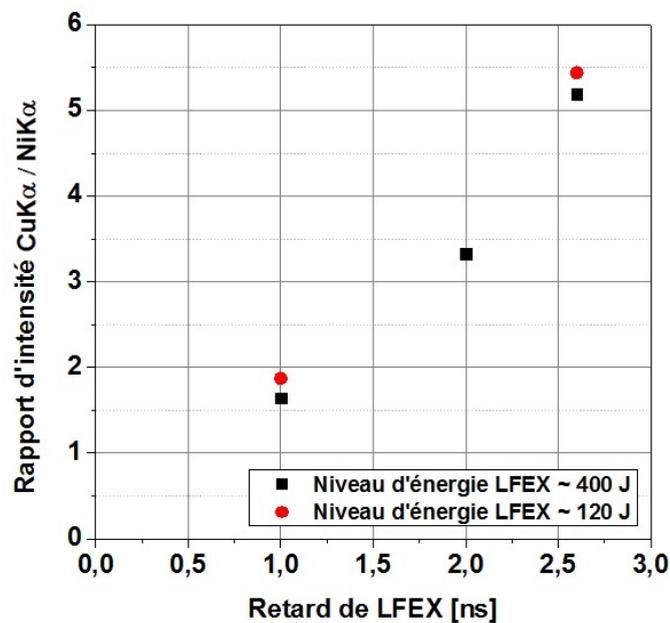


FIGURE 61 – Variation de l'intensité $\text{CuK}\alpha$

4.8.3 Spectromètre à haute résolution (XSM)

L'intensité de l'émission $\text{CuK}\alpha$ a été aussi étudiée par un autre spectromètre à rayons X (XSM) à haute résolution basée sur l'utilisation d'un cristal courbé. Son schéma et la configuration du cristal sont détaillés sur la figure 62. Le rayonnement de la raie $\text{CuK}\alpha$ a été enregistré sur un image plate (BAS MS fuji film). Si les électrons rapides arrivent sur le traceur de la face arrière de la cible et il y a génération de rayonnement $\text{CuK}\alpha$ (voir la figure 63). La figure 63(a) est une image d'un tir avec injection de LFEX et la figure 63(b) est un tir de référence sans injection de LFEX. A propos de ces tirs, la raie du rayonnement $\text{CuK}\alpha$ a été observée sur toutes les images, indépendamment de l'injection de LFEX. Par contre, son intensité est différente pour chaque condition. Pour les tirs avec LFEX, l'intensité totale du rayonnement $\text{CuK}\alpha$ a été environ de 4500 (unit. arb), pour un retard de LFEX de 1 ns, et elle est plus intense pour des retards de 2 ns et de 2,6 ns. Cela montre que plus d'électrons rapides se sont propagés sur le traceur de la face arrière grâce à l'effet croissant de collimation. La figure 64(b) montre la variation de l'intensité de l'émission $\text{CuK}\alpha$ en fonction du retard du faisceau LFEX. Cette augmentation de l'intensité $\text{CuK}\alpha$ a été indépendante de l'énergie de LFEX.

Ce résultat est compatible avec les résultats du spectromètre HOPG. De plus, les tendances de l'augmentation du signal de ces deux diagnostics sont très semblables. Le signal observé par le spectromètre $\text{CuK}\alpha$ est presque indépendant de l'énergie de LFEX comme il l'était pour le signal du spectromètre HOPG. En faisant la comparaison des tirs avec et sans injection du faisceau LFEX, la différence du niveau du bruit de fond a varié d'un facteur 6. Le bruit dû à la pré-impulsion du faisceau LFEX a été aussi trouvé dans ce diagnostic comme dans les autres.

La figure 63(c) montre le résultat du tir de calibration pour ce diagnostic. Ici, seul le faisceau LFEX a été focalisé sur la cible (une feuille de cuivre). La dimension spatiale sur l'image correspond bien à la tache focale du faisceau LFEX. Dans cette expérience, la tache focale a été de $36 \mu\text{m}$.

4 TRANSPORT D'ÉLECTRONS RAPIDES DANS LA CIBLE CYLINDRIQUE COMPRIMÉE

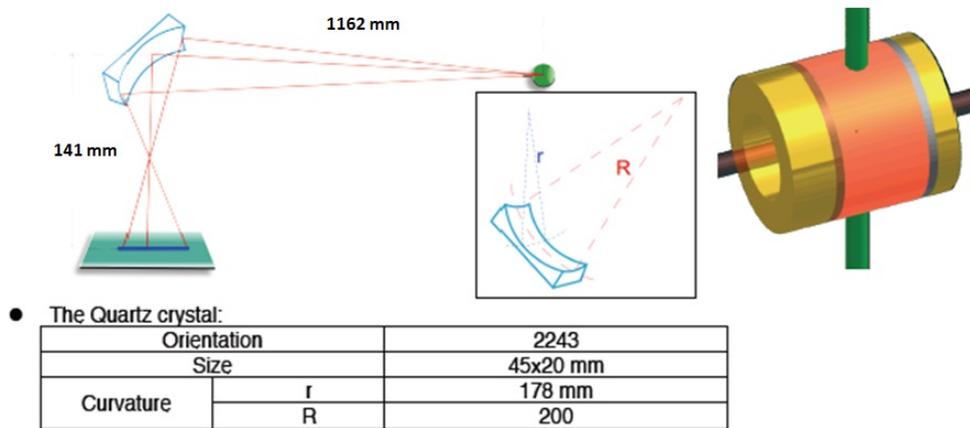


FIGURE 62 – Schéma du diagnostic XSM

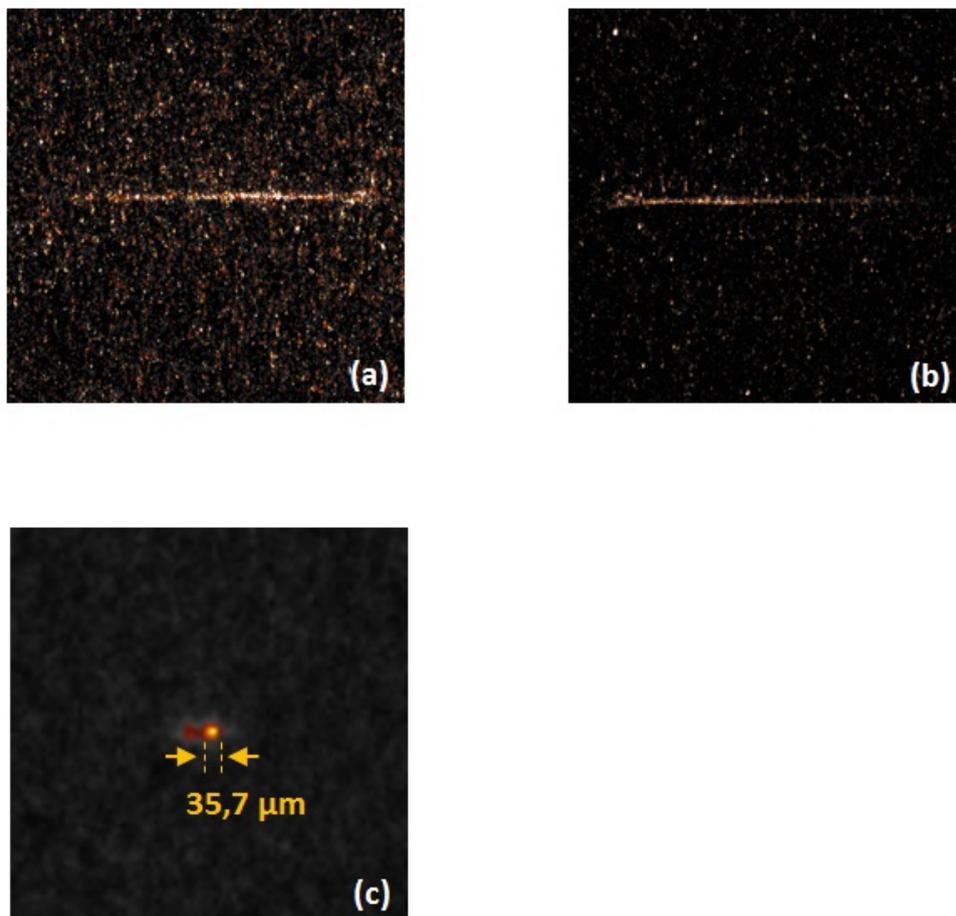


FIGURE 63 – Images obtenues de XSM

Ce diagnostic a aussi permis de montrer qu'il y avait des interactions entre les faisceaux d'implosion et le traceur en cuivre. Les spectres obtenus avec les tirs de référence

montrent des émissions de raies $\text{CuK}\alpha$ (voir la figure 63(b)) en dépit de l'absence du faisceau LFEX. Les résultats des quatre tirs sans injection de LFEX sont montrés sur la figure 64(b). Les intensités des raies émises sont tracées en fonction de l'énergie des faisceaux d'implosion. L'état des faisceaux de GEKKO a été toujours stable pendant cette expérience et l'intensité de la raie de $\text{CuK}\alpha$ a été environ 2000 (unit. arb). Cela correspond à la moitié de l'intensité des tirs avec injection de LFEX avec un retard 1 ns. Nous avons donc confirmé qu'une partie du faisceau d'électrons rapides peut arriver jusqu'à la face arrière de la cible cylindrique même avant l'apparition de l'effet de collimation par le champ résistif.

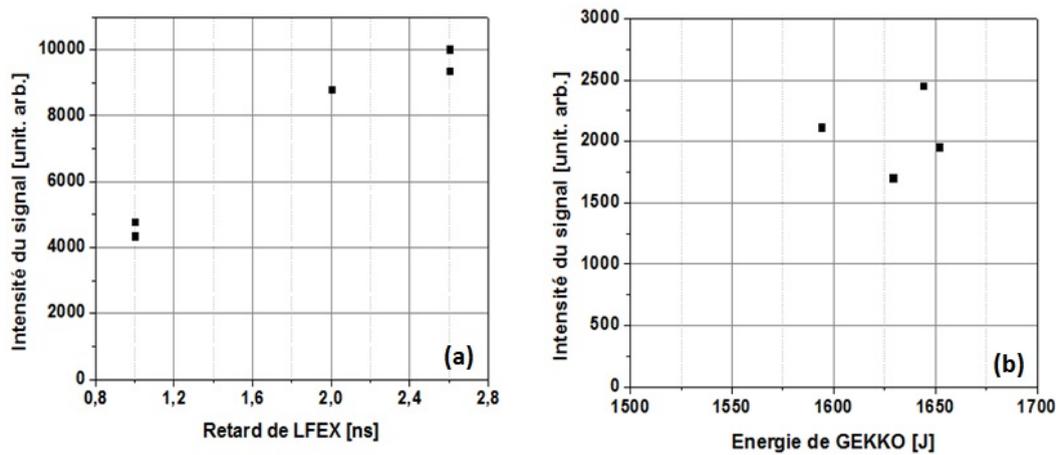
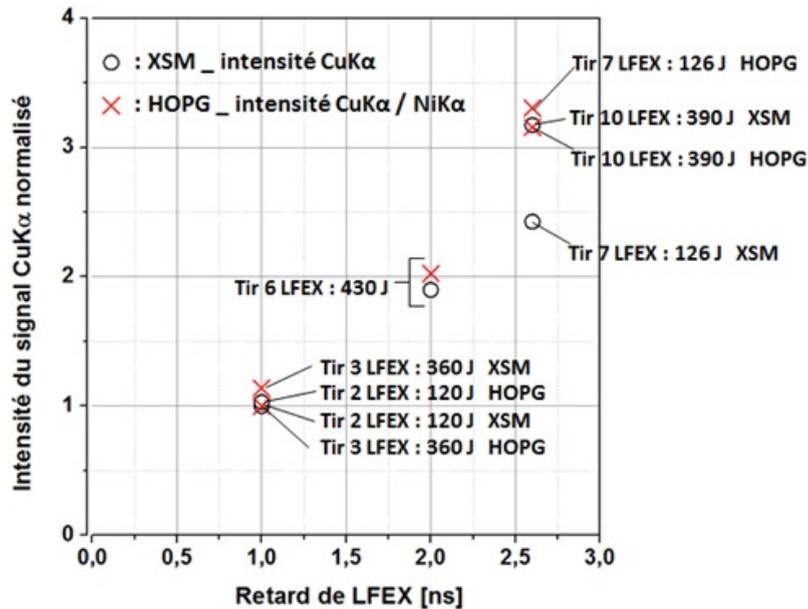


FIGURE 64 – Intensités $\text{CuK}\alpha$ mesurées par XSM

Les variations d'intensité du rayonnement $\text{CuK}\alpha$ mesurées par les deux détecteurs sont comparées sur la figure 65. Les deux séries de données ont été normalisées pour cette comparaison. Ces deux séries sont en bon accord généralement. Les résultats du spectromètre HOPG ont été reproduits par l'autre spectromètre $\text{CuK}\alpha$. L'intensité des rayonnements $\text{CuK}\alpha$ a augmenté selon la progression de l'implosion du cylindre de la cible. En conséquence, l'effet de collimation du faisceau d'électrons rapides par le champ résistif résultant de la formation d'un gradient de densité a bien été confirmé dans les conditions de cette expérience.

FIGURE 65 – Comparaison des intensités $\text{CuK}\alpha$ mesurées par XSM et HOPG

4.9 Conclusion

Cette expérience a repris l'expérience précédente effectuée sur l'installation laser du RAL [43] qui avait étudié le transport de faisceaux d'électrons dans une cible comprimée cylindriquement. L'expérience présentée dans ce chapitre a consisté à reproduire ces résultats pour des tailles de plasma plus grandes et avec des lasers plus énergétiques de classe kJ, donc dans des conditions plus proches d'expérience réelle de la fusion inertielle.

Dans l'expérience, on avait utilisé des cibles deutérées avec l'espoir d'observer le spectre de neutrons provenant des réactions DD et de vérifier que on avait obtenu des chauffages élevés n'a pas été obtenu expérimentalement. La température des électrons rapides a été estimée à une valeur de 100 keV par le Bremsstrahlung canon. C'est une valeur beaucoup moins intense que celle qui était attendue. Il est donc possible qu'il n'y ait pas eu assez de chauffage des ions dans la cible cylindrique pour provoquer des réactions DD et il en a résulté l'absence de neutrons.

D'autre part, les études du transport du faisceau d'électrons rapides ont été difficiles à cause de l'influence des émissions dues au plasma généré par la pré-impulsion du faisceau de LFEX et aussi par les faisceaux laser GEKKO d'implosion. Cette pré-impulsion était notamment intense à cause d'un mauvais contraste d'impulsion de LFEX pendant notre expérience.

Nous avons été quand même capables d'observer la collimation du faisceau d'électrons par l'imagerie X qui a montré que la tache d'émission $K\alpha$ du traceur du cuivre à la face arrière de la cible était plus petite dans le cas que le faisceau des électrons injecté en proximité de la stagnation de la cible. Cette collimation a été aussi confirmée par les deux spectromètres qui ont montré le niveau $CuK\alpha$ plus élevé just avant la stagnation et leurs résultats sont cohérents. Donc l'effet de collimation du faisceau d'électrons par le champ résistif résultant de la compression cylindrique a été démontrée avec des cibles et des énergie plus grandes que celles de l'expérience au RAL.

5 Propagation de deux ondes de choc dans une cible plane

5.1 Introduction

En automne 2014, nous avons réalisé une expérience dans le cadre de la collaboration entre le laboratoire ILE de l'université d'Osaka et le laboratoire CELIA. Elle a été consacrée à l'étude expérimentale de la propagation de chocs en utilisant les faisceaux de l'installation laser GEKKO XII de l'ILE. Notre objectif principal était d'étudier la génération de deux chocs forts et leurs propagations dans la cible en utilisant un interféromètre VISAR et la radiographie X. Cette étude se situe dans le contexte des études de physique du schéma d'allumage par choc de la fusion par confinement inertiel. Dans le cas de l'allumage par choc, les collisions de chocs à l'intérieur d'une cible d'allumage jouent un rôle important pour amener cette cible dans les conditions d'allumage.

5.2 Schémas d'expérience

Dans cette expérience, l'installation laser GEKKO nous a permis de faire une compression unidimensionnelle par des faisceaux avec une courte longueur d'onde et une haute intensité dans la chambre d'expérience 2. Dans cette chambre d'expérience, 12 faisceaux laser du GEKKO sont regroupés dans un angle de cône $F / 3$. La figure 66 présente le schéma global de cette expérience. Nous avons eu besoin de lancer deux ondes de choc dans la cible pour observer leurs comportements. Pour cela, 7 faisceaux laser à $\lambda = 355 \text{ nm}$ (3ω) ont été employés pour générer les 2 chocs sur la face avant de la cible. Le premier choc a été généré par 5 faisceaux avec une intensité totale incidente de

$5,0 \times 10^{13} \text{W/cm}^2$, pour une tache focale de $600 \mu\text{m}$, de forme super-gaussienne, et pour une durée d'impulsion de $2,5 \text{ ns}$. La technique de lissage par la dispersion spectrale (SSD) et des lames de phase kinoformes (KPP) ont été utilisées pour obtenir une irradiation uniforme super-gaussienne. Le second choc a été créé par 2 faisceaux avec une intensité totale de $2,25 \times 10^{13} \text{W/cm}^2$ avec un retard temporel.

