



HAL
open science

Génération de très hautes pressions d'ablation laser et de chocs forts pour l'allumage des réactions de fusion nucléaire

Emma Llor Aisa

► **To cite this version:**

Emma Llor Aisa. Génération de très hautes pressions d'ablation laser et de chocs forts pour l'allumage des réactions de fusion nucléaire. Physique des Hautes Energies - Théorie [hep-th]. Université de Bordeaux, 2017. Français. NNT : 2017BORD0013 . tel-01515938

HAL Id: tel-01515938

<https://theses.hal.science/tel-01515938>

Submitted on 28 Apr 2017

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 **Emma LLOR AISA**

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

SPÉCIALITÉ : Astrophysique, Plasmas, Nucléaire

**Génération de très hautes pressions d'ablation
laser et de chocs forts pour l'allumage des
réactions de fusion nucléaire**

Date de soutenance : 17 Février 2017

Devant la commission d'examen composée de :

Benoît CANAUD	Chercheur, CEA Bruyères Le Châtel	Rapporteur
François AMIRANOFF	Directeur de recherche, CNRS, LULI	Rapporteur
Michèle RAYNAUD	Directeur de recherche, CEA, LSI	Examineur
Serge BOUQUET	Directeur de recherche, CEA Bruyères Le Châtel	Examineur
Vladimir TIKHONCHUK	Professeur, Université de Bordeaux	Directeur de thèse
Xavier RIBEYRE	Chercheur, CEA, CELIA	Co-directeur de thèse

*A mi abuela Fina,
A mi abuelo Antonio...*

Remerciements

J'adresse mes respectueux remerciements à mes rapporteurs de thèse, Benoît Canaud et François Amiranoff, dont la lecture détaillée m'a permis d'améliorer la qualité de ce manuscrit. Je remercie également les autres membres du jury, Serge Bouquet et Michèle Raynaud pour les remarques constructives et tout l'intérêt porté à mon travail.

Tout le long de mes études, et en particulier pendant ces trois années de thèse, je ne pouvais pas arrêter de penser aux paroles que mon grand père Antonio me répétait constamment: "respecte tes professeurs autant que tu respectes tes parents car c'est eux qui te permettront de réaliser tes rêves". En effet, n'ayant pas pu aller à l'école car obligés de travailler dès leurs enfances, mes grands parents Fina et Antonio ont tout fait, tout donné, pour me donner la chance qu'eux n'avaient pas eue. J'espère avoir été à la hauteur de vos efforts et que, là où vous êtes, vous êtes fiers de moi. Vos paroles sont toujours présentes.

Je tiens donc à remercier profondément mes directeurs de thèse Xavier Ribeyre et Vladimir Tikhonchuk. Vous m'avez donné la chance de faire une thèse dans un contexte optimal. Vous m'avez toujours poussé à faire plus et à faire mieux. Mais la réussite d'une thèse ne repose pas uniquement sur la qualité du travail, mais également sur les qualités humaines des directeurs. Et je peux affirmer que sans votre soutien je n'aurais jamais pu arriver au bout. Xavier, je te remercie pour toutes ces conversations, qui ont été nombreuses, où tu m'as remonté le moral, tu m'as encouragé et où tu as essayé de me redonner confiance en moi. Vraiment, merci.

Je remercie également Marcel Fernandez, qui depuis le collège m'a rendu amoureux des mathématiques, Isabelle Gohin, qui m'a appris la rigueur et la méthode, et Juan Navarro qui faisait de chaque cours de mathématiques un vrai moment de bonheur. Pendant mes années de fac, je n'oublierai jamais les cours puis les stages effectués avec Caterina Riconda puis Michèle Raynaud, qui m'ont fait découvrir cet univers fabuleux de l'interaction laser-plasma.

J'ai eu la chance d'effectuer cette thèse dans le CELIA, qui est un environnement exceptionnel pour travailler. Je remercie Philippe Balcou et Eric Mevel pour leur accueil; Edouard, pour ton temps, tes encouragements et ton aide avec le code CHIC; Thanh-Ha, pour ta disponibilité, ton aide et ta bonne humeur; Alexis, ta *discretion* quand tu venais dans le bureau m'a souvent fait gueuler, mais je ne peux pas nier que tu mettais l'ambiance; Céline, Manue, Sonia et Sophie, vous avez toujours été attentionnées et patientes; le service informatique qui a eu énormément de travail avec moi, puis finalement tous les gens avec qui j'ai partagé un moment autour d'un

café.

Mais avouons-le, le meilleur du CELIA sont ses doctorants! J'ai partagé de très bons moments à côté de Gabriel, Sébastien, Michaël, Barth (et la poule), Jonathan et Mathieu et les soirées de débauche en Crète. Arnaud, j'ai eu la chance de travailler avec toi et tu as fait preuve d'une patience infinie! Julien, tu sais que je ne peux pas te supporter, mais je me dois quand même de te mentionner... Non, sérieusement, tu as toujours été là pour m'écouter pleurnicher, crier sur mon ordi, me faire rire et me taquiner. J'espère être à la hauteur de tes moqueries quand tu commenceras ta rédaction.

Alexandra, je ne sais pas comment te remercier pour tout ce que tu as fait pour moi. Tu me disais que tu espérais que notre amitié continuerai au-delà de la thèse et je pense qu'on a tenu le pari. Tu m'as aidé jusqu'au bout, et maintenant que je te rejoins dans cette vie "après thèse", j'espère qu'on pourra atteindre et partager cet épanouissement personnel et professionnel duquel on a autant parlé.

Mokrane... Que dire? C'est toi qui devrait me remercier de t'avoir supporté toi et tes *mokranades* pendant trois ans! Néanmoins, je suis quand même reconnaissante pour ton soutien. Je dois avouer que tu as toujours été à l'écoute et tu n'étais pas un si mauvais co-bureau... Toutes ces soirées à traîner dans les bars étaient finalement assez amusantes, tu cuisines plutôt bien et parfois tu étais drôle, même si je préfère garder en mémoire la soirée où on a regardé les sketches de Gad Elmaleh. Enfin bref, une chose est sûre, je n'oublierai jamais.

Heureusement la vie ne s'arrêtait pas aux murs du CELIA (bon, en tout cas pas totalement). J'ai pu compter sur *radio patio*, composée de Luna, Lucia, Irene, Clara, Luci et Laura qui, après 25 ans d'amitié (et oui, depuis la petite section maternelle), ont toujours des ragots juteux à mettre sur la table; mes cousins et cousines Manuel, Antonio, Claudia, Alejandro, Ana et Clara qui, en tant que fille unique, je considère comme mes frères et soeurs; Antonin B., excellent colocataire et meilleur compagnon de fête; Antonin M. et sa vie de fous; ma famille, tantes, oncles et ma grand-mère Joaquina et finalement ceux qui nous ont quitté trop tôt pour voir cette page se tourner: mon grand-père Antonio, ma grand-mère Fina et Pepe.