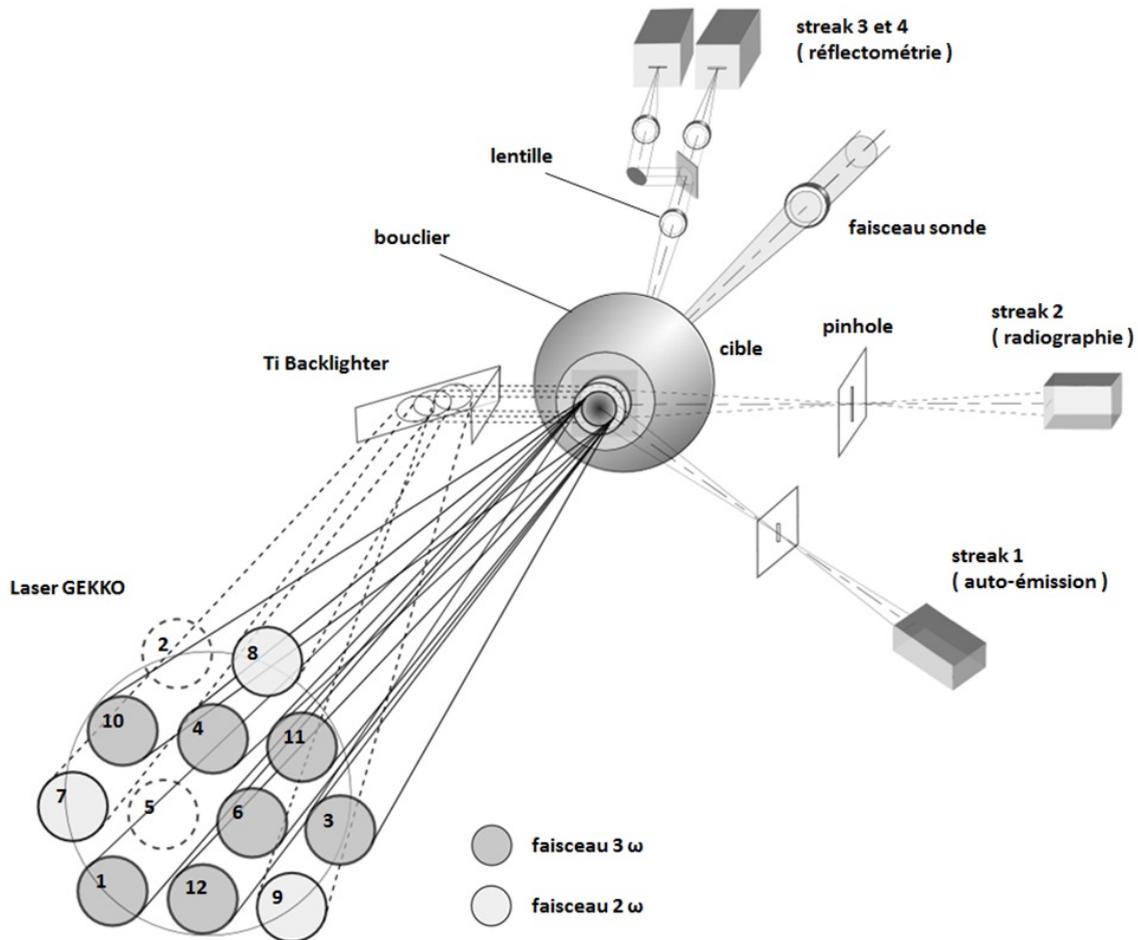
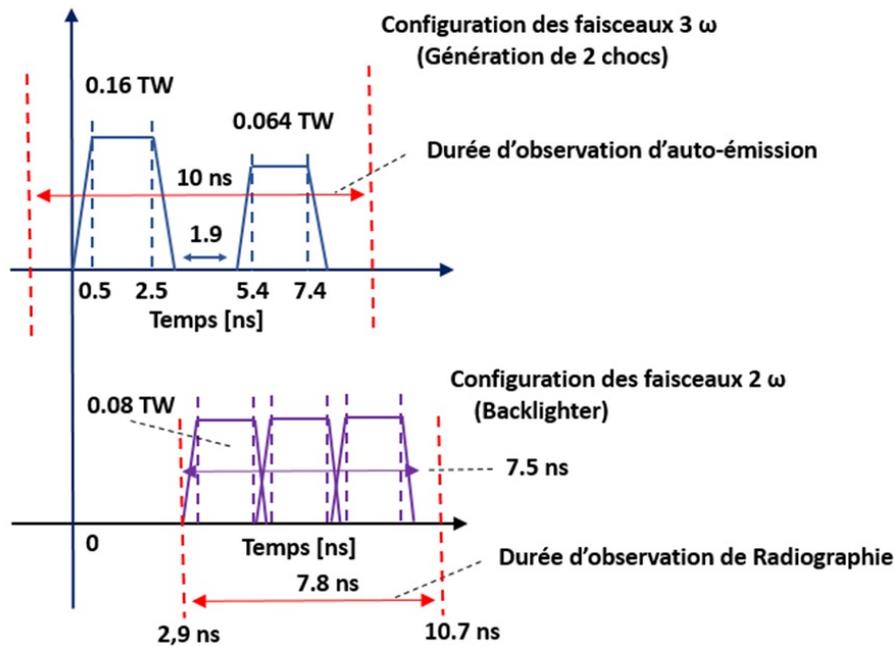


FIGURE 66 – Schéma d'irradiation des faisceaux laser GEKKO sur la cible et diagnostics associés

Trois faisceaux à 2ω ($\lambda = 527 \text{ nm}$) ont été utilisés pour la radiographie X. Ces faisceaux 2ω ont été focalisés successivement sur une cible secondaire en titane (Backlighter) pour générer la source de radiographie X. Les profils temporels des faisceaux 3ω et 2ω réalisés pendant cette expérience, sont montrés sur la figure 67. La variation temporelle de l'impulsion laser GEKKO était de forme approximativement carrée dans le temps avec une largeur à mi-hauteur (FWHM) de $2,5 \text{ ns}$ et des temps de montée et de descente de l'ordre de 100 ps . Les configurations temporelles des faisceaux 3ω et 2ω sont représentées sur la figure 67.

FIGURE 67 – Configuration temporelle des faisceaux 3ω et 2ω

Les synchronisations des faisceaux de backlighter et la caméra à balayage de fente pour la radiographie X sont montrés sur la figure 69. La caméra à balayage de fente a été mise en place dans le prolongement du backlighter et de la cible pour observer la transmission du rayonnement $TiK\alpha$ (source de radiographie) à travers l'ablation de la cible.

À part les faisceaux de GEKKO, un faisceau sonde du diagnostic VISAR a été focalisé sur la face arrière de la cible. La réflexion de ce faisceau a été observée par deux caméras à balayage de fente pour l'étude de la vitesse de choc.

De plus, une autre caméra à balayage de fente a été installée en face avant pour l'observation de l'auto-émission générée par l'irradiation des faisceaux (3ω) de GEKKO.

L'objectif de cette expérience est d'évaluer expérimentalement l'amplification d'un choc par la collision de deux chocs. Un premier choc est lancé dans une cible de plastique plane ayant une couche de cuivre à son extrémité opposée. Le premier choc, en rencontrant cette couche, va induire un choc réfléchi et un choc transmis. Un deuxième choc est alors lancé (voir la figure 68) et va entrer en collision avec le choc réfléchi. Cette collision conduit un choc transmis amplifié d'un facteur qui dépend de la pression du deuxième choc et du choc réfléchi [74]. Le choc renforcé créé se propage plus vite et va rattraper le premier choc qui maintenant se propage dans une couche de quartz placée derrière la couche de cuivre, pour être caractérisé par le VISAR. Ce phénomène d'amplification d'onde de choc est un

mécanisme important à caractériser pour le schéma l'allumage par choc. La démonstration de cette amplification du choc est le but final de cette campagne expérimentale.

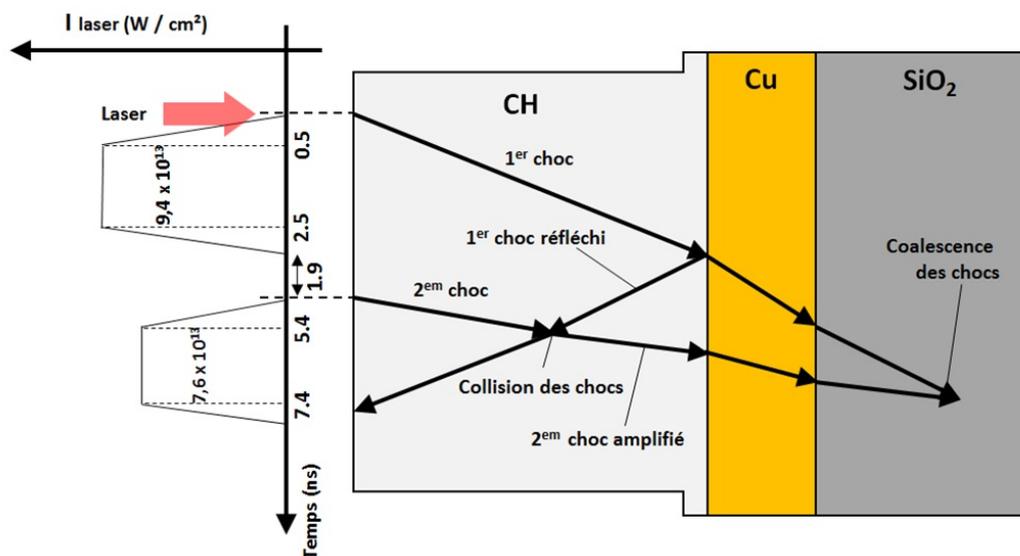


FIGURE 68 – Dynamique prévue des chocs dans la cible

5.3 Cible

Les cibles utilisées dans cette expérience ont été conçues par le laboratoire de CELIA et fabriquées au Rutherford Appleton Laboratory. La configuration de la cible est montrée dans la figure 69. La cible est composée de 3 couches. Sa première couche est en plastique (CH) qui est un matériau à bas Z imitant l'ablateur de la cible de FCI. Les faisceaux 3ω de GEKKO ont été focalisés avec une tache focale de $500 \mu m$ pour générer l'onde de choc. Cette couche de CH permet d'être traversée par la source de radiographie X. La largeur de cette couche est de $1,2 mm$ et les deux autres couches ont $2 mm$ de largeur. A l'étape de fabrication de la cible, à la suite de problèmes, le matériau de la première couche a été changé en PET (polyéthylène téréphtalate). L'expérience réelle a été donc réalisée avec la cible ayant la première couche de PET au lieu de CH.

La deuxième couche est en Cuivre. Une partie du premier choc est réfléchi par cette couche. En outre, cette couche de Cuivre a servi comme surface réfléchissante du faisceau sonde du VISAR qui est arrivé sur la face arrière de la cible.

Pour éviter les effets défavorables du plasma généré à la face avant de la cible, la surface arrière a été protégée par un bouclier en forme de cône. La cible installée dans la chambre d'expérience est montrée dans la figure 70.

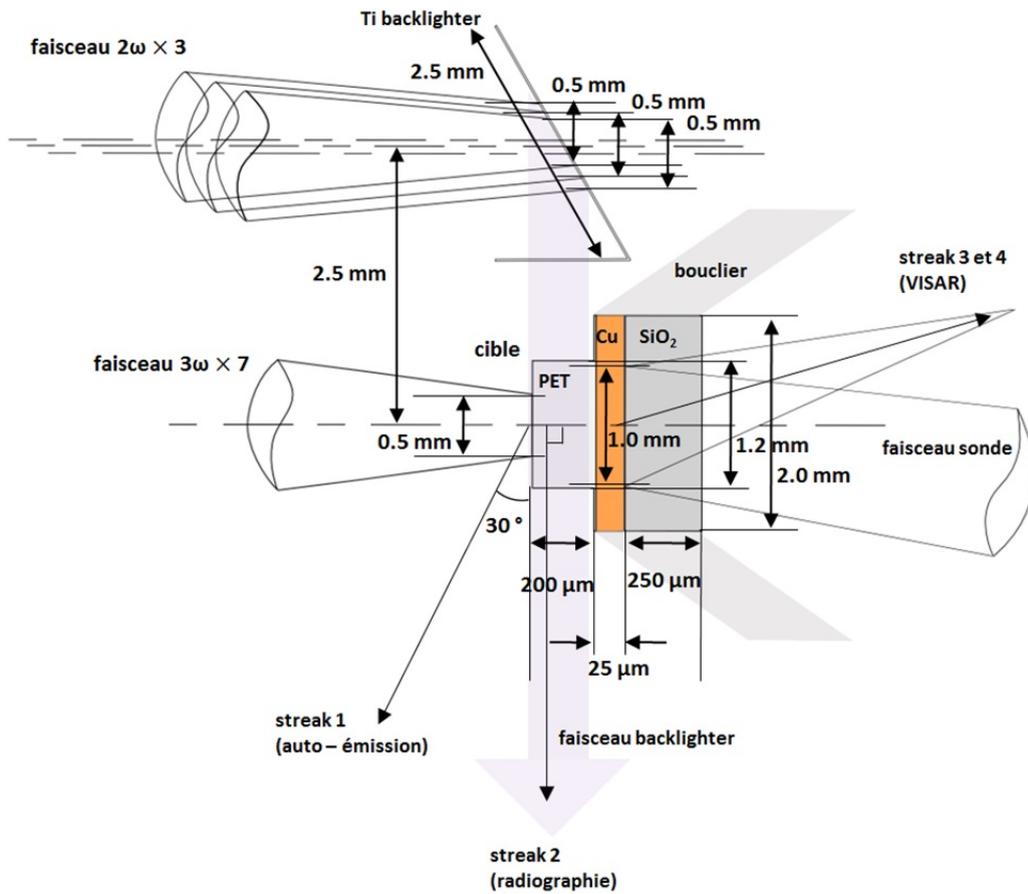


FIGURE 69 – Schéma de la cible et des éclaircissement des différents faisceaux laser

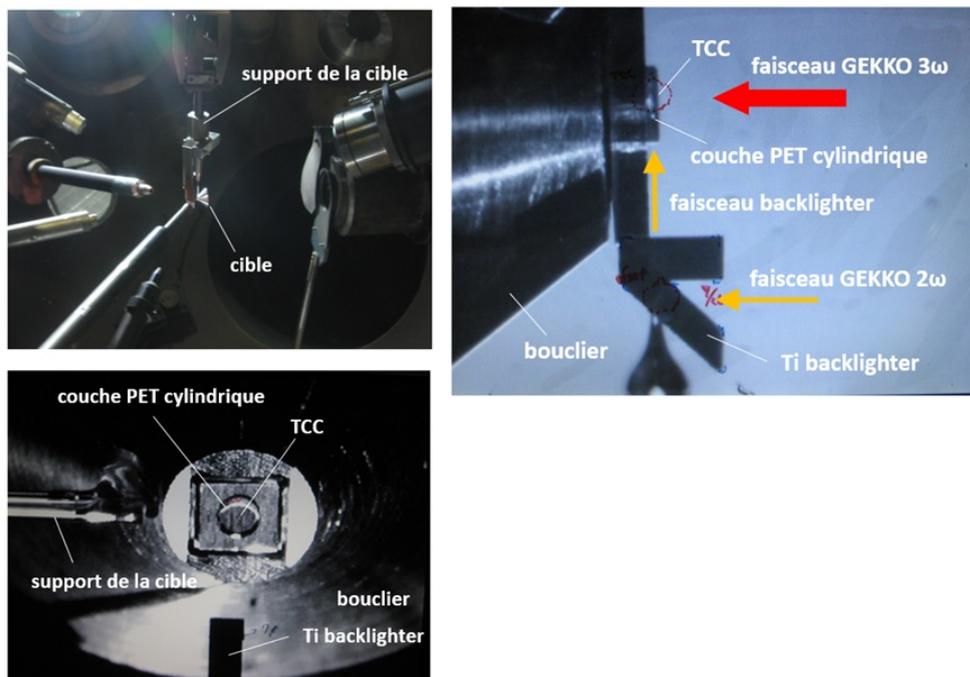


FIGURE 70 – Cible dans la chambre d'expérience

5.4 Résultats expérimentaux

5.4.1 Étude de l'auto émission

L'auto-émission due à l'éclairement laser de la face avant de la cible a été mesurée à l'aide d'une caméra à balayage de fente. Cela nous a permis d'observer la variation de l'émission en face avant, ainsi que de caractériser les tailles de tache des faisceaux laser 3ω . La figure 71 (a) est l'image obtenue résolue en temps. L'axe vertical est en temps et l'axe horizontal est en espace. La taille verticale est donc une durée temporelle. On retrouve les deux taches des faisceaux 3ω pour générer le premier et le deuxième choc dans cette image. Les deux faisceaux 3ω avaient une durée de 2 ns (Figure 71 (c)). La largeur horizontale donne la taille de la tache focale. Les figures 71 (b) et (d) montrent les tailles des faisceaux 3ω de $600 \mu\text{m}$.

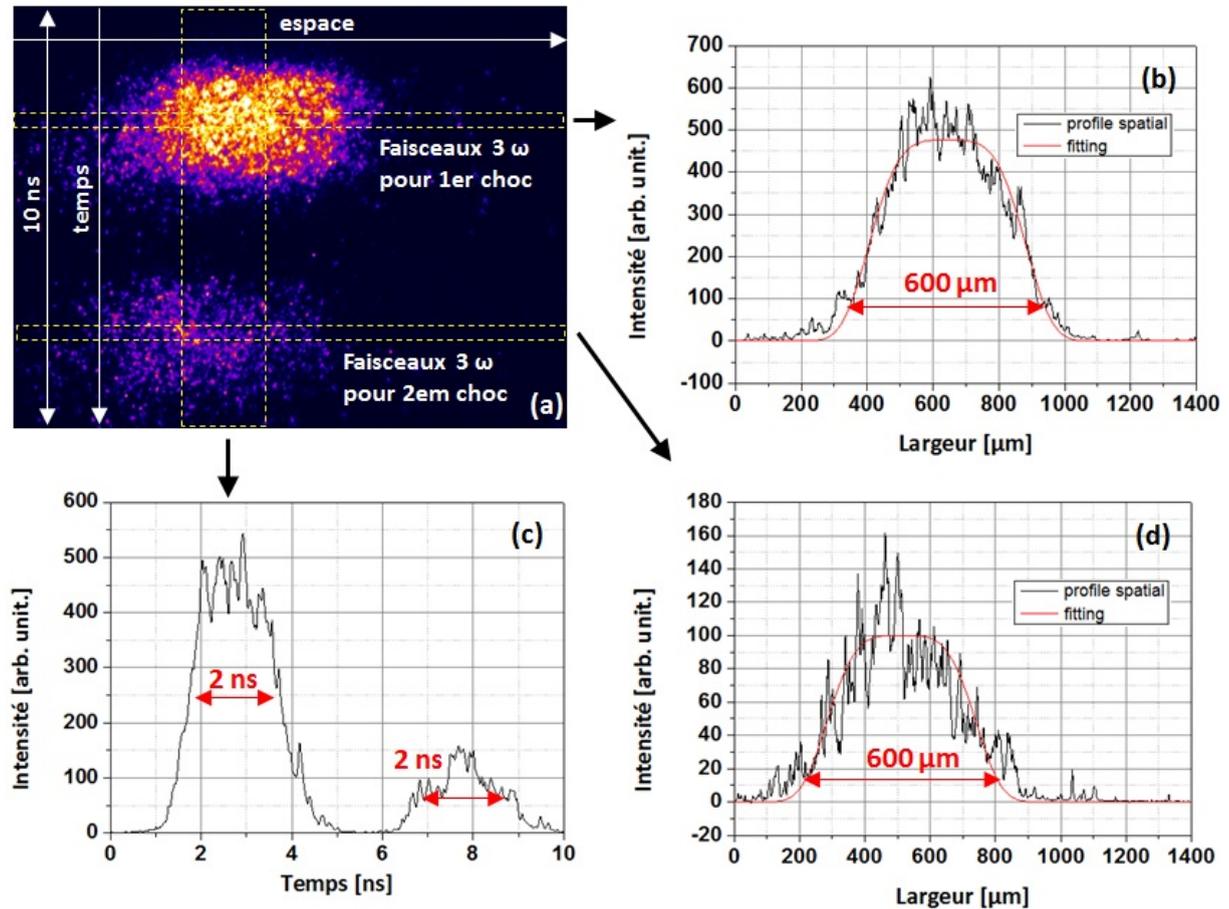


FIGURE 71 – Profils des faisceaux GEKKO XII

5.4.2 Étude de la vitesse du choc par interférométrie

La vitesse des ondes de choc a été mesurée par la réflectométrie VISAR (Velocity interferometer system for any reflector) installée en face arrière de la cible. Le diagnostic VISAR a permis de calculer la vitesse de choc à partir du décalage des franges dans l'image. En outre, la position du décalage des franges donne le temps de débouché de choc à la surface observée. La figure 72 regroupe les images obtenues par les deux VISAR dans cette expérience. L'image (a) en haut est celle du détecteur d'une sensibilité de $14,93 \text{ km/s/frange}$ et la variation temporelle du faisceau sonde. L'autre en bas est celle obtenue avec la sensibilité de $7,63 \text{ km/s/frange}$.

Le faisceau sonde du laser a été réfléchi sur la face arrière de la couche de cuivre de la cible. Le moment du débouché de l'onde de choc peut être obtenu à partir du critère temporel absolu du détecteur. Ce critère est le moment d'arrivée du faisceau laser 3ω sur la cible. Il a été défini à l'avance pour chaque détecteur. Les positions du critère est à -384 pixels dans l'axe temporel de l'image pour le premier détecteur et à -1049 pixels pour le deuxième. C'est-à-dire, le moment d'arrivée du faisceau laser 3ω se situe en dehors des images résolue en temps des VISAR. Les débuts des observations des deux détecteurs, $9,82 \text{ ns}$ et $10,23 \text{ ns}$, indiqués sur la figure 72, sont définis par rapport à l'arrivée du faisceau laser sur la cible. D'après les images des deux détecteurs VISAR, le moment du débouché de choc s'effectue 24 ns plus tard que l'arrivée du faisceau laser, soit plus de 10 ns plus tardif que les prévisions des simulations CHIC.