Je remercie infiniment mes parents, qui m'ont soutenu quand à 18 ans j'ai voulu partir dans un autre pays faire mes études. Vous avez toujours été présents, vous m'avez aidé et vous m'avez donné tous les outils pour réussir. J'apprécie aussi tous vos efforts pour essayer de comprendre les sujets sur lesquels je travaillais. Je vous aime.

Finalement, je cherche les bons mots pour remercier Evasio, mais j'ai du mal à les trouver. Tu as tout fait pour moi. Tout. Et je crois qu'un mot, phrase ou même chapitre serait insuffisant pour exprimer toute la reconnaissance que j'éprouve. Je vais donc essayer de te la montrer jour après jour.

Résumé

Le schéma d'allumage par choc est une approche prometteuse pour obtenir de l'énergie à grande échelle. Cependant, ce schéma requiert des pressions d'ablation laser de l'ordre de 300-400 Mbar pour atteindre l'allumage. L'objectif de cette thèse est de mieux comprendre la physique sous-jacente de la génération de ces pressions très élevées par les mécanismes du transport de l'énergie par les électrons énergétiques dans un régime d'intensité laser entre un et dix petawatt par cm^2 . Au cours de cette thèse il a été établi un modèle permettant de calculer la pression du choc induit par les électrons chauds et le temps de sa formation pour une distribution en énergie d'électrons et un profil de densité de plasma arbitraire. Nous montrons que la distribution en énergie d'électrons plus étendue conduit à un dépôt en énergie plus homogène ce qui implique un temps de formation du choc plus long et une diminution de la force du choc. Ces conséquences sont à prendre en compte pour le design des cibles pour l'allumage par choc. L'extension de ce modèle au cas d'un plasma inhomogène montre que la couronne de faible densité diminue l'énergie des électrons rapides et donc la quantité d'énergie déposée dans la cible comprimée. Ceci conduit à une réduction du temps nécessaire à la formation du choc, de la pression du choc et de l'efficacité de la conversion de l'énergie des électrons vers l'onde de choc. Ce modèle théorique nous permet d'interpréter l'expérience de la génération d'un choc sphérique sur l'installation laser OMEGA. Grâce à la comparaison des simulations numériques d'un tir représentatif aux résultats expérimentaux nous avons caractérisé la source d'électrons ainsi que la pression et la dynamique du choc. Enfin, nous proposons un design préliminaire de l'expérience sur le rôle des électrons chauds dans la création d'un choc plan sur l'installation LMJ-PETAL.

Mots clés: interaction laser-plasma, allumage par choc, fusion par confinement inertiel, pression d'ablation, chocs, électrons chauds

Abstract

The Shock Ignition (SI) scheme is a promising approach to obtaining energy on a large scale. However, this scheme needs ablation pressures in the range of 300-400 Mbar to reach ignition. The objective of this thesis is therefore to better understand the underlying physics of high pressure generation by energetic electrons in a regime of intensity between one and ten petawatt per cm^2 . In this thesis, a model has been established for calculating the shock pressure generated by hot electrons and the time of its formation for an arbitrary electron energy distribution and plasma density profile. It is shown that a broader electron energy distribution leads to a more homogeneous energy deposition which implies a longer shock time formation and a reduction of the shock strength. These consequences should be taken into account in shock ignition target design. The extension of this model to the case of an inhomogeneous plasma shows that the low density corona decreases fast electrons energy and then the amount of energy deposited in the compressed target. This leads to a reduction of the time needed for the shock formation, of the shock pressure and the energy invested in the shock. This theoretical model allows us to interpret the experiment performed in spherical geometry on the OMEGA laser facility. The comparison between numerical simulations and experimental results allow us to characterize the electron source as well as shock pressure and dynamic. Finally, we propose a preliminary design of an experiment to explore the hot electron role in shock generation in planar geometry on the LMJ-PETAL laser facility.

Keywords: laser-plasma interaction, shock ignition, inertial confinement fusion, ablation pressure, shocks, hot-electrons

Table des matières

Table des matières	xi
1 Introduction	1
1.1 La fusion par confinement inertiel	2
1.2 Bref historique de l'énergie de fusion	4
1.3 Deux approches différentes: attaque directe ou indirecte	6
1.3.1 Attaque directe	6
1.3.2 Attaque Indirecte	8
1.4 Schémas alternatifs	8
1.4.1 Allumage rapide	9
1.4.2 Allumage par choc	11
1.5 Motivation de la thèse, état de l'art	13
1.6 Organisation du manuscrit	17
2 Hydrodynamique et ondes de choc	19
2.1 Dynamique des gaz parfaits	19
2.2 Equations fluides	21
2.2.1 Conservation de la masse	21
2.2.2 Conservation de l'impulsion	21
2.2.3 Conservation de l'énergie	22
2.3 Formation de l'onde de choc	22
2.3.1 Les ondes sonores	23
2.3.2 Ondes de détente/compression	24
Les invariants de Riemann	24
Onde de détente/onde de compression	28
2.3.3 Les ondes de choc	29
Relations de Rankine-Hugoniot	30
Chocs faibles/Chocs forts	35
2.4 Conclusion	35
3 Génération de hautes pressions d'ablation par des électrons	37
3.1 Interaction laser plasma	37
3.1.1 Absorption collisionnelle	38
3.1.2 Absorption résonnante	41
3.1.3 Transport thermique	43

3.1.4	Régime d'ablation par les électrons thermiques et séparation hydrodynamique.	44
	Mécanisme d'ablation par électrons thermiques	44
	Séparation hydrodynamique	47
3.2	Régime d'ablation par des électrons suprathermiques	51
3.2.1	Les instabilités paramétriques	51
	Diffusion Raman stimulée	53
	Diffusion Brillouin stimulée	54
	Décomposition en deux plasmons	55
	Accélération d'électrons par une onde plasma	56
3.2.2	Dynamique du choc généré par un faisceau d'électrons chauds	58
	Première phase: le loading time	60
	Deuxième phase: lois d'échelles au moment de la formation du choc	62
3.3	Conclusion	64
4	Génération de choc par un faisceau d'électrons dans un plasma dense	67
4.1	Dépôt d'énergie par les électrons rapides dans un plasma dense homogène	68
4.1.1	Equation cinétique des électrons	68
4.1.2	Chauffage d'un plasma par un faisceau d'électrons énergétiques	70
4.1.3	Génération d'une onde de choc par des électrons chauds	73
	Hydrodynamique d'une zone chauffée et critère pour la formation du choc	73
4.1.4	Simulations numériques de la formation du choc	76
	Génération de l'onde de choc	76
	Evolution temporelle de la force du choc	83
	Energie transportée par le choc	84
	Application au schéma d'allumage par choc	86
	Conclusion partielle	88
4.2	Génération de choc par un faisceau d'électrons dans un plasma inhomogène	89
4.2.1	Onde de choc générée par un faisceau d'électrons rapides dans une cible inhomogène	89
	Dynamique de la formation du choc dans le plasma principal	91
	Hydrodynamique du préplasma	96
	Profils hydrodynamiques	101
	Energie investie dans le choc	106
4.2.2	Conclusion partielle	108
4.3	Conclusion	108
5	Génération de chocs et expériences	111
5.1	"Strong Spherical Shock campaign": étude d'un choc sphérique sur OMEGA	112

5.1.1	Description de OMEGA	112
5.1.2	Premiers résultats de la SSS campaign	112
5.1.3	Etude d'un tir caractéristique: résultats expérimentaux	116
5.1.4	Résultats numériques: étude du tir #73648	120
	Comparaison CHIC-LILAC	121
	Cible et impulsion laser	123
	Bilan d'énergie	125
	Émission du flash du rayonnement X	128
	Dynamique des chocs et pression d'ablation	129
	Effet du préchauffage	132
	Effet du TPD	135
	Comparaison avec le modèle analytique	136
5.1.5	Conclusion partielle	138
5.2	Proposition expérimentale pour LMJ/PETAL: étude d'un choc plan	139
5.2.1	Description de LMJ/PETAL	141
5.2.2	Mise en place expérimentale	143
	Impulsion laser et cibles	144
	Diagnostics	144
5.2.3	Modélisation numérique	145
	Génération d'un choc dans la cible CH avec et sans électrons rapides	147
	Sans électrons chauds	147
	Avec électrons chauds 50 keV	148
	Avec électrons chauds 100 keV	149
	Effet les traceurs sur la génération de choc	152
	Sans électrons chauds	152
	Avec électrons chauds 50 keV	153
5.2.4	Conclusion partielle	153
5.3	Conclusion	154
6	Conclusion	157
	Annexe	161
	Bibliographie	167

Chapitre 1

Introduction

Le besoin d'énergie est une évidence depuis le début de la vie elle-même. Les organismes, pour grandir, se développer et se reproduire ont besoin d'énergie. L'Homme a donc, depuis le début de son existence, essayé de trouver de nouveaux mécanismes pour satisfaire ses besoins, de plus en plus croissants. Il a ainsi découvert que son environnement était un grand réservoir de matières premières qu'il pouvait transformer en chaleur au début, en lumière, en électricité et en force.

A l'heure actuelle et depuis le milieu du XIX siècle les sources d'énergie majoritaires sont le pétrole, le charbon et le gaz. À elles seules représentent 98% des énergies utilisées par l'homme. Ces énergies sont dites fossiles. En effet elles sont obtenues à partir de matières premières, provenant de la fossilisation des êtres vivants, d'où leur nom. Malheureusement, même si elles sont abondantes, elles sont non renouvelables. Leur stock étant fini et leur utilisation très polluante, les hommes ont été obligés, à fin de préserver l'environnement et pouvoir subvenir à ses besoins de plus en plus importants, de s'orienter vers de nouveaux modes de production d'énergie. Cette transition énergétique a pris deux directions.

D'un côté ils ont décidé de profiter des phénomènes naturels, qui eux fournissent des énergies dont leur consommation ne diminue pas sa ressource à l'échelle humaine (l'éolien, le solaire, l'hydroélectrique, le bois...). L'exploitation de ces énergies propres étant encore largement insuffisante, les hommes ont dû se tourner en parallèle vers une autre source d'énergie: le nucléaire.

Il y a deux façons d'obtenir l'énergie à partir de noyaux d'atomes: la fission et la fusion nucléaire. La fission nucléaire (i.e. "casser" des atomes), représente beaucoup moins de contraintes technologiques et a été exploitée très tôt, depuis le milieu du XX siècle, par les hommes dans les centrales nucléaires. Cette énergie provient d'une matière première qu'est l'uranium. C'est donc également une énergie fossile avec une réserve finie, mais elle est considérée comme une alternative car dans sa production il n'y a pas d'émission de CO₂ et il y a des stocks très importants de matériaux fissiles. Elle a permis à la France de devenir indépendante énergétiquement depuis plus de 50 ans. Néanmoins elle représente un problème de sécurité et de stockage des déchets radioactifs, comme certaines catastrophes récentes peuvent en témoigner (Tchernobyl (1986), Fukushima (2011)...). La fusion nucléaire au contraire ne produit pas de déchets radioactifs d'une longue durée de vie, mais malgré

de nombreuses recherches dans le domaine, les chercheurs n'ont pas pu encore faire de ce moyen de générer de l'énergie une réalité.

Dans ce chapitre nous présentons la fusion par confinement inertiel (FCI) (Section 1.1). À travers un bref rappel historique (Section 1.2), nous introduisons deux différentes approches en FCI: l'attaque directe et l'attaque indirecte (Section 1.3). Dans la Section 1.4 nous présentons les schémas d'allumage alternatifs: l'allumage rapide et l'allumage par choc, ce dernier étant l'axe central de la thèse. Ensuite nous exposons dans la Section 1.5 le contexte de notre travail et nous finissons dans la Section 1.6 en explicitant les différents chapitres de ce manuscrit.

1.1 La fusion par confinement inertiel

Pour que les réactions thermonucléaires puissent avoir lieu dans un plasma de fusion il faut confiner celui ci dans un volume très petit avec des températures extrêmement importantes: jusqu'à 200 millions de degrés. Mais actuellement il n'y a aucun matériau qui puisse résister à une telle température. Il faut donc trouver le moyen de recréer les conditions nécessaires pour la fusion dans un réacteur nucléaire. Les chercheurs se sont donc lancés dans la *fusion par confinement magnétique (FCM)*. Dans ce cas là, le récipient où le plasma est confiné est une boîte "immatérielle". En effet, les particules du plasma, étant chargées, vont suivre les lignes d'un champ magnétique de forme toroïdale sans rentrer en contact avec les parois du récipient. Dans ce cas le réacteur est appelé tokamak. Le projet le plus ambitieux au monde dans ce domaine est le projet ITER [49]. Ce projet, qui regroupe 35 pays différents, s'est engagé à construire en France le plus grand tokamak jamais conçu.

L'autre méthode permettant de porter une quantité de combustible aux conditions de température et de pression désirées pour la fusion nucléaire est la *fusion par confinement inertiel (FCI)*. Cette méthode peut être mise en oeuvre grâce à différentes techniques:

-Z-pinch: Une petite capsule de combustible est placée au centre d'une cage à fils de tungstène ou d'acier. Lors d'une forte décharge électrique, ces fils sous l'effet de la chaleur se transforment en plasma conducteur du courant. Les forces de Lorentz entraînent la striction du plasma sur son axe z (d'où z-pinch). L'augmentation brutale de la pression du plasma génère alors une forte radiation de rayons X qui à son tour comprime la capsule contenant le mélange à fusionner [4].