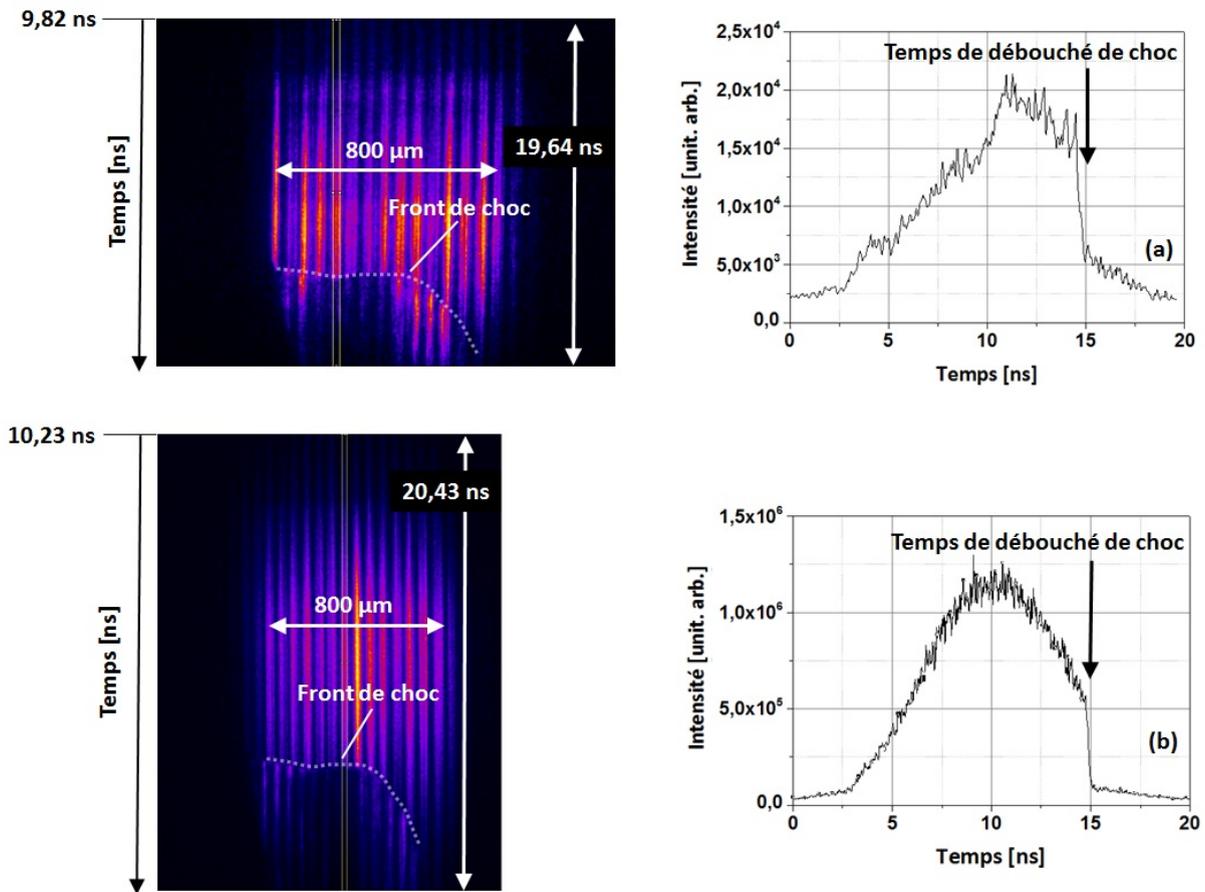


FIGURE 72 – Images des 2 VISAR

La vitesse de la première onde de choc a été calculée en combinant les images des deux VISAR avec les sensibilités différentes. La figure 73 montre les décalages des franges **F** et les valeurs de vitesse probable de la surface qui a réfléchi le faisceau sonde. Ces vitesses trouvées ont été déduites à partir de la quantité du décalage des franges. Le débouché du choc observé dans cette expérience a lieu 24 ns plus tard que l'arrivée du faisceau laser. L'onde de choc devait donc s'amortir significativement au moment du débouché. Comme présentée dans le chapitre 3, dans ce cas, la relation entre la vitesse **v**, la sensibilité **S** et la quantité du décalage **F** est $v = \mathbf{FS}$. La vitesse v représente la vitesse de la surface réfléchissante accélérée par le passage de l'onde de choc. En outre, si le débouché du choc a été observé à la sortie de la couche de Cuivre, sa vitesse moyenne déduite par le temps de débouché a été de 9,4 km/s. En considérant cette vitesse moyenne, les vitesses 2.9 km/s et 2,4 km/s dans la figure 73 sont plus probables car la vitesse du choc à la sortie de la couche de Cuivre ne doit pas être supérieure à la vitesse moyenne. L'interprétation des résultats du diagnostic VISAR a été faite à l'aide de simulations avec le code CHIC

dans le paragraphe prochain.

Position	VISAR 1 [S =14,93 km/s/frange]		VISAR 2 [S =7,63 km/s/frange]		
	F	u [km/s] F+0 F+1	F	F+0 F+1	F+2
Cu → Quartz	0,20	2,9 17,3	0,34	2,4 9,6	16,8

FIGURE 73 – Décalages des franges mesurés des deux VISAR et les vitesses correspondantes

5.4.3 Simulation du code CHIC

Pour compléter l'interprétation des données des VISAR, nous avons comparé les résultats expérimentaux avec ceux issus de simulations avec le code CHIC. Cela nous a permis de reconstruire toute la dynamique des chocs de cette expérience. La simulation par le code CHIC a été faite avec les paramètres réalistes de la tache focale des faisceaux 3ω de GEKKO et son profil temporel laser. La figure 74 (a) montre le profil temporel typique des faisceaux laser GEKKO. La figure 74 (b) montre la configuration de la cible dans son état initial ($t = 0ns$) dans le code CHIC. Les faisceaux laser arrivent sur la couche de PET de la gauche vers droite et les ondes choc générées se propagent vers la droite sur cette image. Le bord inférieur de l'image correspond à l'axe central de la cible.

La figure 74 (c) et (d) donnent les résultats des simulations du code CHIC qui représentent la propagation des ondes de choc dans la cible. La figure 74 (c) est l'état de la cible 11 ns plus tard que le début de la première impulsion. À ce moment, le choc est arrivé à la face arrière de la couche de Cuivre au milieu de la cible. La vitesse du choc est de 10 km/s à 11 ns d'après les simulations et la vitesse fluide est de 7.5 km/s . Pour cela, il n'y a pas de valeur qui correspond aux vitesses trouvées par les VISAR et le moment de débouché de choc à 11 ns ne correspond pas à celui trouvé par les VISAR (24 ns).

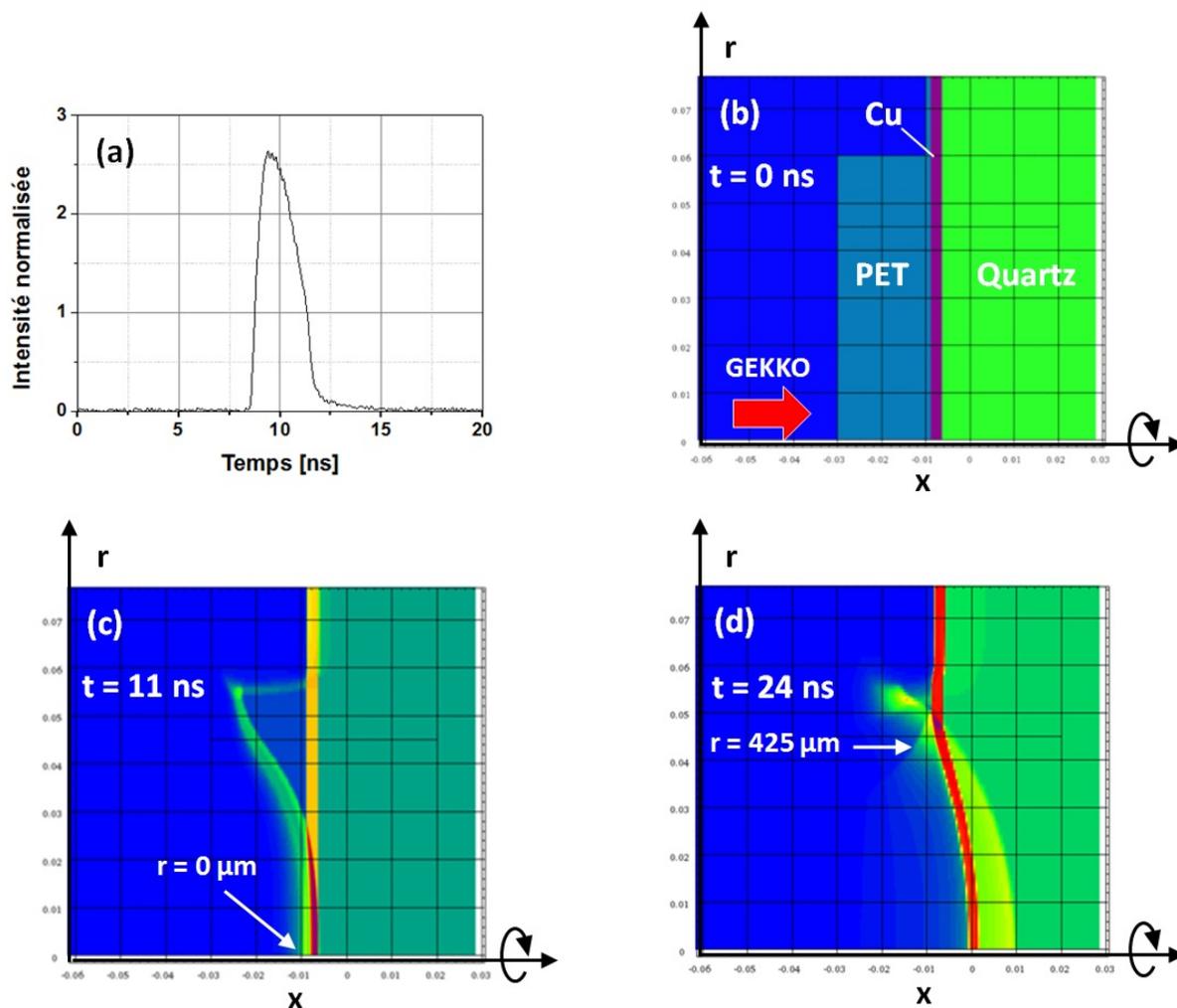


FIGURE 74 – Simulation du code CHIC, l'impulsion laser (a) et cartes de densités à différents temps (b, c, d)

La figure 75(a) donne le bilan des pressions et des vitesses du choc dans le cas du débouché du choc au centre de la cible. Les valeurs obtenues avec les formules analytiques (100) et (101) (voir le chapitre 2.7) sont comparées avec les résultats du code CHIC. La pression d'ablation $11,2 \text{ Mbar}$ à gauche de la figure 75 a été calculée avec l'équation (5). La figure 75(b) indique les positions correspondantes dans la cible. La valeur de 3 Mbar obtenue par le code CHIC a été utilisée pour le calcul avec les formules analytiques dans la ligne ② représentant les valeurs à la sortie de la couche de PET. Les pressions et les vitesses obtenues avec les formules analytiques reproduisent bien le résultat du code de CHIC.

(a)

Couche	formules analytiques		code CHIC	
	pression d'ablation	vitesse de choc	pression d'ablation	vitesse de choc
Position PET ①	11.2 Mbar	32,9 km/s	11,0 Mbar	33 km/s
②	pression	vitesse de choc	pression	vitesse de choc
③	3,0 Mbar	17.0 km/s	3,0 Mbar	18 km/s
Cu ③	6.2 Mbar	9.6 km/s	6,0 Mbar	10 km/s
SiO ₂ ④	2.7 Mbar	12.8 km/s	2.7 Mbar	13 km/s

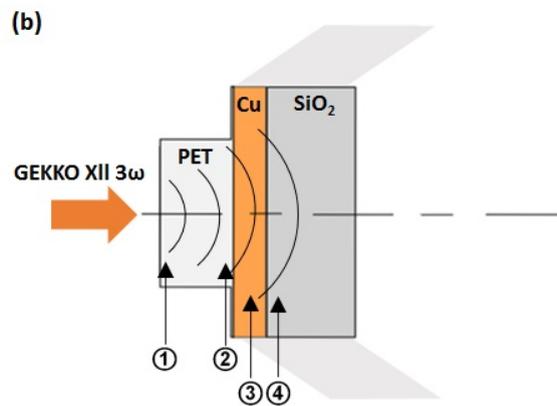


FIGURE 75 – (a) Comparaison des résultats des formules analytiques et du code CHIC, (b) Positions dans la cible

L'interprétation la plus probable qui correspond aux résultats expérimentaux est donnée sur la figure 74 (d) qui montre le résultat de la simulation à 24 ns avec un débouché de choc à 425 microns du centre de la cible. Dans ce cas, la vitesse du choc de cette région est de 3 km/s dans la simulation et nous avons obtenu des valeurs similaires dans l'analyse des VISAR (2,9 km/s et 2,4 km/s). Si nous supposons que les VISAR ont observé le débouché du choc à $r = 425 \mu m$, cela donne une interprétation plus cohérente et le temps de débouché donnée par VISAR est en bon accord avec la simulation.

La figure 76 (a) donne les pressions, les vitesses de choc et les vitesses fluide déduites par les diagnostics VISAR. La figure 76 (b) montre les deux courbes d'Hugoniot tracées à l'aide des tables SESAME. Quand on suppose que la pression du choc dans la couche de Cuivre est de 0.8 $Mbar$, après le débouché dans la couche de Quartz, cela correspond à 0,4 $Mbar$ d'après l'isentropie dans la figure 76 (b). Dans ce cas, la vitesse fluide est

de $2,8 \text{ km/s}$ et cette vitesse est en accord avec la valeur trouvée par les VISAR ($2,9 \text{ km/s}$ et $2,4 \text{ km/s}$). Par contre, la vitesse du choc dans la couche de Cuivre est de 6.2 km/s et la simulation avec le code CHIC a donné une valeur différente de 3 km/s . Cette différence peut être due à la nature du débouché du choc. À la position ($r = 425 \mu\text{m}$), l'onde de choc est arrivée à l'interface avec un angle. Cette complexité du débouché du choc hors du centre de la cible peut expliquer la différence des résultats expérimentaux et des simulations. D'ailleurs, nous avons confirmé qu'il y a eu la collision des deux chocs contre propagatifs dans la couche de PET dans la simulation CHIC et cette collision n'a pas pu produire une onde de choc assez amplifiée pour rattraper le premier choc transmis dans la couche de quartz dans les conditions des faisceaux laser de cette expérience.

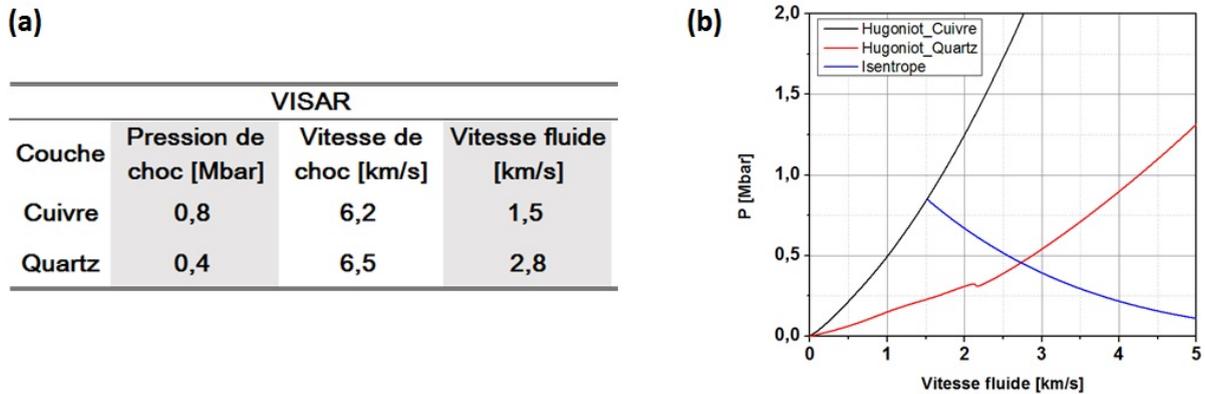


FIGURE 76 – (a) Pressions et vitesses de choc données par les courbes de Hugoniot (b) Courbe des Hugoniot de Cuivre et Quartz

5.4.4 Étude du choc par radiographie X

Malheureusement, il y a eu un problème à l'étape finale de fabrication des cibles. La composition de la première couche a été modifiée du CH en Polytéréphtalate d'éthylène (PET). Ce changement empêche gravement la fonction de radiographie du fait que la transmission du PET est seulement de $0,46 \%$ pour la source de Titane de la radiographie (rayonnement $\text{TiK}\alpha$). Cette transmission est très faible par rapport à celle du CH ($\sim 30 \%$). En raison de la très faible transmission dans la cible, nous n'avons pas obtenu les résultats attendus pour la radiographie X.

Ainsi sur place, une autre approche a été initiée avec une cible de Béryllium de $100 \mu\text{m}$ d'épaisseur préparée par l'équipe de l'ILE. La largeur de la cible traversée par le rayonnement X de radiographie est de 1 mm et la transmission supérieure à 20% a été

obtenue pour la même source Ti de radiographie. Cela nous a permis d'obtenir des images par radiographie de la propagation de deux ondes de choc. La configuration du tir pour cette radiographie est montrée dans la figure 77. Le diagnostic VISAR n'a pas pu être utilisé pour le tir avec la cible de Béryllium, du fait que la face arrière de cette cible n'a pas été associée à des couches de cuivre et de quartz pour utiliser les VISAR.

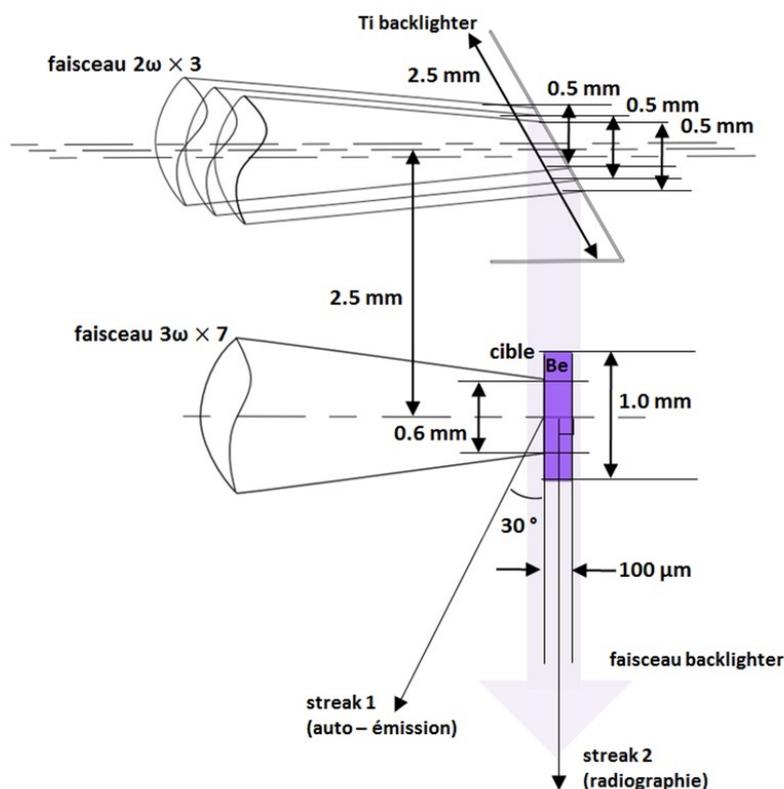


FIGURE 77 – La cible de béryllium

Des tirs supplémentaires ont été réalisés pour l'analyse des images de radiographie. La figure 78 est une image prise avec une grille ayant un espacement de $25 \mu m$ et elle a été utilisée pour convertir le nombre de pixel de l'axe horizontal en μm dans l'image obtenue.