-Confinement inertiel par laser: On fait fusionner deux noyaux atomiques légers en un noyau atomique plus lourd (par exemple le deutérium et le tritium en hélium), en utilisant des lasers de très forte puissance. Le but est d'amorcer une réaction de fusion nucléaire dans une petite cible sphérique. La réaction de fusion peut alors produire une quantité d'énergie supérieure à celle utilisée pour provoquer la réaction.

Comme nous avons déjà dit, lors des réactions de fusion on cherche à rapprocher deux noyaux légers dans le but de former un noyau plus lourd. Or, déjà pour pouvoir rapprocher deux noyaux il va falloir dans un premier temps se débarrasser des électrons qui entourent les noyaux, qui forment une sorte de bouclier qui va gêner le rapprochement des deux atomes. Pour cela on va porter les atomes dans un état

appelé plasma, considéré comme le quatrième état de la matière. Dans cet état les électrons ne sont plus liés au noyau ni entre eux. C'est un gaz complètement ionisé, très chaud, dont la température varie entre 100 et 200 millions de degrés Celsius (du fait de l'extrême agitation des atomes). Sous la forme de plasma, les électrons ne seront plus une gêne, et les noyaux seront mis en mouvement grâce à l'agitation des électrons. Mais il faut franchir un nouveau problème. Les noyaux qu'on cherche à rapprocher sont tous les deux chargés positivement. Il faut donc qu'ils surmontent la répulsion due à leurs charges électriques toutes deux positives. Cette répulsion peut être vaincue si les noyaux sont confinés dans un espace suffisamment petit et ont une vitesse suffisamment élevée afin que l'agitation thermique permettent aux noyaux de collisionner et ainsi de fusionner.

La fusion de ces deux noyaux donne naissance à un noyau plus lourd et s'accompagne d'une très forte libération d'énergie. Dans un noyau de masse m , le défaut de masse Δm sera:

$$\Delta m = Z m_p + (A - Z)m_n - m \quad (1.1)$$

où $m_p = 1.672635 \times 10^{-27}$ kg et $m_n = 1.674941 \times 10^{-27}$ kg sont les masses du proton et du neutron respectivement, Z est le nombre de protons et A est le nombre total de nucléons (protons et neutrons). L'équivalence du défaut de masse en énergie est donnée par la célèbre relation d'Einstein

$$\Delta E = \Delta mc^2 \quad (1.2)$$

où $c = 2.997925 \times 10^8$ m/s est la vitesse de la lumière.

Cette énergie provient du fait qu'il y a un défaut de masse, la masse qui a disparu lors de la réaction s'est transformée en énergie, une énergie considérable. Pour mettre toutes les chances de son côté, il faut utiliser des noyaux dont l'énergie de barrière de Coulomb est la plus faible possible. La réaction de fusion la plus accessible par l'homme est la réaction impliquant le deutérium (D) et le tritium (T).



Ces deux noyaux légers, en se fondant l'un dans l'autre vont libérer un neutron et former un noyau plus lourd : l'hélium (aussi appelé particule α). Une énergie de 17.6 MeV sera également dégagée. Le deutérium peut facilement être extrait de l'eau de la mer. Le tritium n'existe pas sur Terre ni dans les basses couches de l'atmosphère, mais il peut être obtenu par irradiation de lithium, un élément qu'on peut trouver abondamment sur Terre. Les noyaux d'hélium vont donc maintenir le milieu à une température de quelques 10^7 K. L'énergie exploitable est véhiculée par les neutrons créés. Ces derniers vont être ralentis dans un liquide servant de caloporteur dans une installation à génération de vapeur et l'énergie extraite sera stockée pour une future utilisation.

Afin que cette réaction soit profitable et puisse être utilisée dans la production industrielle d'énergie, il faut que l'énergie obtenue de cette réaction soit supérieure à l'énergie investie pour la provoquer. En d'autres mots, il faut que le gain soit positif. La condition minimale pour que le bilan soit positif, connue comme critère de Lawson [58], est obtenu en prenant en compte les l'énergie nécessaire pour créer

un plasma avec des températures thermonucléaires, les pertes de particules pendant le confinement, l'énergie libérée par la fusion et la perte d'énergie d'une particule chargée soumise à une accélération (Bremsstrahlung):

$$n\tau > 10^{15} \text{ s.cm}^{-3} \quad (1.4)$$

où n et τ sont respectivement la densité et le temps de confinement du plasma. On a supposé un plasma de température $T = 5 \text{ keV}$.

Il existe aujourd'hui différents schémas pour atteindre, du moins théoriquement, les conditions nécessaires pour l'allumage. Mais pour comprendre où on se trouve aujourd'hui, il faut revenir un siècle en arrière.

1.2 Bref historique de l'énergie de fusion

C'est une succession de découvertes à la fin du XIX siècle qui va être le précurseur d'une course vers le développement d'une nouvelle source d'énergie: l'énergie nucléaire. En 1896 Antoine-Henri Becquerel découvre par hasard que certaines substances, comme les sels de l'uranium, produisaient des radiations d'origine inconnue. C'est en observant une plaque photographique mise en contact avec le matériau qu'il s'aperçoit qu'elle est impressionnée. Les plaques, étant protégées de la lumière du soleil, il dû "se rendre à l'évidence": des matériaux pouvaient émettre leur propre rayonnement sans avoir besoin d'une excitation. Il venait de découvrir la hyperphosphorescence. Ce n'est que l'année suivante que Marie Curie choisit comme sujet de thèse l'étude de ces rayonnements. Elle établit ses propriétés ionisantes, qu'elle rebaptisa comme radioactivité. Les "parents de l'énergie nucléaire" venaient de naître.

La même année 1896 J.J. Thompson annonce devant la Royal Institution au Royaume-Uni, la découverte d'une nouvelle particule: l'électron. En 1920 le physicien Aston mesure le défaut de masse de l'hélium. C'est alors que l'astronome anglais Eddington, faisant le lien entre l'énergie produite au sein des étoiles et les phénomènes subatomiques, proposa de reproduire les réactions ayant lieu dans les étoiles sur Terre.

En 1928 George Gamow présente une formule de mécanique quantique, appelée facteur de Gamow, donnant la probabilité que deux noyaux s'approchent suffisamment l'un de l'autre pour que la force nucléaire forte puisse surpasser la barrière coulombienne. En 1929 Atkinson et Houtermans reprirent cette formule et annoncèrent que les prédictions de Eddington étaient compatibles avec les réactions de fusion. Dans les années 30, Mark Oliphant découvrit l'hélium 3 et le tritium, ainsi que les noyaux des isotopes lourds de l'hydrogène peuvent être emmenés à réagir ensemble.