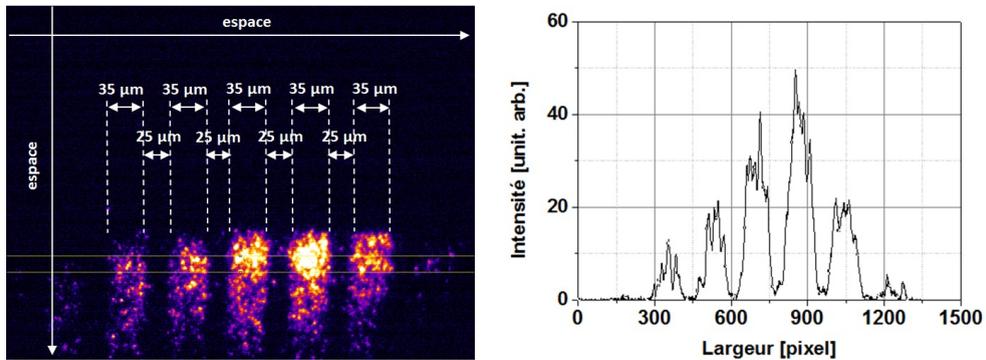


FIGURE 78 – Tir avec la grille

La figure 79 est une image acquise de l'émission de backlighter. Elle a été prise avec le mode statique de la caméra à balayage de fente. Sur l'image, la position de la fente de la caméra est au milieu de la tache de l'émission. On trouve que le bas de la tache de l'émission est couvert par une ombre. C'est l'ombre du filtre de cuivre pour éviter la saturation du signal. Le traitement de normalisation de l'image a été fait en utilisant le profil horizontal extrait de la position de la fente de cette image.

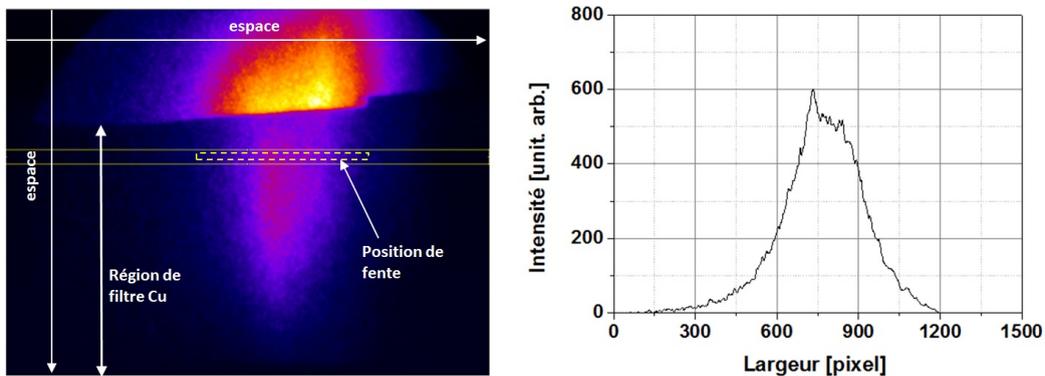


FIGURE 79 – Emission de backlighter de la cible de Ti

L'image obtenue par la radiographie est montrée sur la figure 80. Cette image a été enregistrée avec la vitesse de balayage de 7,8 ns. Dans l'image, on voit les 3 taches des sources de backlighter aux différents temps et les profils des fronts de choc. L'axe vertical sur l'image est en temps.

La figure 81 montre l'image de la radiographie X après la normalisation de la transmission avec le profil spatial des backlighters pour chaque ligne de l'image. Le traitement de normalisation a fait apparaître la forme des fronts des chocs. Ce résultat

radiographique a révélé la propagation des 2 chocs dans la cible de Béryllium. D'après les profils des 2 fronts de choc, la vitesse moyenne du premier choc est d'environ 19 km/s et 17 km/s pour le second choc. Le moment de la génération du second choc a été indiqué entre le premier et le deuxième backlighter.

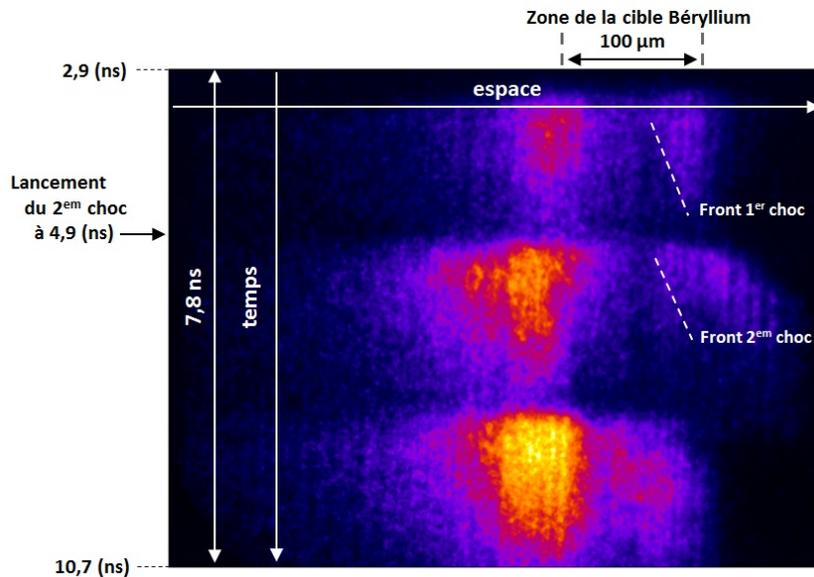


FIGURE 80 – Image brute de radiographie pour le tir avec la cible de Béryllium

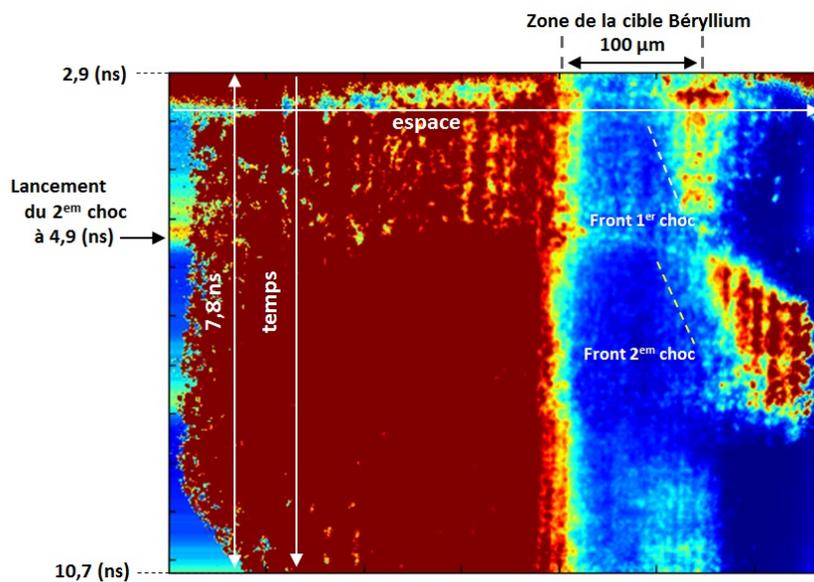


FIGURE 81 – Image de radiographie normalisée

5.4.5 Simulation pour le tir d'une cible de Béryllium

La simulation du code CHIC a été réalisée également pour le tir avec la cible de Béryllium. L'image de la figure 82 montre la variation temporelle de la densité de la cible en Béryllium qui a été comprimée par les faisceaux 3ω de GEKKO. Les faisceaux laser arrivent de la gauche sur l'image. L'arrivée du laser pour le 1^{er} choc a été défini comme le début de la simulation. Les chocs se propagent de la gauche vers la droite spatialement et du haut vers le bas temporellement. La partie comprimée de la cible bouge vers la droite en fonction de temps. L'injection des lasers pour le second choc a eu lieu à $t = 5$ ns sur l'image. La vitesse moyenne du 1^{er} choc est de 22 km/s. Le front du 1^{er} choc arrive à la surface arrière à 4.9 ns. Une fois qu'il y a le débouché du choc, s'ensuit une détente en face arrière de la plaque de Be. On peut voir son expansion sur la seconde moitié de la simulation de la radiographie issue des résultats CHIC.

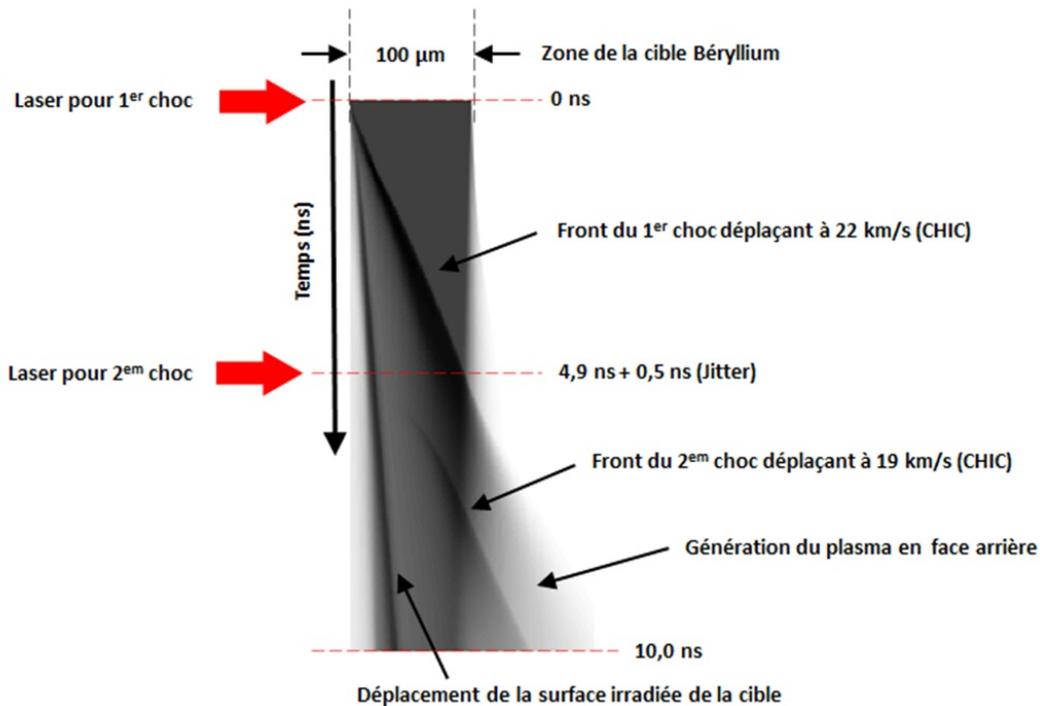


FIGURE 82 – Simulation de la radiographie à partir des résultats 2D des simulations CHIC pour la propagation des 2 chocs dans la cible de Béryllium

Le résultat de la simulation du code CHIC correspond très bien aux résultats expérimentaux. La confrontation des résultats est montrée sur l'image 83. La variation de l'auto-émission en face avant est montrée à gauche sur l'image 83. Cela correspond à la

variation temporelle de l'éclairement laser qui produit des ondes de choc. Les positions des fronts des deux chocs (ligne brisée) sont en bon accord entre l'image de radiographie et la radiographie simulée issue des simulations du code CHIC. La propagation de deux chocs générés est donc bien reproduite par la simulation du code CHIC avec les paramètres réalistes du laser lors de l'expérience.

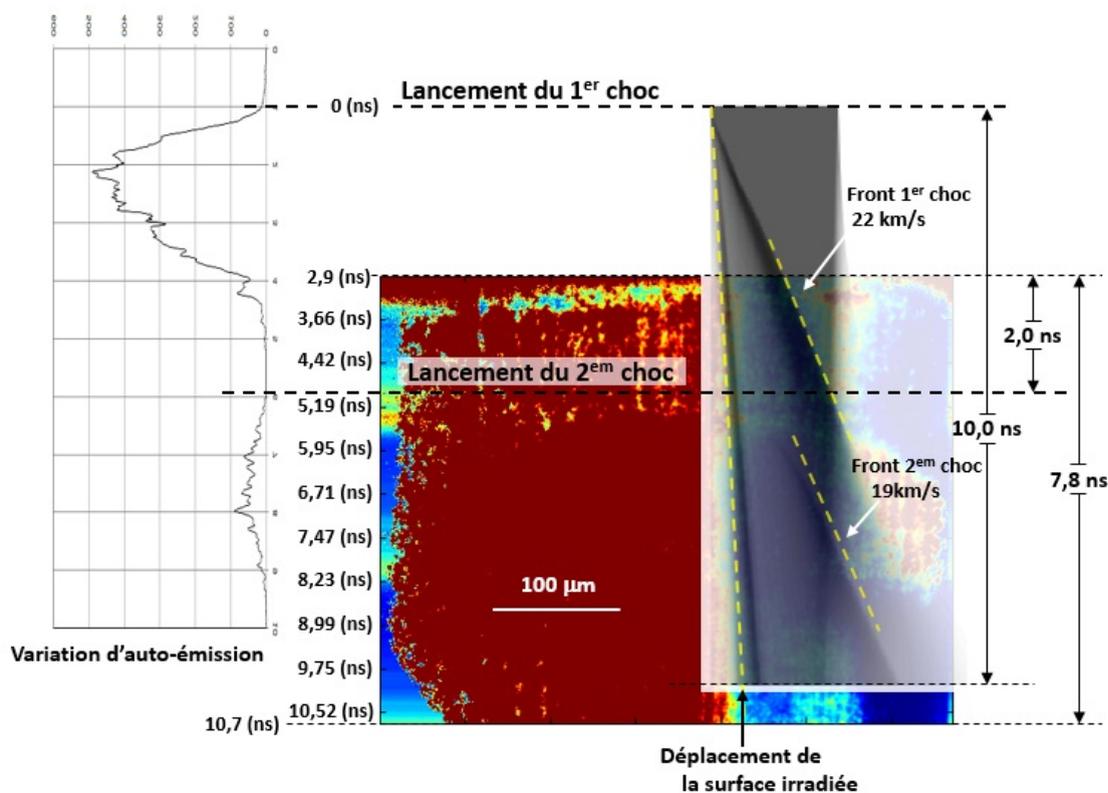


FIGURE 83 – Confrontation de l'image de radiographie X et la simulation du code CHIC

5.5 Conclusion

L'objectif principal de cette expérience était d'évaluer l'amplification d'un choc par la collision de deux chocs contre propagatifs. Cette étude a été conçue pour employer l'interférométrie VISAR et la radiographie X de façon simultanée. Malheureusement, à cause des défauts de fabrication de la cible, (changement du matériau de l'ablateur de la cible), la radiographie X n'a pas été exploitable.

Cependant, nous avons pu réaliser la radiographie avec une cible de Béryllium et nous avons obtenu l'image résolue en temps qui présente le profil de propagation des deux

chocs dans la cible. Les simulations effectuées avec le code CHIC développé dans notre laboratoire ont bien reproduit le comportement des ondes de choc intenses générées par le laser GEKKO. D'ailleurs, la méthode de traitement de radiographie aussi a été développée et a servi significativement à la comparaison des résultats expérimentaux et numériques.

6 Génération d'une onde de choc intense

6.1 Contexte de recherche

L'expérience faite sur l'installation laser PHELIX de GSI (Darmstadt, Allemagne) avait comme but l'étude de la génération de chocs forts par laser. Puis ces chocs ont été utilisés pour étudier des matériaux en condition de pressions extrêmes. En particulier, nous avons essayé d'étudier les propriétés de deux matériaux, l'eau et le carbone (diamant). Ce sont deux matériaux importants pour la planétologie. Afin de comprendre la structure interne et l'état matériel de planètes géantes, il est crucial de déterminer expérimentalement les équations d'état de l'eau et du carbone dans le régime du $Mbar$. Dans des planètes géantes comme Uranus et Neptune, l'eau, l'ammoniac et le méthane sont les composants principaux les constituants. Ils sont censés être présents en tant que liquides métalliques pour un niveau de pression de 20 à 600 GPa et pour une température de 2500 à 7000 K . La convection de ces liquides condensés forme un champ magnétique interne pour de telles planètes. En particulier, puisque l'eau peut représenter environ la moitié de la masse, il est considéré comme le plus dominant pour la formation du champ magnétique.

6.2 Installation laser

Le laser PHELIX est un système laser Néodyme, pompé par lampe flash avec une longueur d'onde de 1064 nm , convertie à 2ω ($\lambda = 532$ nm). Il peut fonctionner en mode impulsion longue et en mode impulsion courte. Dans cette expérience, puisqu'il faut un

faisceau intense et assez long pour générer une onde de choc suffisamment forte, le faisceau PHELIX a été configuré pour délivrer $150 J$ d'énergie pour une durée d'impulsion de $1 ns$. Les profils spatiaux et temporels sont montrés dans la figure 84. Le faisceau PHELIX a été focalisé avec une incidence normale sur la cible pour donner une intensité de $2 \times 10^{13} W/cm^2$. Nous avons estimé que cet éclairage a induit une pression d'ablation de $\simeq 4,5 Mbar$.

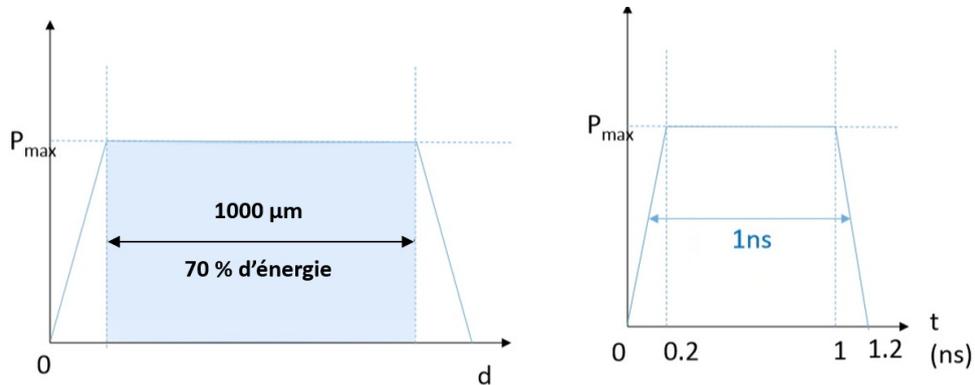


FIGURE 84 – Profils laser PHELIX

6.3 Procédure de l'expérience

Le schéma de cette expérience est montré dans la figure 85. Le faisceau PHELIX a été focalisé sur la face avant de la cible avec une incidence normale. Dans cette expérience, la propagation de l'onde de choc générée par le faisceau PHELIX a été diagnostiquée par deux interféromètres VISAR. Le faisceau sonde du VISAR a été focalisé sur la face arrière de la cible (figure 85) avec une incidence normale. La réflexion du faisceau sonde a été observée par deux caméras à balayage de fente. Ce diagnostic a donné des informations sur la vitesse de la surface réfléchissante. La pression et la vitesse de l'onde de choc ont été déduites à partir des mesures VISAR.

En outre, un diagnostic de SOP (Streaked Optical Pyrometer) a été aussi utilisé dans cette expérience comme un diagnostic supplémentaire pour observer l'auto émission générée par le débouché du choc en face arrière.

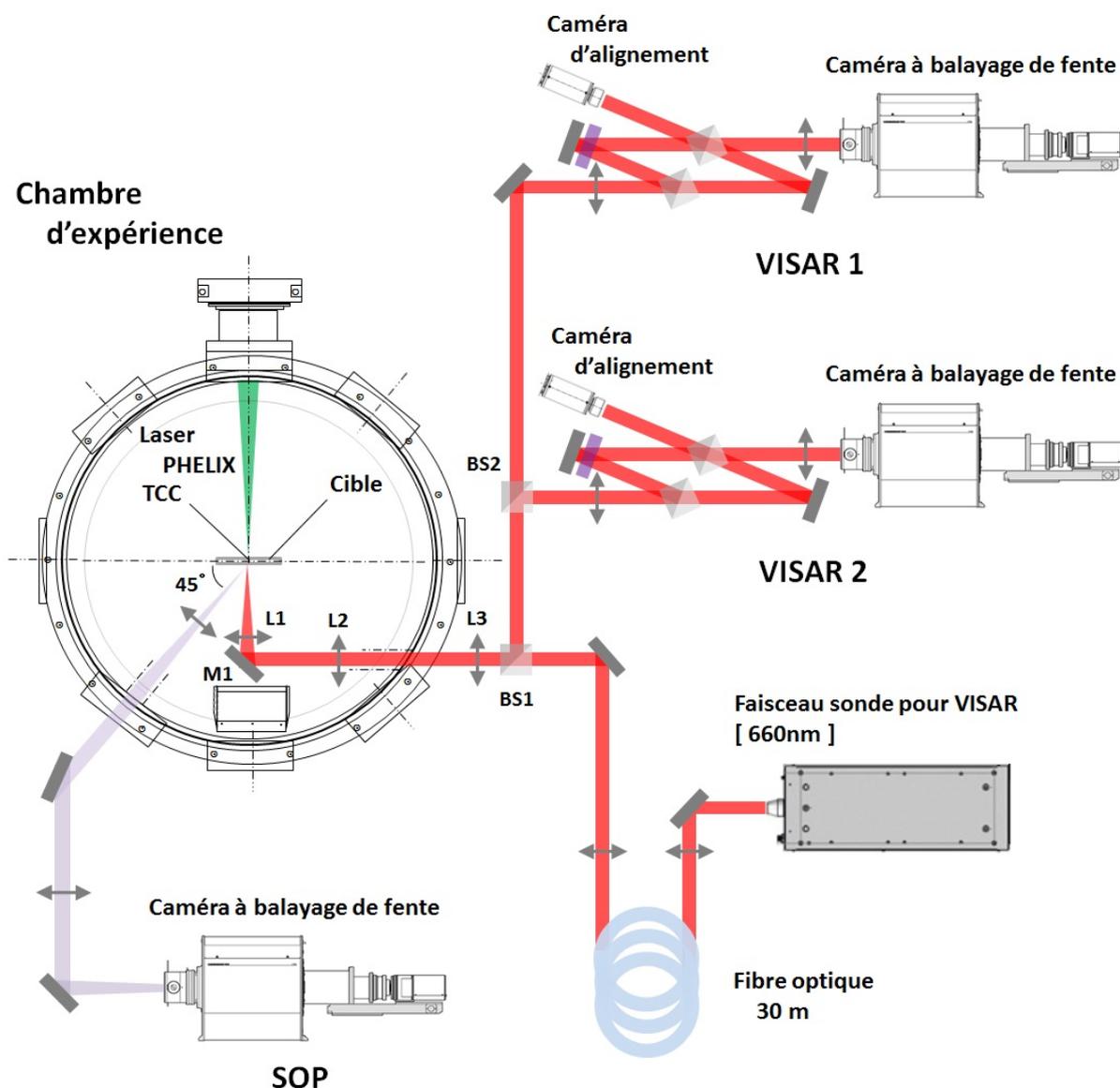


FIGURE 85 – Schéma de l'expérience

6.4 Cibles

La figure 86 montre les cibles préparées pour l'étude de l'équation d'état de l'eau et du carbone. La couche plastique des cibles a joué le rôle d'ablateur où l'énergie du laser est absorbée et l'onde de choc créée. Une couche mince d'or de la cible pour l'étude de l'équation d'état de l'eau (a) a servi comme protection de la cellule d'eau contre le pré-chauffage par les électrons rapides et les rayonnements X résultants des interactions du laser PHELIX avec la couche de plastique. Dans cette cible (a), la demi surface de la

première couche de quartz a été recouverte par une couche mince d'aluminium. Cela a permis de réfléchir le faisceau sonde par cette couche d'aluminium pour obtenir la vitesse du choc à l'entrée de la couche d'eau.

Lors du tir avec la cible (b) dédié à l'étude de l'équation d'état du carbone, cette cible incluant un échantillon de diamant, nous avons observé la réflexion du faisceau sonde sur la couche de nickel.

A part les cibles (a) et (b) pour les études des équations d'état, nous avons préparé une cible supplémentaire d'aluminium (c) pour la caractérisation des diagnostics. Ce tir de calibration a servi aussi pour la caractérisation de l'onde de choc générée par le faisceau PHELIX. La structure de la cible d'aluminium est très simple comme indiquée sur la figure 86(c). Elle est composée de deux plaques d'aluminium superposées de $25 \mu\text{m}$ d'épaisseur.

Pendant cette expérience, les tirs avec la cible d'eau n'ont pas donné de résultat significatif. Dans le paragraphe suivant, l'analyse des tirs dédiés à l'étude de l'équation d'état du diamant est montrée pour présenter les profils de l'onde de choc obtenus pendant cette expérience.

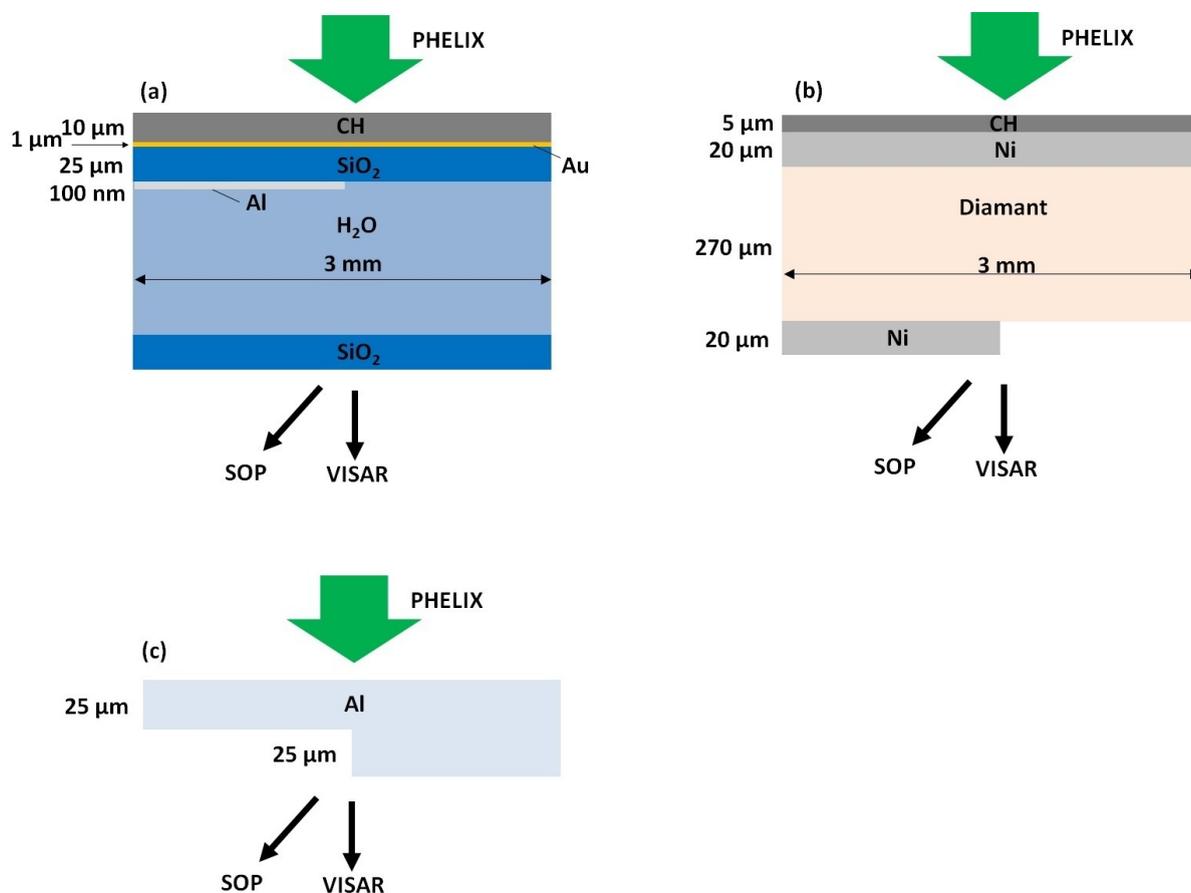


FIGURE 86 – Cibles

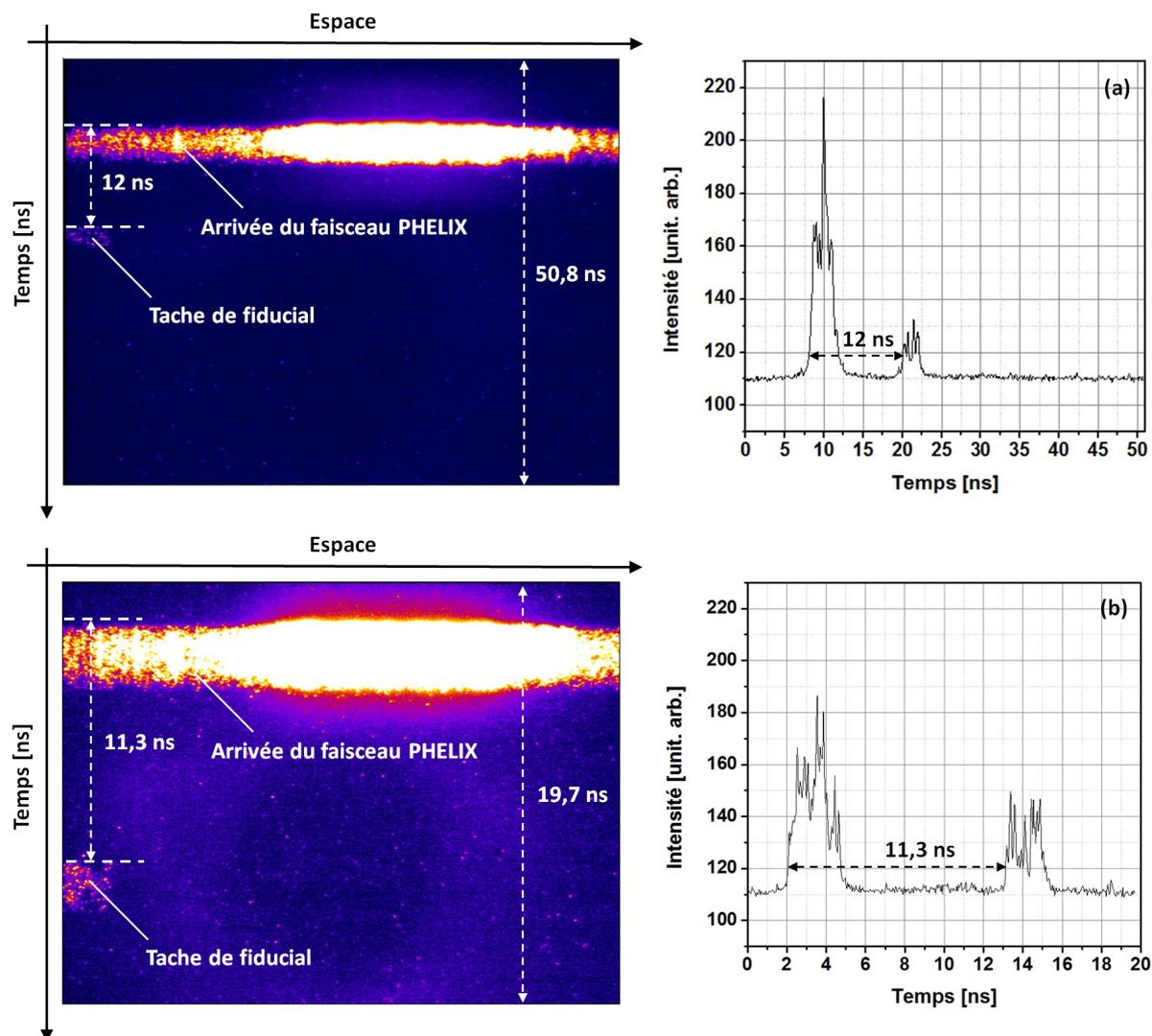
6.5 Résultats expérimentaux

6.5.1 Étude de l'auto-émission

L'estimation du temps de débouché de choc a été mesurée par la SOP (Streaked Optical Pyrometer) [75]. C'est un "thermomètre" pour l'intensité du rayonnement combiné à une caméra à balayage de fente. Ce détecteur a observé l'auto-émission qui vient de la cible sous l'effet de la propagation du choc. L'émission générée due à l'arrivée du choc à la surface observée a été détectée par ce diagnostic. Ainsi ce diagnostic donne aussi le moment du débouché de choc.

Ce diagnostic a observé la face arrière de la cible avec un angle de 45° par rapport à la normale de la cible. Cependant, la calibration de la caméra n'a pas été faite. Donc dans notre expérience, il a donné simplement un temps de débouché de choc.

Le temps $t = 0$ dans l'image résolue en temps correspond à l'arrivée du faisceau laser PHELIX sur la cible. Il a été défini à partir des images de la figure 87 pour les différentes calibrations du détecteur. Ces images montrent l'écart temporel entre l'arrivée du faisceau laser et le fiducial qui arrive sur la fente du détecteur avec un certain retard après transport par fibre optique. Les images de la figure 87 montrent que le signal du fiducial est arrivé $11,3 \text{ ns}$ après l'arrivée du faisceau laser sur la face avant de la cible ($t = 0$).

FIGURE 87 – Définition de $t = 0$

Après l'étalonnage du délai (figure 87), nous avons effectué des mesures de SOP pour une cible de référence en aluminium avec une marche (figure 88). Cette cible avait deux parties de différentes épaisseurs (voir la figure 86(c)). Sur cette image, les deux temps de débouché de choc sont clairement visibles. Pour une épaisseur de $25 \mu\text{m}$, le choc a débouché à 2 ns et la vitesse moyenne est donc de $12,5 \text{ km/s}$. Pour l'épaisseur de $50 \mu\text{m}$, le temps de débouché de choc est de 11 ns et donc la vitesse moyenne est de $4,5 \text{ km/s}$, vitesse plus faible due à l'amortissement de l'amplitude du choc.

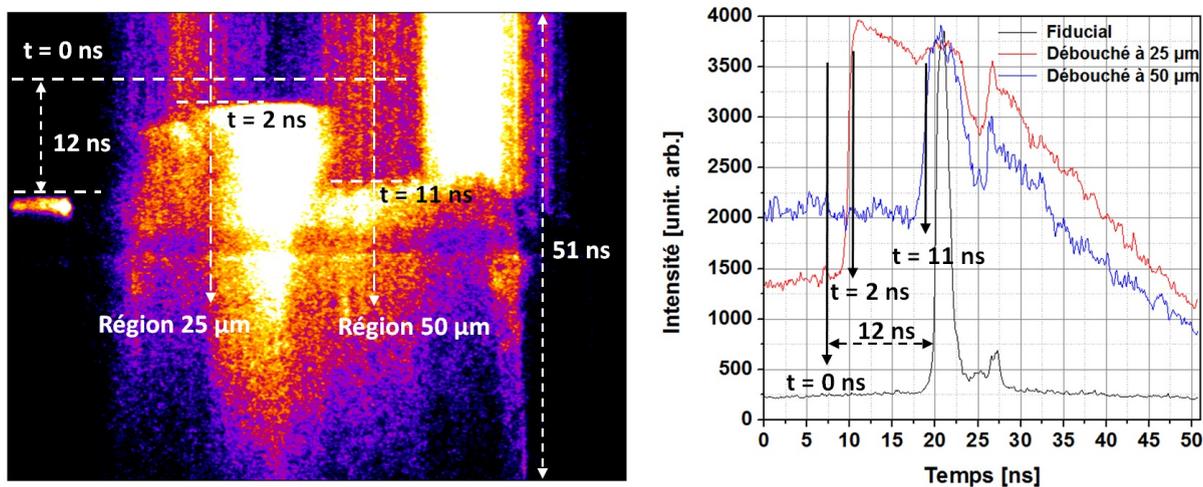


FIGURE 88 – Résultat de la SOP avec la cible d'aluminium

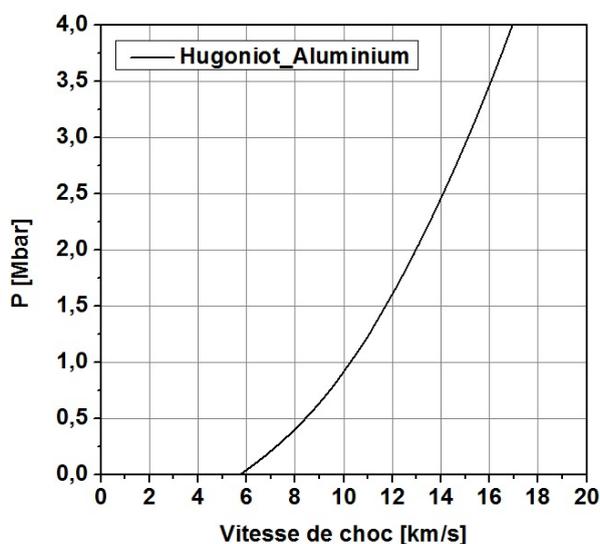


FIGURE 89 – Courbe d'Hugoniot pour l'Aluminium

La vitesse moyenne de choc de $12,5 \text{ km/s}$ a été trouvée pour le débouché de choc à une faible épaisseur ($25 \mu\text{m}$). Dans ce cas, l'intensité de l'onde de choc ne devait donc pas s'amortir significativement. La figure 89 montre la courbe d'Hugoniot de l'Aluminium. La vitesse de choc de $12,5 \text{ km/s}$ correspond à une pression de 2 Mbar . C'est une valeur du même ordre de grandeur que la pression d'ablation de $4,5 \text{ Mbar}$ obtenue via l'équation (5) dans les conditions de cette expérience.

Enfin, l'image de la figure 90 montre les résultats du tir avec une cible de diamant. Les émissions se trouvent vers $t = 2,3 \text{ ns}$ sur l'image. Puisque la cible de diamant a été composée de plusieurs couches, il est possible d'observer des émissions dues aux débouchés

de choc à des moments différents aux niveaux des méplats gauche et droite de la cible (Figure 86(b)).

Cependant, seule l'émission à 2,3 ns à la première couche de Ni (partie gauche de la cible (Figure 86(b))) a été observée. Cela veut dire que l'amplitude de l'onde de choc a été bien amortie pendant sa propagation dans la couche de diamant (200 μm) et que cela n'a pas permis de chauffer les matériaux de la cible de façon à générer des émissions importantes au moment du débouché sur la partie droite de la cible.

Nous avons obtenu une vitesse moyenne de 10 km/s pour ce temps de débouché de choc. Cette vitesse est raisonnable en considérant une vitesse initiale de (20 km/s) et l'amortissement de l'onde de choc pendant la propagation.

En outre, les images obtenues avec la cible d'eau n'ont pas donné de résultats significatifs pour des raisons non encore expliquées.