La suite de l'histoire est racontée par Nuckolls, dans un rapport interne rédigé en 1998 intitulé *Early Steps Toward Inertial Fusion Energy (1952 to 1962)*[79]. En 1950 Edward Teller conçoit à Los Alamos un schéma permettant d'utiliser des réactions de fusion pour activer les réactions thermonucléaires. Malheureusement, cette réaction de fusion est la base de la bombe H dont la première sera explosée en 1952. Elle

sera brevetée par ses deux créateurs, Ulam et Teller. Il faudra attendre l'année 1957 pour que Teller et des collègues à Livermore décident d'explorer les applications pacifiques des explosions nucléaires. Ils ont ainsi évalué la possibilité de produire de la puissance commerciale via l'explosion d'une cible grâce à un vecteur d'énergie. Mais pour cela il fallait répondre à deux questions essentielles:

-Quelle est la plus petite explosion de fusion possible pour avoir un gain d'énergie assez élevé pour la production commerciale d'énergie?

-Comment une cible peut être allumée sans utiliser des réactions de fission?

Nuckolls proposera alors un schéma nouveau: imploser un milligramme de DT à des densités très élevées avec une source externe d'énergie. Le DT se trouverait à l'intérieur d'une cavité (aussi appelée hohlraum). La matière de la cible est ablatée, ce qui permet d'augmenter la densité et d'allumer la cible. Cette méthode sera appelée par la suite **l'attaque indirecte**. Nuckolls affirmait que cette approche permettait de comprimer et allumer des masses de DT très petites, en générant des implosions symétriques, diminuant la croissance des instabilités hydrodynamiques et en générant des pressions et des vitesses d'implosion très élevées. Mais même s'il est sur la bonne voie, en printemps et en été 1960 il est toujours à la recherche d'un vecteur d'énergie assez puissant:

“In Spring and Summer 1960, before the invention of the laser, I considered possible stand-off, non-nuclear primary schemes, including pulsed power machines, charged particles accelerators, plasmas guns, and hypervelocity pellet guns. [...] In late 1960, lasing was achieved experimentally by T. Maiman at Hughes. [...] The laser's stand-off capability and its capability for generating an optimal pulse shape are extremely important for IFE applications.”

C'est ainsi que la course vers la fusion par confinement inertiel par laser, dont nous examinerons les mécanismes plus tard, fut lancée. Dans les années 1961-1962, Ray Kidder fit des calculs dans lesquels la surface de la cible était ablatée directement par un pulse laser symétrique directement, sans la cavité proposée par Nuckolls. Un des avantages de cette implosion directe est d'éviter les pertes d'énergie à cause du hohlraum, même si les risques de développer une instabilité hydrodynamique augmentent. Ce schéma d'allumage sera connu sous le nom **d'attaque directe**.

Il s'agit sans doute d'un oubli involontaire, mais Nuckolls omet la contribution des chercheurs russes Nikolai Basov et Oleg Krokhin, que nous nous devons également mentionner. En mars 1962, ils présentent un rapport au Président de l'Académie des Sciences Soviétiques où ils proposent de déclencher les réactions de fusion thermonucléaires grâce à l'irradiation d'une petite cible. Ces résultats furent présentés un an après à la Troisième Conférence d'Électronique Quantique à Paris. En effet, ils avaient montré à travers leurs études théoriques qu'il était possible d'obtenir, avec des lasers suffisamment puissants, les pressions, les densités et les températures nécessaires pour des réactions thermonucléaires efficaces [106]. Mais à cette époque,

l'énergie obtenue avec un laser était tellement faible, que la plupart des chercheurs étaient sceptiques. Basov ira même jusqu'à dire:

“ *It was considered as a far perspective in the spirit of Jules Verne, but not as a today's problem... I just remembered that one of our first reports submitted to the conference on controlled thermonuclear fusion had not been accepted by the Organizing Committee, since its subject has been considered not belonging to the conference topic.*”

C'est vers le début des années 1970, que les États-Unis décidèrent de déclassifier les recherches qui avaient été maintenues dans le secret à cause de la guerre froide. En effet, suite au discours du président Eisenhower en 1953 connu sous le nom *Atoms for Peace*, les États-Unis ont exporté à plusieurs États la technologie et les matériaux nucléaires pour une utilisation pacifique. C'est la naissance des collaborations internationales et des grandes installations lasers avec le but de produire de l'énergie à des fins commerciales. Le rêve commençait à devenir une réalité.

1.3 Deux approches différentes: attaque directe ou indirecte

C'est en 1972 que Nuckolls et *al.* [78] publient dans la revue *Nature* les éléments de base de la FCI par laser ainsi que les premiers résultats numériques réalisés avec le code LASNEX. C'est le début de la recherche ouverte en FCI. D'après leurs simulations, ils prédisent qu'une impulsion laser avec une énergie d'environ 60 kJ serait suffisante pour allumer les réactions de fusion. Mais le problème s'avéra être bien plus compliqué que prévu.

1.3.1 Attaque directe

La fusion par confinement inertiel consiste à allumer le combustible en le confinant par sa propre inertie à l'aide de lasers. Le modèle présenté par Nuckolls consiste dans l'allumage du combustible dit par *point chaud central*. En effet, il est important de ne pas porter tout le combustible dans les conditions d'allumage afin d'obtenir le gain le plus important. On va donc enflammer la cible à partir d'un point chaud qui vérifie les conditions d'allumage, et à partir duquel la combustion se propage au DT froid environnant.

Dans ce cas, un microballon en DT cryogénique est directement et symétriquement irradié par des impulsions laser de quelques nanosecondes (voir figure 1.1). La couche extérieure de la coquille absorbe la radiation et est ablatée. Ceci va conduire à l'expansion d'un plasma de quelques keV. Une couronne de plasma qui entoure la cible en empêchant le laser d'interagir directement avec cette dernière va être créée.