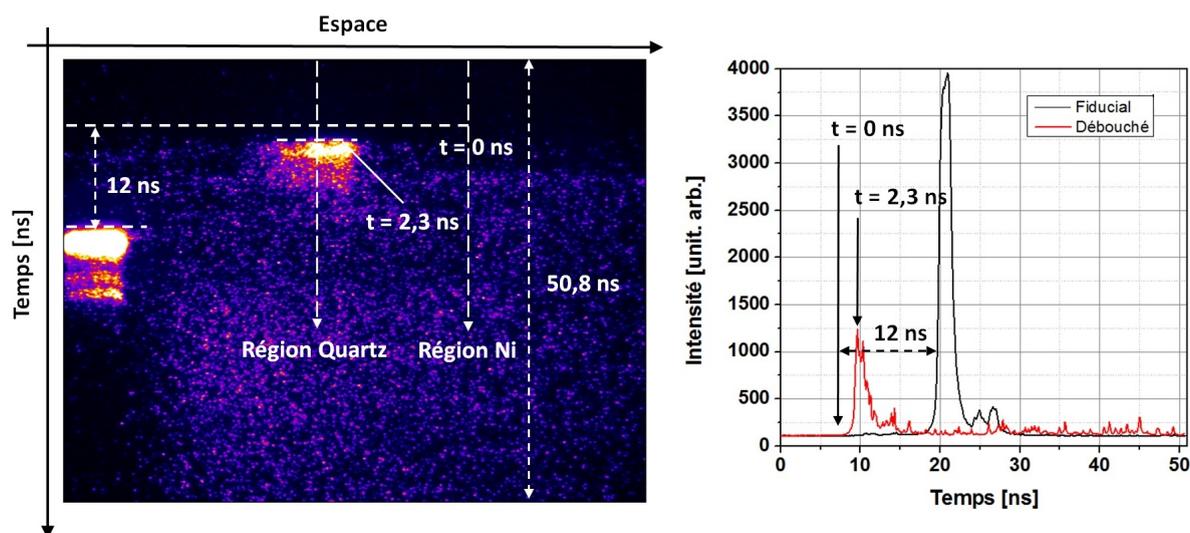


FIGURE 90 – L'auto-émission de la cible de Diamant

6.5.2 Étude de la vitesse du choc par interférométrie

Dans cette expérience, nous avons utilisé deux VISAR de sensibilités de 11,00 km/s et de 4,62 km/s respectivement. Le faisceau sonde avait une longueur d'onde de 660 nm et la durée d'impulsion était de 100 ns qui couvre suffisamment la durée d'observation de la caméra à balayage de fente. Le faisceau sonde du VISAR a été envoyé sur la cible après la propagation dans une fibre optique. Le temps de référence ($t = 0$) dans l'image des

VISAR a été défini avec le fiducial. Les retards avec le fiducial pour les deux détecteurs VISAR sont présentés sur la figure 91.

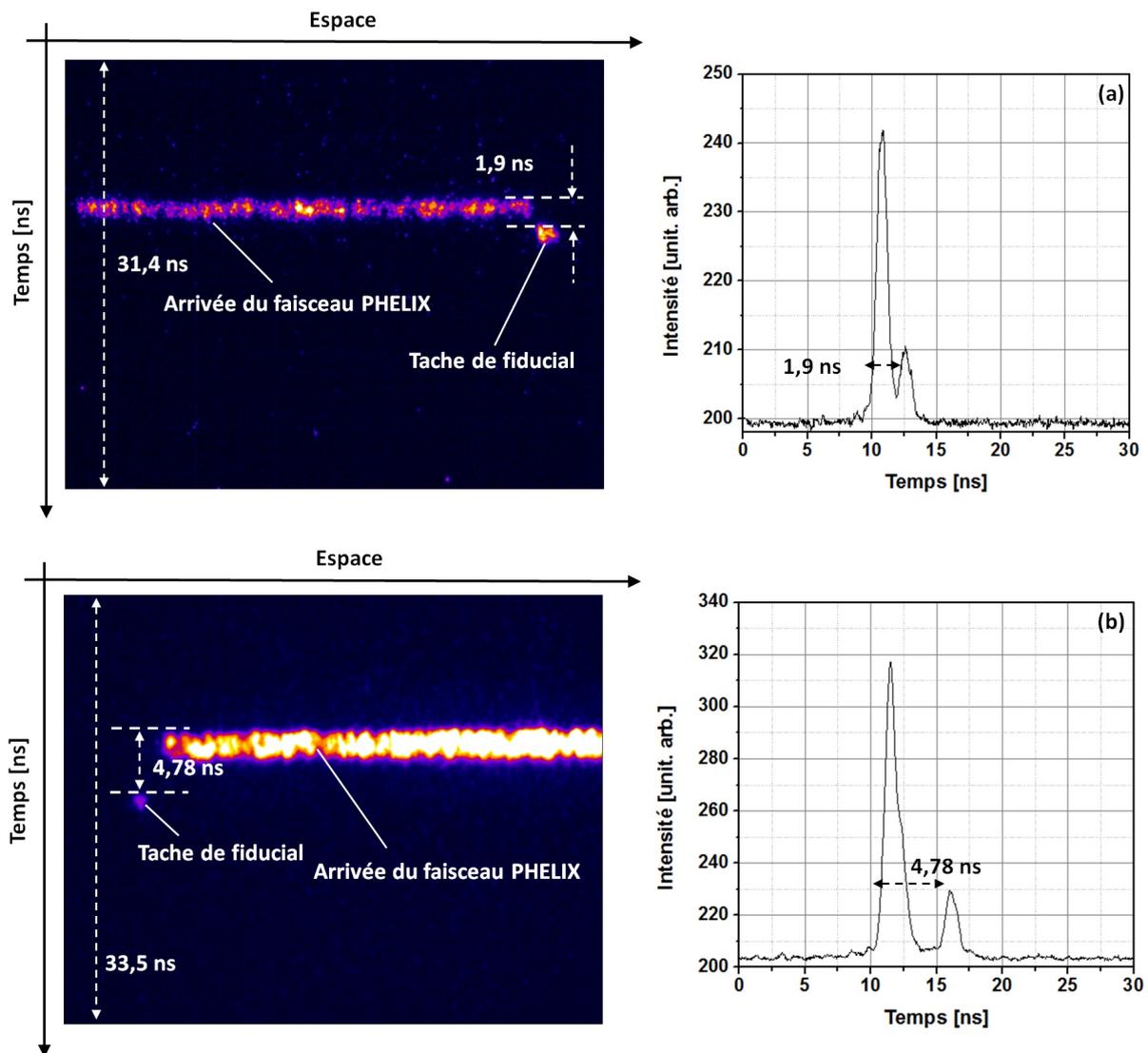


FIGURE 91 – (a) Retard pour VISAR 1, (b) Retard pour VISAR 2

Les résultats des VISAR pour le tir avec la cible de diamant sont représentés sur la figure 92. L'image (a) en haut est celle du VISAR 1 et l'image (b) est celle du VISAR 2. D'après ces images du VISAR, le temps de débouché de choc à l'interface entre le Ni et le Diamant des images (a) est de $2,5 \text{ ns}$ pour le détecteur 1 et de $1,1 \text{ ns}$ pour le détecteur 2 aux positions de décalage de frange des images. Cette différence de temps de débouché doit être induite par un problème de définition du temps de référence dû à la calibration

6 GÉNÉRATION D'UNE ONDE DE CHOC INTENSE

des détecteurs ou au profil temporel non récursif du laser PHELIX. Quand même, le temps de débouché de $2,5 \text{ ns}$ est en bon accord avec celui trouvé par la SOP.

Le deuxième débouché de choc a eu lieu 14 ns plus tard par rapport au premier débouché (voir la figure 92). Cela correspond au débouché du choc à l'interface Diamant / Vide de la partie droite de la cible 86 (b). De plus, $1,5 \text{ ns}$ plus tard par rapport à ce débouché, nous observons un troisième débouché correspondant au débouché de choc sur la partie gauche de l'interface Ni / Vide de la cible 86 (b). Ces débouchés de choc mesurés par les deux détecteurs sont en bon accord.

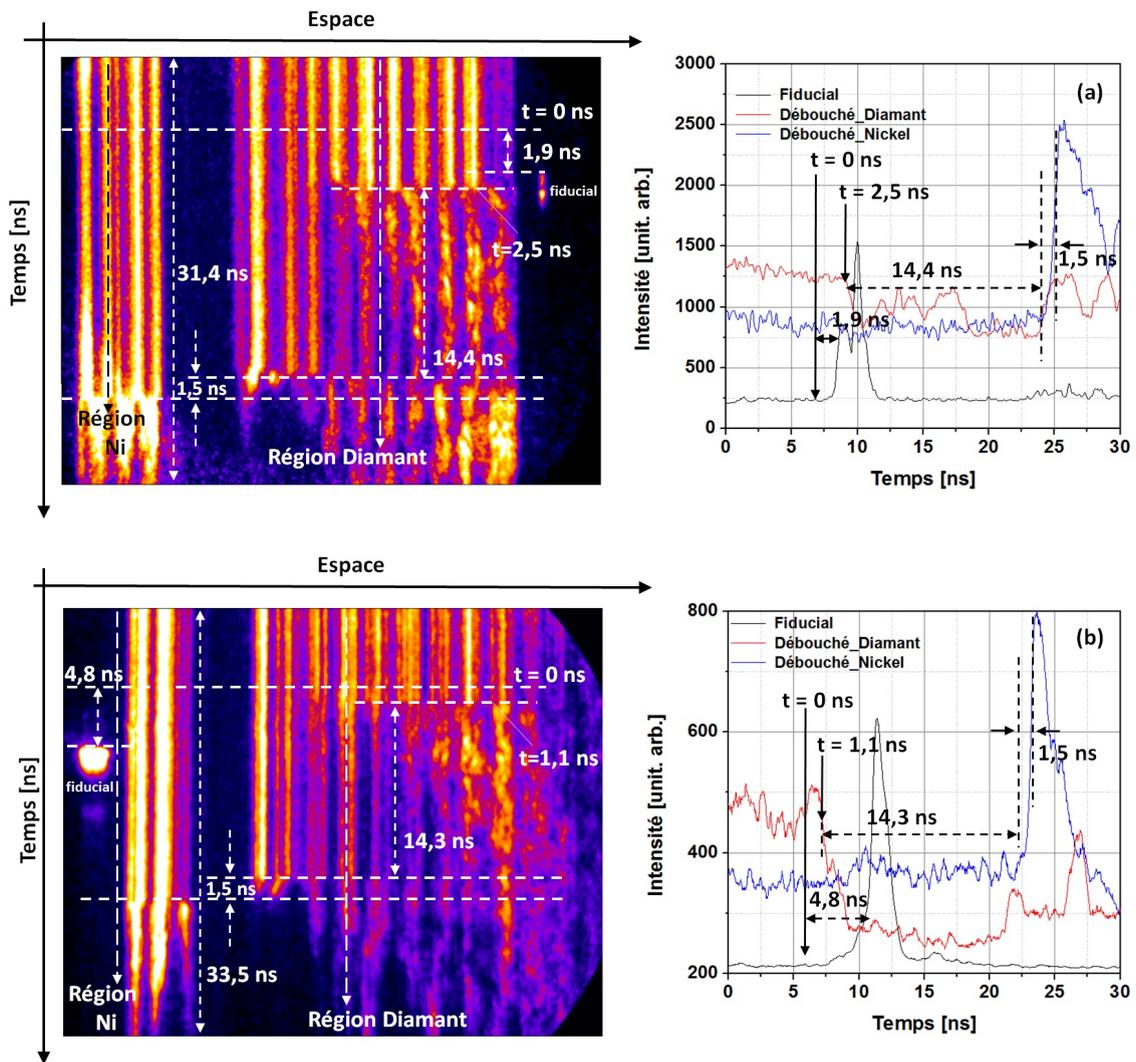


FIGURE 92 – Images de VISAR 1 (a) et VISAR 2 (b) pour la cible de diamant

Les vitesses déduites par le diagnostic VISAR ont été confrontées aux résultats des

simulations du code CHIC. La figure 93 montre les résultats de simulation 10 ns après le déclenchement du laser PHELIX. On y trouve un profil de densité de la cible et un choc fortement atténué.

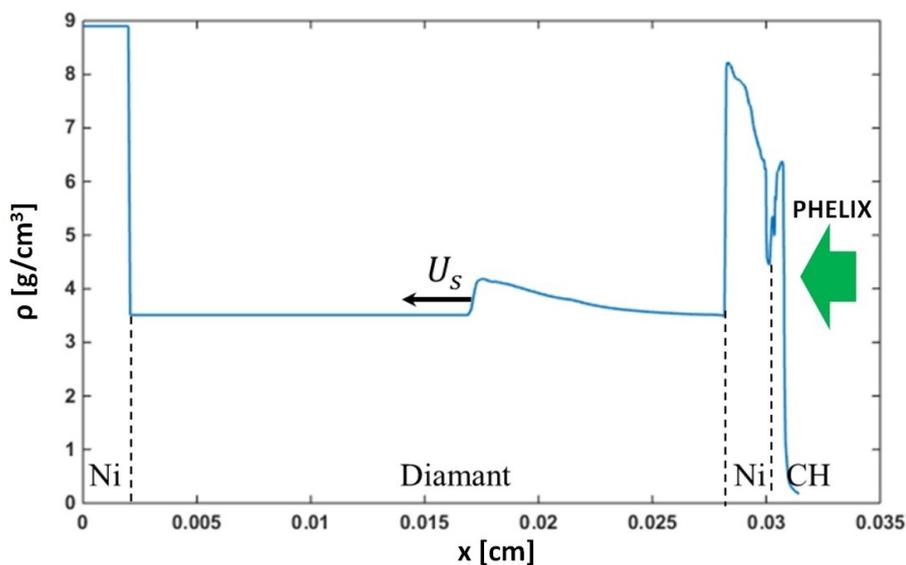


FIGURE 93 – Profil de densité de la cible de diamant, 10 ns après l'arrivée du faisceau PHELIX sur la face avant de la cible

La table 94 montre la comparaison des vitesses moyennes trouvées par les VISAR et par la simulation. Les vitesses du choc dans cette figure ont été calculées à partir des temps de débouché dans les différentes couches de la cible. Les vitesses obtenues de la simulation sont nettement inférieures à celles obtenues par les VISAR. Cet écart des résultats peut être expliqué par le fait que les simulations n'ont pas été optimisées pour les conditions de cette expérience.

Couche	VISAR		CHIC	
	Temps de débouché [ns]	Vitesse moyenne [km/s]	Temps de débouché [ns]	Vitesse moyenne [km/s]
CH+Ni	2,5	10,0	2,3	10,9
Diamant	16,8	18,9	20,3	15,0
Ni	18,3	13,3	23,2	6,8

FIGURE 94 – Vitesses déduites par les temps de débouché de choc

La figure 95 montre le diagramme de phase du Carbone calculé par Grumbach et Martin [76]. La vitesse moyenne dans la couche de Diamant de $18,9 \text{ km/s}$ correspond à une pression du choc de 7 Mbar d'après la table de SESAME. D'après le diagramme de phase, le Diamant sous la pression de 7 Mbar se trouve à proximité de la frontière des phases liquides métalliques et semi-métalliques. Donc, l'onde de choc juste après le débouché à l'interface Ni/Diamant était assez forte et en conséquence, on attend que le front du choc soit réfléchissant. Dans ces conditions, le décalage de franges est dû à la réflexion du faisceau sonde sur le front du choc. Dans ce cas, la relation entre la vitesse du choc D et la quantité du décalage F est $D = FS/n$. S et n sont la sensibilité du détecteur du VISAR et l'indice de réfraction du milieu (pour le diamant $n = 2.4$).

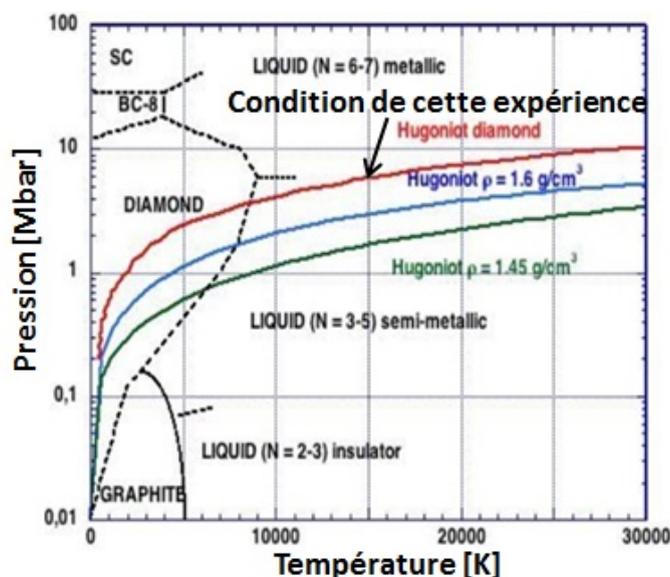


FIGURE 95 – Diagramme de phase de Diamant

Les vitesses calculées à partir du décalage de franges sont montrées dans la figure 96. Les valeurs de ce tableau sont les vitesses probables dans cette expérience. Dans le cas du débouché à l'interface Ni / Diamant, on trouve des correspondances de vitesses pour 19 km/s et 23 km/s pour les deux détecteurs du VISAR. Mais la vitesse du choc de 23 km/s à l'interface Ni / Diamant ne correspond pas à une pression possible pour les conditions de notre expérience.

Position	VISAR 1 [S =11,0 km/s/frange]					VISAR 2 [S =4,62 km/s/frange]							
	F	Vitesse [km/s]				F	Vitesse [km/s]						
		F+0, F+1, F+2....					F+0, F+1, F+2....						
Nickel → Diamant	0,07	14,0	18,6	23,2	27,7	0,11	13,6	15,5	17,5	19,4	21,3	23,2	25,1

FIGURE 96 – Vitesses déduites par décalage de franges pour les deux VISAR

Ici, en supposant que la vitesse du choc dans le Diamant (Position ② de la figure 97) est de 19 km/s , nous avons calculé les pressions et les vitesses du choc dans le Nickel en utilisant la méthode de désadaptation d'impédance et les courbes (Hugoniot et relaxation) obtenues à partir des tables SESAME. La table de la figure 97 présente les pressions, les vitesses du choc et les vitesses fluides autour de l'interface Ni / Diamant (Positions ① et ②) de la cible. On retrouve les valeurs des pressions et des vitesses fluides de la table de la figure 97 dans le graphique présentant les courbes d'Hugoniot (Figure 98). D'ailleurs, le calcul avec l'équation (100) de l'effet de désadaptation d'impédance a montré que la pression d'ablation de $4,5 \text{ Mbar}$ dans la couche de CH a été amplifié à $10,6 \text{ Mbar}$ dans la couche de Nickel. Cette valeur est en bon accord avec les courbes d'Hugoniot de la figure 98

Le seul problème qui reste est la vitesse du choc. La vitesse de 19 km/s au moment du débouché sur l'interface est comparable à la vitesse moyenne du choc dans la couche de Diamant. La vitesse au moment du débouché doit être plus grande que 19 km/s parce que la vitesse du choc s'atténue pendant sa propagation. Cela peut être dû aux erreurs de diagnostic, par exemple, issu de mélanges des réflexions du faisceau sonde des VISAR provenant des différentes surfaces.

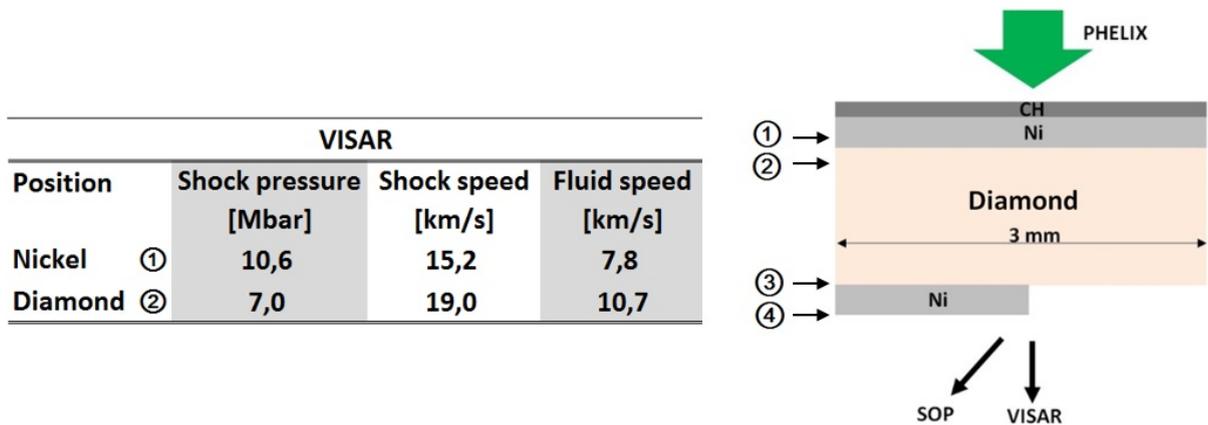


FIGURE 97 – Pressions et vitesses du choc autour de l'interface Ni/Diamant

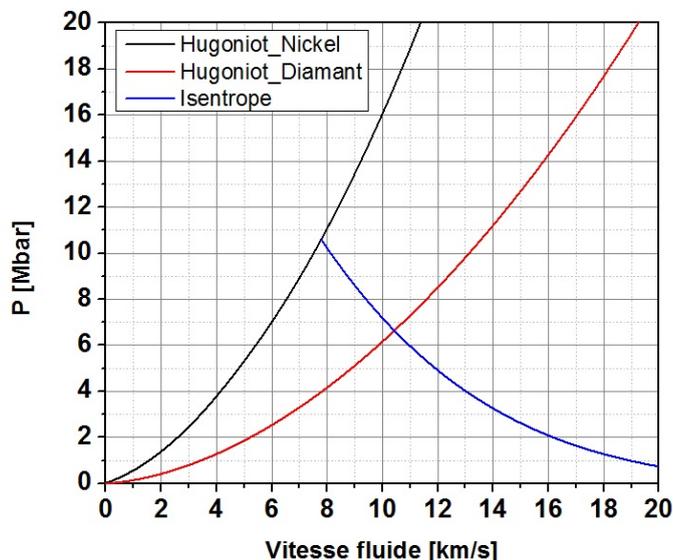


FIGURE 98 – Courbes d’Hugoniot pour le Nickel et le Diamant et l’isentrope

Ensuite, nous voyons le résultat d’interprétation des données pour le débouché du choc à la face arrière (Positions ③ et ④ de la figure 99). Dans ce cas, la vitesse de la surface réfléchissante V est donnée par la relation $V = FS$. La vitesse moyenne du choc dans la marche de Nickel de la face arrière a été de $13,3 \text{ km/s}$. En considérant que la vitesse de l’onde choc a été constante, la pression vaut $6,7 \text{ Mbar}$. D’après la formule de la désadaptation d’impédance, cette onde de choc avait une pression de 4 Mbar dans la couche de Diamant avant le passage de l’interface entre les positions ③ et ④ dans le schéma de la figure 99. Les pressions et les vitesses autour de cette interface sont présentées dans la table de la figure 99. Ce changement de pression du choc dû aux différentes impédances a été reproduit par les courbes de Hugoniot représentées sur la figure 100.

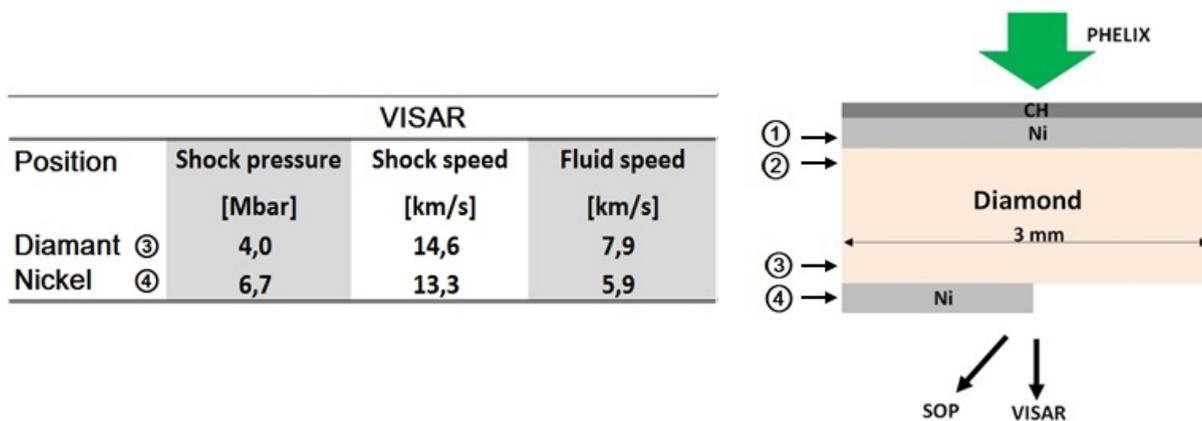


FIGURE 99 – Pressions et vitesses du choc à la face arrière

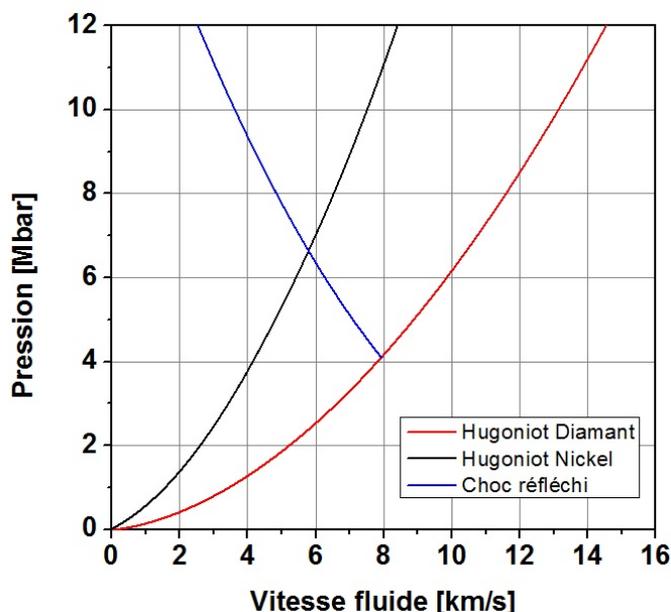


FIGURE 100 – Courbes d'Hugoniot pour le Nickel et le Diamant et le choc réfléchi

La table 101 montre les vitesses déduites par le décalage de franges dû aux débouchés du choc à la face arrière de la cible. Ces valeurs représentent la vitesse de la surface libre accélérée par l'arrivée du choc. D'après la table 101, les vitesses probables sont 4.5 km/s et 15 km/s pour les deux débouchés.

La vitesse de la surface libre en face arrière de la cible est donnée par le point à $P = 0 \text{ Mbar}$ de l'isentrope tracée sur la figure 102 pour le Diamant et le Nickel. Dans ce cas, l'intersection de l'isentrope et l'axe horizontal ($P = 0 \text{ Mbar}$) se trouve vers 25 km/s pour le Diamant et 23 km/s pour le Nickel. Il n'y a pas de valeur de vitesse de la surface libre proche de ces vitesses dans la table 101. Les deux détecteurs de VISAR ont donné des vitesses de la surface libre de 26.51 km/s et de 23.2 km/s respectivement pour le débouché du choc à l'interface Diamant/Vide. Elles ne sont pas forcément en bon accord mais cela peut correspondre à la vitesse de la surface de 25 km/s donnée par la courbe d'Hugoniot du Diamant (Figure 102 gauche). Pareillement, la valeur de 23 km/s pour le Nickel peut correspondre à $26,8 \text{ km/s}$ et 23.8 km/s donnés par deux détecteurs VISAR(Figure 102 droite).

Position	F	VISAR 1			F	VISAR 2				
		u [km/s]				u [km/s]				
Diamant → Vide	0,41	4,51	15,51	26,51	0,03	4,75	9,38	13,99	18,62	23,2
Nickel → Vide	0,44	4,84	15,84	26,84	0,16	5,36	10	14,6	19,2	23,8

FIGURE 101 – Vitesses déduites par décalage de franges pour les deux VISAR pour la face arrière

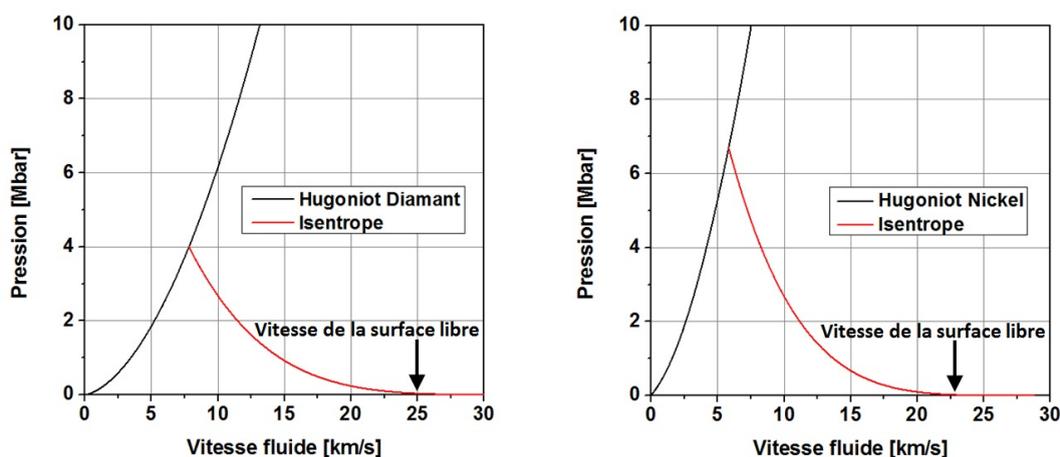


FIGURE 102 – Courbes d'Hugoniot pour le Diamant et le Nickel et ses isentropes

Malheureusement, nous n'avons pas obtenu de résultats exploitables avec les tirs de la cible d'eau.

6.6 Conclusion

Dans cette campagne expérimentale, nous avons étudié la génération d'une onde de choc intense générée par le faisceau du laser PHELIX au GSI. Dans cette expérience, le diagnostic principal a été basé sur l'interféromètre VISAR. Mais nous avons aussi utilisé le SOP. Le code hydrodynamique CHIC a été employé pour reproduire les résultats de cette expérience.

Ensuite, nous avons utilisé les ondes de choc ainsi produites pour comprimer des matériaux et les amener dans des conditions de pressions extrêmes. En particulier, nous avons utilisé 2 types de matériaux : carbone (diamant) et eau. Dans le cas des tirs avec la cible d'eau, nous n'avons pas obtenu des résultats, probablement à cause de défauts de fabrication (réflexion insuffisante pour le faisceau sonde à cause du coating, problème de tenue sous vide). Ces observations seront exploitées pour la construction de nouvelles cibles pour une expérience future.

Par contre, nous avons réussi à étudier la propagation d'une onde de choc dans le diamant par interférométrie VISAR. Les résultats indiquent que la cible comprimée par l'onde de choc a été probablement amenée dans une phase où le carbone devient un liquide métallique. Les résultats de cette expérience montrent que les chocs lasers sont un bon outil pour effectuer des expériences sur les matériaux en conditions extrêmes et leurs changements de phase, et que VISAR et le SOP sont de diagnostics adaptés pour ce type d'étude.

7 Conclusion et perspective

Le travail présenté dans cette thèse a été réalisé dans le cadre de l'étude des schémas d'allumage rapide et d'allumage par choc pour la fusion par confinement inertiel, ceux que l'on appelle "schémas avancés" pour le FCI et qui sont basés sur la séparation de la phase de compression et de la phase d'allumage. Les résultats expérimentaux ont été obtenus dans le cadre de trois campagnes expérimentales.

Dans le contexte de l'allumage rapide, le travail a été dédié à l'étude du transport des électrons rapides, portant des densités de courant élevées ($j_b \geq 10^{11} A.cm^2$), générés par des impulsions intenses laser dans des cibles comprimées. Le choix d'une géométrie cylindrique nous a permis de révéler la contribution de mécanismes physiques différents dans des conditions pertinentes pour le régime d'allumage rapide.

Le chapitre 4 a montré les résultats de l'expérience qui a été réalisée sur l'installation laser GEKKO et LFEX au ILE d'Osaka, délivrant des faisceaux laser à très haute intensité. L'implosion cylindrique de la cible a été effectuée avec 6 lasers à impulsions longues du laser GEKKO ($\sim 10^{13} W/cm^2$). Nous avons pu étudier la propagation des électrons rapides qui ont été générés par une impulsion courte du laser LFEX ($2 \times 10^{18} W/cm^2$) à des moments différents de compression de la cible. Le processus de compression de la cible cylindrique a été caractérisé en comparant les mesures expérimentales avec les simulations hydrodynamiques. La densité de la cible comprimée a atteint environ 20 fois la densité initiale et une température de l'ordre de 10 eV dans le cœur. En outre, de forts gradients de densité et de température ont été créés dans le sens radial par la compression de la cible. Nous avons confirmé leurs effets de guidage sur la propagation du faisceau d'électrons rapides par l'interprétation des données expérimentales à l'aide de simulations avec le code hydrodynamique et le modèle M1. Ces gradients peuvent induire des champs

magnétiques azimutaux intenses quand un faisceau d'électrons intense s'y propage. Ces champs magnétiques sont capables d'engendrer la collimation d'un faisceau d'électrons divergeant pendant sa propagation. Nous avons bien mesuré ces effets de collimation du faisceau d'électrons par les diagnostics d'imagerie X et de spectrométrie.

Pour ce qui concerne l'allumage par choc, j'ai réalisé deux expériences avec le laser GEKKO à l'ILE (Osaka, Japon) et le laser PHELIX au GSI (Darmstadt, Allemagne). L'objectif de ces deux expériences a été la génération de chocs forts et l'étude de leur dynamique.

L'étude présentée dans le chapitre 5 est basée sur une campagne expérimentale dédiée à des premières évaluations expérimentales de la dynamique de chocs forts produits par laser dans le contexte de l'allumage par choc. L'objectif principal était d'observer la propagation de chocs générés par les faisceaux laser GEKKO (5 et $2 \times 10^{13} W/cm^2$). Deux ondes de choc successives ont été créées dans la même cible. La propagation de la première onde de choc créée dans cette expérience (~ 11 Mbar) a été bien reproduite par les simulations hydrodynamiques effectuées avec le code CHIC avec les paramètres laser que nous avons obtenu par l'exploitations des diagnostics. En particulier, pour le tir réalisé en utilisant la cible de béryllium, préparée par l'équipe de l'ILE, nous avons été capable de caractériser la propagation des chocs par radiographie X résolue en temps. Les résultats nous ont donné des connaissances utiles pour dessiner des expériences pour étudier la dynamique de la collision de chocs sur d'autres installations comme ORION (UK) ou OMEGA (USA).

Pour finir, avec l'expérience réalisée sur l'installation laser PHELIX (GSI, Allemagne), nous avons étudié la dynamique des chocs en utilisant le diagnostic VISAR et le SOP. Nous avons ensuite étudié la compression d'échantillons de Diamant et d'eau autour des conditions de métallisation de ces matériaux. Pendant cette campagne expérimentale, une onde de choc de 4 Mbar a été produite dans la cible. Les résultats montrent la métallisation résultante de la compression par laser dans un domaine d'intérêt pour l'équation d'état du carbone dans des conditions de WDM.

8 ANNEXE

8.1 Le code CHIC

Le code hydrodynamique CHIC (Code Hydrodynamique et d'implosion du Celia) est développé au laboratoire CELIA pour la simulation des expériences de physique des plasmas par laser, surtout dans le cadre de l'étude de la FCI [71]. Une cible de FCI, généralement sphérique, se compose d'un ensemble de matériaux multicouches. Pour des raisons numériques et en ce qui concerne de grandes variations de volumes, une formulation de Lagrange est mieux adaptée pour calculer les problèmes d'implosion. Un des problèmes critiques dans la FCI par attaque directe est la sensibilité des cibles aux instabilités hydrodynamiques surtout pour l'instabilité Rayleigh-Taylor à l'interface entre les différents matériaux à la fin de l'implosion pendant la phase de stagnation.

Le code CHIC décrit l'évolution spatiale et temporelle des grandeurs hydrodynamiques du milieu en résolvant les équations de la conservation de la masse, de l'impulsion et de l'énergie.

$$\begin{aligned}\rho \frac{d\tau}{dt} - \nabla \cdot \mathbf{V} &= 0 \\ \rho \frac{dV}{dt} - \nabla \cdot (P_e + P_i) &= 0 \\ \rho \left(\frac{d\epsilon_e}{dt} + P_e \frac{d\tau}{dt} \right) - \nabla \cdot (\lambda_e \nabla T_e) &= \Omega_{ei}(T_e - T_i) + W_{las} + W_{rad} + W_{fus}^e + \nabla \cdot \mathbf{Q}_e^{nl} \\ \rho \left(\frac{d\epsilon_i}{dt} + P_i \frac{d\tau}{dt} \right) - \nabla \cdot (\lambda_i \nabla T_i) &= \Omega_{ei}(T_e - T_i) + W_{fus}^i\end{aligned}\tag{127}$$

où le facteur \mathbf{V} représente la vitesse du fluide et $\tau = 1/\rho$. Le milieu est représenté comme un fluide avec deux températures, une électronique et l'autre ionique. Dans les deux dernières équations, la conservation en énergie est décrite avec les pressions électronique P_e et ionique P_i et les énergies spécifiques électronique ϵ_e et ionique ϵ_i . La pression est donnée par l'équation d'état. λ_e est la conductivité électronique tensorielle qui intervient dans le transport d'énergie électronique. Le modèle de diffusion de Spitzer-Härm avec limiteur de flux $\mathbf{q}_e = -\lambda_e \nabla T_e$ est utilisé avec une moyenne harmonique de $\mathbf{q}_{spitzer}$ et $\mathbf{f}\mathbf{q}_l$, qui correspond à une moyenne harmonique du flux de Spitzer et d'un flux limite tel que :

$$\frac{1}{\mathbf{q}_e} = \frac{1}{\mathbf{q}_{Spitzer}} + \frac{1}{\mathbf{f}\mathbf{q}_l} \quad (128)$$

f est le limiteur de flux nécessaire à prendre en compte pour les cas où l'intensité laser dépasse $10^{14} \text{ W/cm}^{-2}$. Le flux de chaleur non-local \mathbf{Q}_e^{nl} est un facteur appliqué pour s'affranchir du limiteur de flux. Ω_{ei} est la constante de couplage pour la fréquence de collisions électrons-ions pour traiter la relaxation d'énergie entre ces deux populations. W_{las} , W_{rad} et W_{fus} sont respectivement les termes d'énergie de laser, radiative, et de fusion.

Au cours des travaux expérimentaux de cette thèse, ce modèle a été employé pour restituer les processus d'implosion de la cible cylindrique par laser (Chapitre 4) et la propagation des ondes de choc générées par laser (Chapitre 5 et 6).

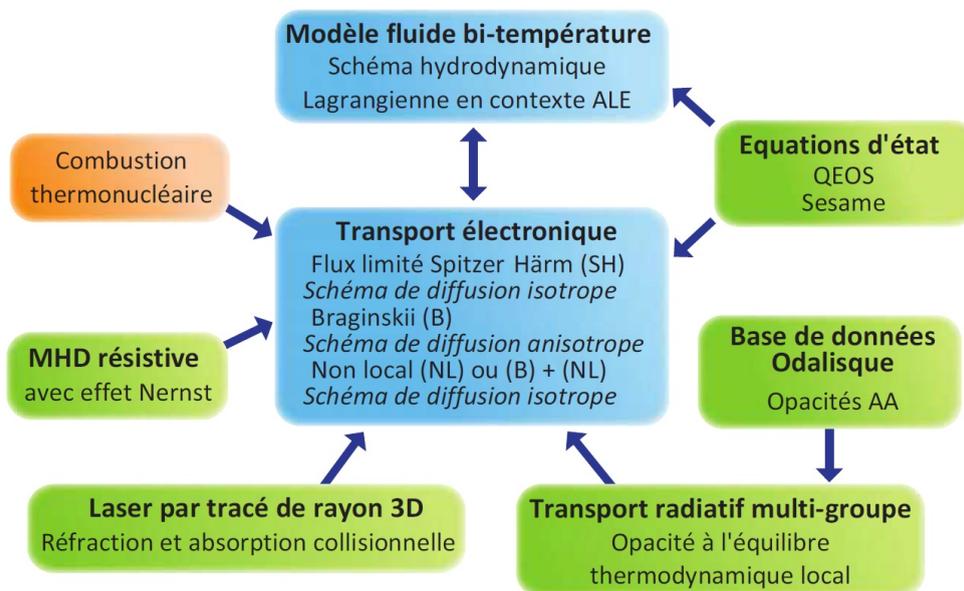


FIGURE 103 – Principaux modules de physique du code CHIC

8.2 Le code de transport hybride M1

Cette fois, nous avons utilisé un modèle réduit appelé M1 [77] pour simuler le transport des électrons rapides. C'est un modèle qui permet un couplage rapide entre le transport des électrons et l'hydrodynamique en incluant la magnétohydrodynamique [78] en décrivant la distribution d'énergie des électrons. Dans ce modèle, nous prenons en compte les effets collectifs avec les champs électromagnétiques auto-générés aussi bien que les effets collisionnels avec l'amortissement et la diffusion des faisceaux des électrons rapides.