Le laser va donc se coupler avec les électrons du plasma coronal qui va transporter l'énergie thermique depuis la surface critique à la surface d'ablation et contribuer encore plus à l'ablation de la cible. Là où la masse est ablatée, un choc centripète va

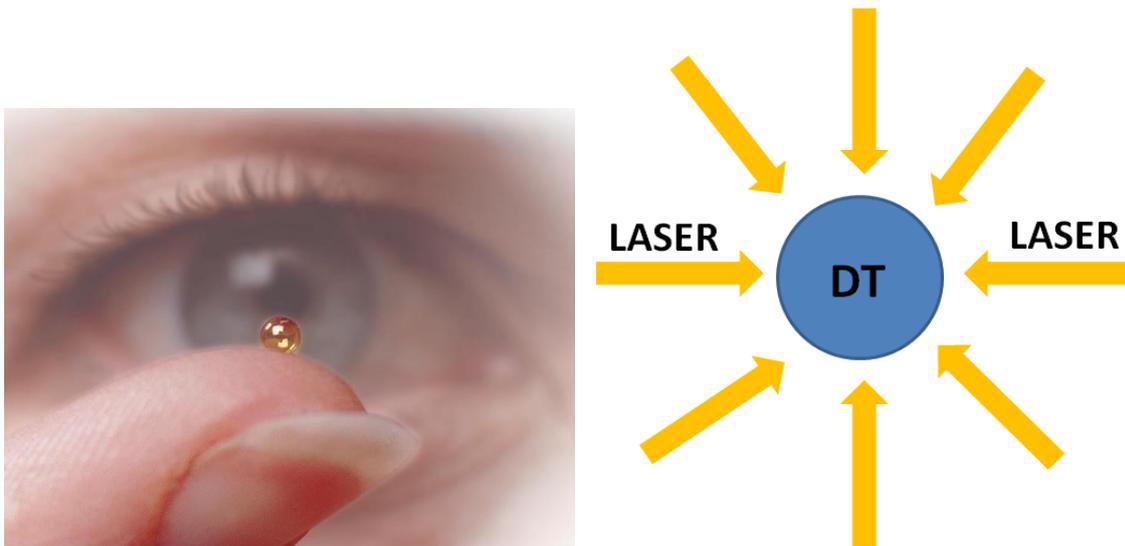


Figure 1.1: Cible typique pour l'attaque directe (gauche)[2]. Schéma d'allumage par attaque directe (droite).

se former, dont la pression atteint la centaine de Mbar. C'est une série d'ondes de choc qui va accélérer la coquille à des vitesses de l'ordre de 350 à 400 km/s. Ensuite le combustible va stagner. C'est à ce moment qu'il atteint une forte densité comprise entre 200 et 1000 g/cm³. À la fin de l'implosion le combustible est chauffé par la conversion de l'énergie cinétique en énergie interne. Un point chaud de température $T \sim 10$ keV se forme au centre de la cible. La configuration d'assemblage du combustible est isobare [68]: le point chaud central de densité relativement faible est entouré par un combustible beaucoup plus dense et froid de façon que la pression est à peu près uniforme le long du combustible. Les réactions de fusion se déclenchent.

Le temps de confinement du point chaud est caractérisé par le produit ρR où ρ est la densité et R le rayon du point chaud. Si $\rho R \geq 0.3$ g/cm², les particules α pourront être arrêtées dans le point chaud permettant à l'énergie dégagée par les réactions de fusion de compenser les pertes radiatives et de conduction électronique du point chaud. Les réactions de fusion s'auto-entretiennent conduisant à l'allumage dit par point chaud central qui va générer une onde thermonucléaire divergente qui va se propager à travers le combustible dense et froid avant qu'il se désagrège, i.e. pendant que le combustible est confiné par sa propre inertie.

Mais déjà au courant des années 1970 on a remarqué des multiples problèmes pouvant empêcher la formation et l'inflammation du point chaud central. En effet, la lumière laser ne peut pas pénétrer au delà d'une certaine distance, définie par la densité critique, qui est inversement proportionnelle à la longueur d'onde du laser au carré (ce point sera développé dans le Chapitre 3). Autrement dit, plus la longueur d'onde du laser sera élevée, plus cette surface critique se trouvera loin de la cible dense, et donc ce sera difficile de transporter l'énergie déposée loin vers la densité solide où l'ablation est effectuée. Il faut donc chercher un moyen pour optimiser l'absorption de l'énergie laser dans la cible dans le but de créer une pression d'ablation aussi importante que possible. C'est parce que l'efficacité d'absorption

diminue pour de grandes longueurs d'onde que les faisceaux laser seront convertis à la troisième harmonique ($\lambda = 351 \text{ nm}$) du laser Nd :YAG ($\lambda_0 = 1035 \text{ nm}$) avant d'illuminer la cible.

En plus, cette technique, qui implique l'irradiation de la surface totale de la cible, nécessite un grand nombre de faisceaux laser. Ils doivent être parfaitement synchronisés et avoir exactement la même puissance, faute de quoi la symétrie sphérique d'éclairage serait brisée. Ceci peut conduire à des non-uniformités qui peuvent se développer au cours de l'implosion conduisant au refroidissement du point chaud par le combustible. La compression du coeur de DT serait alors fortement compromise.

Finalement, un autre problème lié aux trop fortes intensités peut apparaître: une onde électromagnétique peut interagir avec le plasma, donnant naissance à des ondes secondaires et à des électrons rapides. Ces deux phénomènes seraient néfastes: l'absorption serait encore diminuée, et les électrons rapides pénétreraient trop profondément dans la cible en la préchauffant et en empêchant la compression.

1.3.2 Attaque Indirecte

Le point faible de l'attaque directe est la stabilité hydrodynamique de la cible durant l'implosion. Pour contourner ce problème les chercheurs ont pris une direction différente: l'attaque indirecte [59].

Dans ce processus, la cible est placée dans une cavité (voir figure 1.2 a)) de matériau de nombre atomique Z élevé (principalement de l'or), percée de deux ouvertures sur les faces latérales. C'est par là que les faisceaux laser vont pénétrer, et irradier les parois internes de la cavité. L'interaction du rayonnement laser avec la paroi génère un flux de rayons X (voir figure 1.2 b)). Ce rayonnement thermalise rapidement la cavité qui se rapproche alors d'un corps noir à une température de l'ordre de la centaine de eV. La cible va se comprimer et générer un point chaud central de la même façon que pour l'attaque directe. Ce processus permet, grâce au rayonnement X, d'obtenir une meilleure symétrie d'irradiation. Mais le principal problème vient du rendement, à cause de l'énergie perdue lors de la conversion par les parois de la cavité de l'énergie laser en rayonnement X.

Ce schéma est en train d'être testé dans les installations du National Ignition Facility (NIF) [71] en Californie et du Laser Méga Joule (LMJ) [61] qui sera bientôt opérationnel près de Bordeaux, en France.

1.4 Schémas alternatifs

Les méthodes conventionnelles d'allumage présentées dans la section précédente ont été testées expérimentalement, mais elles sont très demandeuses en énergie laser, donc ne sont pas envisageables pour une production d'énergie à grande échelle et à haute cadence.