L'idée principale du code M1 consiste à résoudre les deux premiers termes des moments angulaires de l'équation Vlasov-Fokker-Planck (129). Cela nous permet de fermer l'ensemble des équations en évaluant le moment angulaire de deuxième ordre de la fonction de distribution nécessaire dans l'équation de moment angulaire du 1^{er} ordre.

$$\frac{\partial f_b}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot \left(\frac{\mathbf{p}}{\gamma m_e} f_b \right) + \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} \cdot \left[e \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{p}}{\gamma m_e c} \times \mathbf{B} f_b \right) f_b \right] = \sum_{\alpha} C_{\alpha}[f_{\alpha}] \quad (129)$$

$f_b(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ est la fonction de distribution des électrons relativistes. Le terme $C_{\alpha}[f_{\alpha}]$ est l'opérateur de l'intégral des collisions de Boltzmann.

Lorsque un faisceau d'électrons rapides se propage à travers le plasma, un courant de retour est induit. Ce courant de retour crée des champs magnétiques.

En considérant que le courant est neutralisé, on ignore le courant de déplacement dans l'équation de Maxwell-Ampère :

$$\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} (j_e + j_b) \quad (130)$$

La dynamique du plasma est décrite par la loi d'ohm généralisée :

$$\mathbf{E} = \eta \mathbf{j}_e - \frac{1}{n_e e} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} (n_e T_e) \quad (131)$$

Afin de prendre en compte le champ électrique induit, l'équation Maxwell-Faraday doit être ajoutée.

$$\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (132)$$

Les équations (130), (131) et (132) fournissent des équations des champs électromagnétiques :

$$\mathbf{E} = \eta \mathbf{j}_b + \frac{\eta c}{4\pi} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \times \mathbf{B} - \frac{1}{n_e e} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} (n_e T_e) \quad (133)$$

et

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} B_\theta + c \nabla \left[- \left(\frac{j_{pe}}{-en_{pe}} + V_{Nernst} + V \right) \times B_\theta \right] \\ = \frac{c}{-en_{pe}} (\nabla T_{pe}) \times \nabla T_e - c \nabla \left(\frac{1}{\sigma} \right) \times j_{pe} - \frac{c}{\sigma} \nabla \times j_{pe} \end{aligned} \quad (134)$$

Dans cette formule, B_θ est le champ magnétique azimutal. Cette formule contient trois sources du champ magnétique : la source de plasma, la source de conduction, et la source de courant. Le premier terme est négligeable pour des impulsions laser picosecondes. La seconde dépend des gradients de résistivité électrique. La dernière source dépend du gradient du courant radial.

Références

- [1] D BATANI, H STABILE, A RAVASIO, G LUCCHINI, F STRATI, T DESAI, J ULLSCHMIED, E KROUSKY, J SKALA, L JUHA *et al.* : Ablation pressure scaling at short laser wavelength. *Physical Review E*, 68(6) :067403, 2003.
- [2] Max TABAK, James HAMMER, Michael E GLINSKY, William L KRUER, Scott C WILKS, John WOODWORTH, E Michael CAMPBELL, Michael D PERRY et Rodney J MASON : Ignition and high gain with ultrapowerful lasers*. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 1(5) :1626–1634, 1994.
- [3] S ATZENI, X RIBEYRE, G SCHURTZ, AJ SCHMITT, B CANAUD, R BETTI et LJ PERKINS : Shock ignition of thermonuclear fuel : principles and modelling. *Nuclear Fusion*, 54(5) :054008, 2014.
- [4] FJ McCLUNG et RW HELLWARTH : Giant optical pulsations from ruby. *Journal of Applied Physics*, 33(3) :828–829, 1962.
- [5] L. E. HARGROVE, R. L. FORK et M. A. POLLACK : Locking of hene laser modes induced by synchronous intracavity modulation. *Applied Physics Letters*, 5(1) :4–5, 1964.
- [6] A DUBIETIS, G JONUŠAUSKAS et A PISKARSKAS : Powerful femtosecond pulse generation by chirped and stretched pulse parametric amplification in bbo crystal. *Optics Communications*, 88(4) :437–440, 1992.
- [7] Krueer WILLIAM L : The physics of laser plasma interactions, the advanced book program. *ISBN 0-8133-4083-7*, page 52, 2003.
- [8] K. Eidmann AGM MAASWINKEL et R. SIGEL : *Physical review letters*, 42 :1625, 1979.
- [9] F BRUNEL : Not-so-resonant, resonant absorption. *Physical Review Letters*, 59(1) :52, 1987.
- [10] K. TANAKA, L. M. GOLDMAN, W. SEKA, M. C. RICHARDSON, J. M. SOURES et E. A. WILLIAMS : Stimulated raman scattering from uv-laser-produced plasmas. *Phys. Rev. Lett.*, 48 :1179–1182, Apr 1982.
- [11] R. L. KECK, L. M. GOLDMAN, M. C. RICHARDSON, W. SEKA et K. TANAKA : Observations of high-energy electron distributions in laser plasmas. *Physics of Fluids*, 27(11) :2762–2766, 1984.

RÉFÉRENCES

- [12] A. CHIROKIKH, W. SEKA, A. SIMON, R. S. CRAXTON et V. T. TIKHONCHUK : Stimulated brillouin scattering in long-scale-length laser plasmas. *Physics of Plasmas*, 5(4) :1104–1109, 1998.
- [13] K. B. WHARTON, R. K. KIRKWOOD, S. H. GLENZER, K. G. ESTABROOK, B. B. AFEYAN, B. I. COHEN, J. D. MOODY, B. J. MACGOWAN et C. JOSHI : Observation of resonant energy transfer between identical-frequency laser beams. *Physics of Plasmas*, 6(5) :2144–2149, 1999.
- [14] Yoshiaki KATO, K MIMA, N MIYANAGA, S ARINAGA, Y KITAGAWA, M NAKATSUKA et C YAMANAKA : Random phasing of high-power lasers for uniform target acceleration and plasma-instability suppression. *Physical Review Letters*, 53(11) :1057, 1984.
- [15] S SKUPSKY, RW SHORT, T KESSLER, RS CRAXTON, S LETZRING et JM SOURES : Improved laser-beam uniformity using the angular dispersion of frequency-modulated light. *Journal of Applied Physics*, 66(8) :3456–3462, 1989.
- [16] Hans BETHE : Bremsformel für elektronen relativistischer geschwindigkeit. *Zeitschrift für Physik*, 76(5-6) :293–299, 1932.
- [17] H BETHE : *Handbuch für Physik*, 24/2, 1933.
- [18] Chr MØLLER : Zur theorie des durchgangs schneller elektronen durch materie. *Annalen der Physik*, 406(5) :531–585, 1932.
- [19] SM SELTZER et MJ BERGER : Transmission and reflection of electrons by foils. *Nuclear Instruments and Methods*, 119 :157–176, 1974.
- [20] Enrico FERMI : The ionization loss of energy in gases and in condensed materials. *Physical Review*, 57(6) :485, 1940.
- [21] RM STERNHEIMER, SM SELTZER et MJ BERGER : Density effect for the ionization loss of charged particles in various substances. *Physical review B*, 26(11) :6067, 1982.
- [22] RM STERNHEIMER : Density effect for the ionization loss of charged particles. *Physical Review*, 145(1) :247, 1966.
- [23] Yakov Boris ZEL'DOVICH et Yu P RAIZER : Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamic phenomena. 2002.
- [24] Richard M MORA : Plasma processes ih mon-ideal plasmas. 1986.
- [25] DR BATES : Ion-ion recombination in an ambient gas. *Advances in atomic and molecular physics*, 20 :1–40, 1985.
- [26] E. NARDI et Z. ZINAMON : Energy deposition by relativistic electrons in high-temperature targets. *Phys. Rev. A*, 18 :1246–1249, Sep 1978.

RÉFÉRENCES

- [27] David PINES et David BOHM : A collective description of electron interactions : Ii. collective vs individual particle aspects of the interactions. *Physical Review*, 85(2) :338, 1952.
- [28] Hans BETHE et Walter HEITLER : On the stopping of fast particles and on the creation of positive electrons. *In Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, volume 146, pages 83–112. The Royal Society, 1934.
- [29] Gregor WENTZEL : Über strahlungslose quantensprünge. *Zeitschrift für Physik*, 40 :540, 1927.
- [30] F SALVAT, JM FERNÁNDEZ-VAREA, J SEMPAY et X LLOVET : Monte carlo simulation of bremsstrahlung emission by electrons. *Radiation Physics and Chemistry*, 75(10) : 1201–1219, 2006.
- [31] Stephen M SELTZER et Martin J BERGER : Bremsstrahlung energy spectra from electrons with kinetic energy 1 keV–10 GeV incident on screened nuclei and orbital electrons of neutral atoms with $Z=1-100$. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 35(3) :345–418, 1986.
- [32] BP NIGAM, MK SUNDARESAN et Ta-You WU : Theory of multiple scattering : second born approximation and corrections to moliere’s work. *Physical Review*, 115(3) :491, 1959.
- [33] Gert MOLIERE : Theorie der streuung schneller geladener teilchen ii mehrfach-und vielfachstreuung. *Zeitschrift für Naturforschung A*, 3(2) :78–97, 1948.
- [34] HA BETHE : Moliere’s theory of multiple scattering. *Physical Review*, 89(6) :1256, 1953.
- [35] Saunderson GOUDSMIT et JL SAUNDERSON : Multiple scattering of electrons. *Physical Review*, 57(1) :24, 1940.
- [36] Laurent GREMILLET : *Etude théorique et expérimentale du transport des électrons rapides dans l’interaction laser-solide à très haut flux*. Thèse de doctorat, 2001.
- [37] Arnaud DEBAYLE : *Theoretical study of Ultra High Intensity laser-produced high-current relativistic electron beam transport through solid targets*. Thèse de doctorat, Bordeaux 1, 2008.
- [38] Hannes ALFVÉN : On the motion of cosmic rays in interstellar space. *Physical Review*, 55(5) :425, 1939.
- [39] DA HAMMER et N ROSTOKER : Physics fluids 13. 1831, 1970.

- [40] Roswell LEE et RN SUDAN : Return current induced by a relativistic beam propagating in a magnetized plasma. *Physics of Fluids (1958-1988)*, 14(6) :1213–1225, 1971.
- [41] JR DAVIES : Alfvén limit in fast ignition. *Physical Review E*, 69(6) :065402, 2004.
- [42] JR DAVIES, AR BELL, MG HAINES et SM GUERIN : Short-pulse high-intensity laser-generated fast electron transport into thick solid targets. *Physical Review E*, 56(6) :7193, 1997.
- [43] F PÉREZ, A DEBAYLE, J HONRUBIA, M KOENIG, D BATANI, SD BATON, FN BEG, C BENEDETTI, E BRAMBRINK, S CHAWLA *et al.* : Magnetically guided fast electrons in cylindrically compressed matter. *Physical review letters*, 107(6) :065004, 2011.
- [44] DG YAKOVLEV et VA URPIN : Thermal and electrical conductivity in white dwarfs and neutron stars. *Soviet Astronomy*, 24 :303, 1980.
- [45] N ASHCROFT et N David MERMIN : Physiques des solides. édition. *EDP sciences*, 2002.
- [46] Lyman SPITZER JR : Physics of fully ionized gases (interscience, new york, 1962). *Chap, b*, page 143, 1965.
- [47] K EIDMANN, J Meyer-ter VEHN, Th SCHLEGEL et S HÜLLER : Hydrodynamic simulation of subpicosecond laser interaction with solid-density matter. *Physical Review E*, 62(1) :1202, 2000.
- [48] Benoit CHIMIER : *Modélisation des processus physiques hors équilibres de l'interaction d'une impulsion laser sub-picoseconde avec une cible métallique*. Thèse de doctorat, PhD thesis, 2008.
- [49] JR DAVIES : Electric and magnetic field generation and target heating by laser-generated fast electrons. *Physical Review E*, 68(5) :056404, 2003.
- [50] Xavier VAISSEAU : *Experimental study of fast electron transport in dense plasmas*. Thèse de doctorat, Bordeaux, 2014.
- [51] Stephen P HATCHETT, Curtis G BROWN, Thomas E COWAN, Eugene A HENRY, Joy S JOHNSON, Michael H KEY, Jeffrey A KOCH, A Bruce LANGDON, Barbara F LASINSKI, Richard W LEE *et al.* : Electron, photon, and ion beams from the relativistic interaction of petawatt laser pulses with solid targets. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 7(5) :2076–2082, 2000.
- [52] VT TIKHONCHUK : Interaction of a beam of fast electrons with solids. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 9(4) :1416–1421, 2002.
- [53] Oscar BUNEMAN : Dissipation of currents in ionized media. *Physical Review*, 115(3) : 503, 1959.

RÉFÉRENCES

- [54] Erich S WEIBEL : Spontaneously growing transverse waves in a plasma due to an anisotropic velocity distribution. *Physical Review Letters*, 2(3) :83, 1959.
- [55] JC ADAM, A HÉRON et G LAVAL : Dispersion and transport of energetic particles due to the interaction of intense laser pulses with overdense plasmas. *Physical review letters*, 97(20) :205006, 2006.
- [56] A DEBAYLE, JJ HONRUBIA, E D'HUMIERES et VT TIKHONCHUK : Divergence of laser-driven relativistic electron beams. *Physical Review E*, 82(3) :036405, 2010.
- [57] Antoine BRET, M-C FIRPO et Claude DEUTSCH : Collective electromagnetic modes for beam-plasma interaction in the whole k space. *Physical Review E*, 70(4) :046401, 2004.
- [58] Han S UHM : Theory of the filamentation instability in an intense electron beam propagating through a collisional plasma. *Physics of Fluids (1958-1988)*, 26(10) : 3098–3106, 1983.
- [59] M TEMPORAL, S ATZENI, D BATANI et M KOENIG : Analysis of the impedance mismatch effect in foam-solid targets compressed by laser-driven shock waves. *The European Physical Journal D-Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics*, 12(3) : 509–511, 2000.
- [60] NGJ MOSELEY : lithe high frequency spectra of the elements, ii phil. *Mag*, 26(1024) :27, 1913.
- [61] A PAK, G GREGORI, J KNIGHT, K CAMPBELL, D PRICE, B HAMMEL, OL LANDEN et SH GLENZER : X-ray line measurements with high efficiency bragg crystals. *Review of Scientific Instruments*, 75(10) :3747–3749, 2004.
- [62] Daniel B SINARS, Guy R BENNETT, David F WENGER, Michael E CUNEO et John L PORTER : Evaluation of bent-crystal x-ray backlighting and microscopy techniques for the sandia z machine. *Applied optics*, 42(19) :4059–4071, 2003.
- [63] Perez F : *Etude du transport des électrons suprathermiques en milieu solide ou comprimé dans le cadre de l'allumeur rapide*. Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique, 2010.
- [64] C. D. CHEN, J. A. KING, M. H. KEY, K. U. AKLI, F. N. BEG, H. CHEN, R. R. FREEMAN, A. LINK, A. J. MACKINNON, A. G. MACPHEE, P. K. PATEL, M. PORKOLAB, R. B. STEPHENS et L. D. VAN WOERKOM : A bremsstrahlung spectrometer using k-edge and differential filters with image plate dosimetersa). *Review of Scientific Instruments*, 79(10), 2008.

- [65] LM BARKER et KW SCHULER : Correction to the velocity-per-fringe relationship for the visar interferometer. *Journal of Applied Physics*, 45(8) :3692–3693, 1974.
- [66] P. M. CELLIERS, D. K. BRADLEY, G. W. COLLINS, D. G. HICKS, T. R. BOEHLY et W. J. ARMSTRONG : Line-imaging velocimeter for shock diagnostics at the omega laser facility. *Review of Scientific Instruments*, 75(11) :4916–4929, 2004.
- [67] D DEL SORBO, Y ARIKAWA, D BATANI, F BEG, J BREIL, H CHEN, JL FEUGEAS, S FUJIOKA, S HULIN, M KOGA *et al.* : Approach to the study of fast electron transport in cylindrically imploded targets. *Laser and Particle Beams*, 33(03) :525–534, 2015.
- [68] Kiminori KONDO, Hirohito MAEDA, Yoshikazu HAMA, Satoshi MORITA, Arnaud ZOUBIR, Ryosuke KODAMA, Kazuo A TANAKA, Yoneyoshi KITAGAWA et Yasukazu IZAWA : Control of amplified optical parametric fluorescence for hybrid chirped-pulse amplification. *JOSA B*, 23(2) :231–235, 2006.
- [69] Takahiro NAGAI, Mitsuo NAKAI, Yasunobu ARIKAWA, Yuki ABE, Sadaoki KOJIMA, Shohei SAKATA, Hiroaki INOUE, Shinsuke FUJIOKA, Hiroyuki SHIRAGA, Nobuhiko SARUKURA *et al.* : The development of the neutron detector for the fast ignition experiment by using lfex and gekko xii facility.
- [70] L HALLO, M OLAZABAL-LOUMÉ, X RIBEYRE, V DRÉAN, G SCHURTZ, JL FEUGEAS, J BREIL, Ph NICOLAÏ et PH MAIRE : Hydrodynamic and symmetry safety factors of hiper’s targets. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 51(1) :014001, 2008.
- [71] Jérôme BREIL, Stéphane GALERA et Pierre-Henri MAIRE : Multi-material ale computation in inertial confinement fusion code chic. *Computers & Fluids*, 46(1) : 161–167, 2011.
- [72] H NAKAMURA, Y SENTOKU, T MATSUOKA, K KONDO, M NAKATSUTSUMI, T NORIMATSU, H SHIRAGA, KA TANAKA, T YABUCHI et R KODAMA : Fast heating of cylindrically imploded plasmas by petawatt laser light. *Physical review letters*, 100(16) :165001, 2008.
- [73] FN BEG, AR BELL, AE DANGOR, CN DANSON, AP FEWS, ME GLINSKY, BA HAMMEL, P LEE, PA NORREYS et Ma TATARAKIS : A study of picosecond laser–solid interactions up to 10¹⁹ w cm⁻². *Physics of Plasmas (1994-present)*, 4(2) :447–457, 1997.
- [74] Marion LAFON : *Étude du schéma d’allumage par choc en fusion par confinement inertiel*. Thèse de doctorat, Bordeaux 1, 2011.
- [75] JE MILLER, TR BOEHLY, A MELCHIOR, DD MEYERHOFER, PM CELLIERS, JH EGERT, DG HICKS, CM SORCE, JA OERTEL et PM EMMEL : Streaked optical

RÉFÉRENCES

- pyrometer system for laser-driven shock-wave experiments on omega. *Review of Scientific Instruments*, 78(3) :034903, 2007.
- [76] Matthew P GRUMBACH et Richard M MARTIN : Phase diagram of carbon at high pressures and temperatures. *Physical review B*, 54(22) :15730, 1996.
- [77] Michaël TOUATI, JL FEUGEAS, Ph NICOLAÏ, JJ SANTOS, L GREMILLET et VT TIKHONCHUK : A reduced model for relativistic electron beam transport in solids and dense plasmas. *New Journal of Physics*, 16(7) :073014, 2014.
- [78] Ph NICOLAÏ, J-L FEUGEAS, C REGAN, M OLAZABAL-LOUMÉ, J BREIL, B DUBROCA, J-P MORREEUW et V TIKHONCHUK : Effect of the plasma-generated magnetic field on relativistic electron transport. *Physical Review E*, 84(1) :016402, 2011.