Dans le contexte de l'attaque directe, différents schémas alternatifs ont donc vu le jour. Ainsi, le schéma conventionnel d'allumage par point chaud [78] fut remplacé par deux schémas alternatifs appelés *allumage rapide* [94] et *l'allumage par choc* (SI

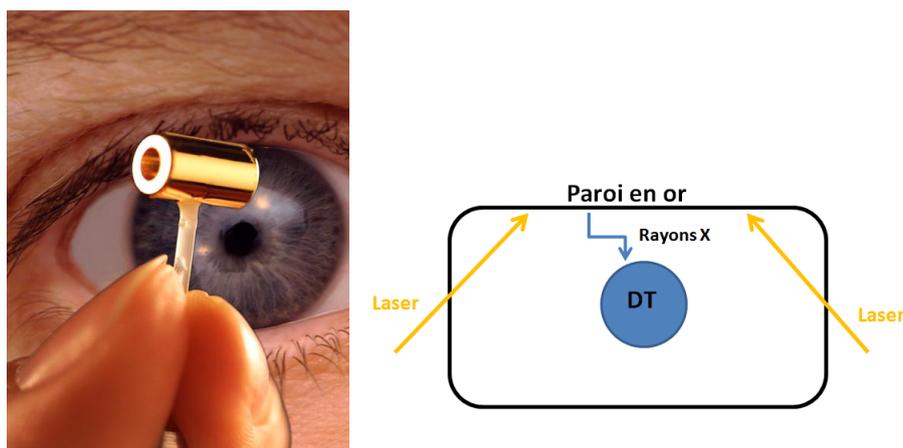


Figure 1.2: Holhraum contenant la cible en DT en attaque indirect (gauche)[2]. Schéma d'allumage par attaque indirecte (droite).

de ses sigles en anglais) [22]. Ces nouveaux schémas sont plus stables et efficaces. L'idée principale est de séparer les processus de la compression et de l'allumage et de les optimiser séparément. Dans les schémas alternatifs, on cherche à garder la température du centre la plus basse possible à fin de pouvoir comprimer beaucoup plus le combustible (ou bien d'avoir la même compression, mais avec des énergies laser beaucoup moins importantes). Néanmoins, après la compression il faut réussir à chauffer le combustible comprimé à la température d'allumage. La principale difficulté est que le coeur comprimé est entouré par un plasma assez dense qu'aucun rayonnement laser ne peut atteindre. De plus, le temps de stagnation est très court (moins de 100 ps), et pendant ce temps il faut fournir une énergie importante au combustible (au moins 10 kJ). Par conséquent, la puissance requise de cette source de chauffage doit être d'au moins 1 PW. Pour surmonter ces problèmes, deux solutions ont été proposées.

1.4.1 Allumage rapide

Ce schéma a été proposé en 1994 par des chercheurs du laboratoire Lawrence à Livermore [94]. Contrairement au schéma conventionnel d'allumage, cette fois l'allumage se fait à partir d'un point chaud latéral.

Dans un premier temps, la coquille est mise en vol et la cible est comprimée jusqu'à des densités de l'ordre de 200 à 500 g/cm² par attaque directe (voir figure 1.3). Les lasers utilisés pendant la phase de compression sont des lasers de type nanoseconde avec des intensités modérées (10¹⁴ à 10¹⁵ W/cm²). Puisque la vitesse d'implosion n'est pas très élevée, le point chaud n'est toujours pas créé.

De la même façon que pour le schéma conventionnel, le plasma ablaté va créer une couronne de quelques millimètres d'épaisseur qui va entourer la cible dense. C'est à ce moment là qu'on va envoyer une impulsion très courte (quelques picosecondes),

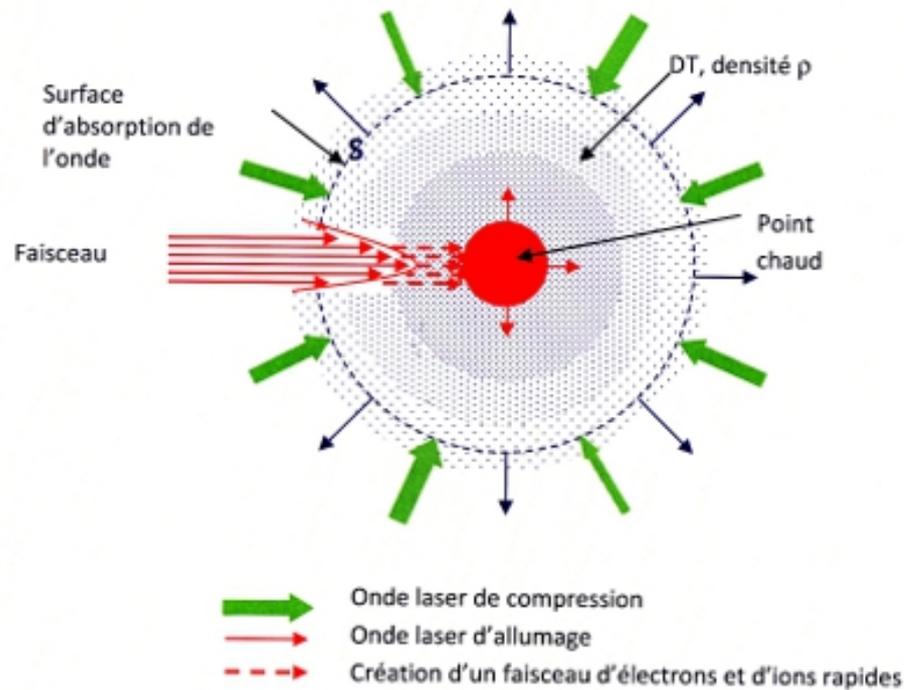


Figure 1.3: Schéma d'allumage pour l'allumage rapide [1]

d'ultra-haute intensité ($> 10^{19} \text{ W/cm}^2$), qui va venir percer un canal dans le plasma entourant le combustible comprimé jusqu'à des densités de l'ordre de 0.1 g/cm^3 . Une fois le canal percé, on va envoyer une seconde impulsion ultra-intense qui va générer un faisceau d'électrons suprathermiques (d'environ 500 keV) qui vont transporter l'énergie jusqu'au coeur en traversant une densité croissante qui va de $\sim 0.1 \text{ g/cm}^2$ à 100 g/cm^2 . Le dépôt d'énergie va dépendre de la densité surfacique ρR du matériau [11]. Une fois le point chaud créé, les réactions de fusion vont se déclencher et une onde de détonation va se propager vers le reste de la cible.

Pour l'instant, les diverses expériences (Japon, Etats-Unis, Europe) n'ont pas démontré la possibilité de créer un canal assez long et stable pour guider la deuxième impulsion vers le coeur de la cible. En effet, la conversion de l'énergie laser en faisceau d'électrons et la divergence du faisceau posent des problèmes. On a donc cherché des méthodes pour contourner ces problèmes: l'allumage par des ions rapides accélérés par laser et l'allumage d'une cible avec un cône inséré. Dans le premier cas, les ions vont pouvoir déposer l'énergie issue de l'impulsion laser au plus près du coeur du combustible assemblé [86] [102]. Les ions, étant plus lourds que les électrons, vont subir une plus faible diffusion et l'énergie sera déposée de façon plus précise au niveau du point chaud. Mais c'est justement parce qu'ils sont plus lourds que l'intensité laser nécessaire pour les accélérer est supérieure à celle nécessaire pour accélérer les électrons (qui est déjà de 10^{19} W/cm^2).

C'est l'allumage de la cible avec un cône inséré qui a le plus de succès, car on n'a pas besoin de creuser un canal (figure 1.4). On insère un cône en matériau lourd (comme de l'or) près du coeur de la cible, le sommet du cône vers le centre de la cible. L'intérieur du cône reste vide, de façon à permettre le passage du laser et donc la génération des électrons rapides très proche du coeur. La survie du cône pendant la phase d'implosion reste encore un problème majeur.

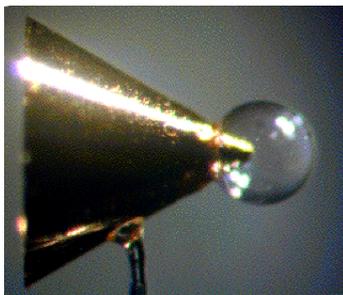


Figure 1.4: Cible avec un cône inséré pour le guidage du faisceau d'électrons pour une des options de l'allumage rapide. [2]

1.4.2 Allumage par choc

C'est Scherbakov qui a proposé pour la première fois en 1983 l'idée de réaliser l'allumage thermonucléaire d'une cible en DT en utilisant une onde de choc [88], [10]. Au même titre que l'allumage rapide, les phases de compression du combustible et d'allumage du point chaud sont séparées. Dans un premier temps la cible sphérique en DT est comprimée à de très faibles vitesses ~ 20 km/s. Le temps nécessaire pour la compression dans ce cas serait de ~ 40 ns. Ensuite, une onde sphérique convergente créée par un pulse laser intense permettra d'augmenter la température du point chaud central et de déclencher les réactions de fusion. L'énergie laser utilisée serait de 30 kJ.

Le concept d'allumage par choc actuellement accepté, et sur lequel les groupes de recherche aux États-Unis et en Europe travaillent, a été proposé en 2007 par R. Betti et *al.* [22]. La différence principale par rapport au schéma proposé par Scherbakov, est d'utiliser des puissances laser beaucoup moins élevées, accessibles dans les installations laser existantes. En effet, dans l'article présenté par Scherbakov en 2003 [89], il prévoit des puissances laser de 10 TW pendant la phase de compression et de 10^4 TW pendant la phase d'allumage.

R. Betti et *al.* ont réussi à diminuer cette dernière valeur d'un facteur $\sim 20 - 50$ en optimisant l'amplification de la pression grâce aux collisions entre les différents chocs. Comme pour l'allumage rapide, dans l'allumage par choc la cible va être comprimée avec un laser de type nanoseconde avec une puissance de l'ordre de 50-200 TW jusqu'à des densités de quelques centaines de g/cm^3 . La vitesse d'implosion est d'environ 200 – 300 km/s. Pendant la phase d'ablation (voir figure 1.5), la puissance

laser est relativement faible. Seulement la partie externe de la coquille sera ablatée. Un premier choc qui se propage dans la coquille est créé ((1) dans la figure 1.5). Au fur et à mesure que la puissance du laser augmente, des ondes de compression vont être générées et vont coalescer avec le choc au niveau de la face interne de la coquille. Pendant la phase d'accélération, le choc rentre dans le DT gazeux, converge vers le centre de la cible où il rebondit. Cette phase se termine quand le choc divergent rencontre la phase interne de la coquille (2). À ce moment là, la vitesse de la coquille atteint son maximum et commence à ralentir à cause de la pression croissante dans le DT comprimé. La phase de stagnation termine quand la coquille s'arrête. Si on n'injectait pas une source d'énergie supplémentaire, un point chaud serait également créé, mais les conditions de température et de pression ne seraient pas suffisantes pour atteindre l'allumage à cause de la faible vitesse d'implosion de la coquille.

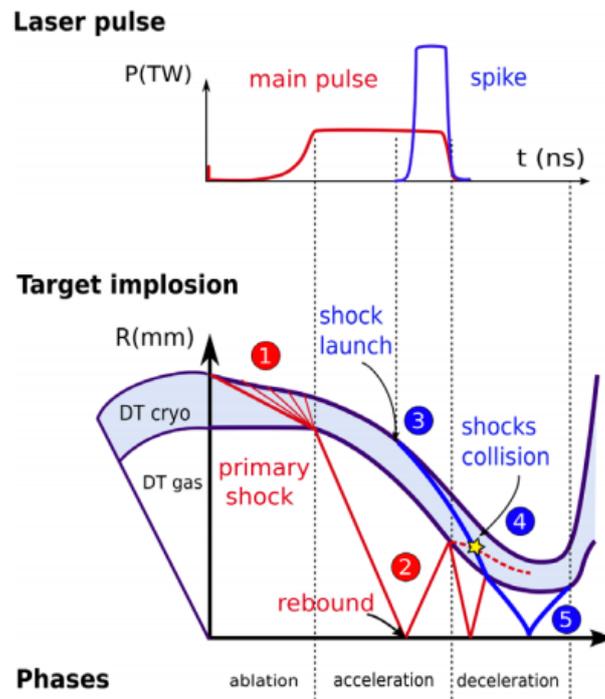


Figure 1.5: Mécanismes de l'allumage par choc. Forme du pulse laser (haut), processus d'implosion de la cible (milieu) et phases du processus (bas)[104].

On va donc envoyer à la fin de la phase d'accélération une impulsion brève (quelques centaines de picosecondes) et très intense (200-500 TW) qui va déposer son énergie dans la couronne créée pendant la phase de compression. L'absorption de l'énergie du spike va créer une pression d'ablation de 200-300 Mbar à l'origine de l'onde de choc (3). Cette onde de choc va être amplifiée en convergeant vers le centre [104]. Près du centre, ce choc va rencontrer le choc divergent issu de la réflexion au centre de la cible de l'onde principale de compression (4). Cette collision de chocs va augmenter la pression du choc d'allumage qui va finalement rentrer dans

le combustible en augmentant la température jusqu'à des valeurs d'une dizaine de keV et la pression de plusieurs centaines de Gbar. Ceci va conduire à l'entretien des réactions de fusion par les particules α et à l'inflammation du combustible (5).

Contrairement à l'allumage rapide, le fait de pouvoir utiliser le même laser pour les phases de compression et d'allumage du point chaud en SI, ainsi que le fait de pouvoir abaisser considérablement la puissance laser requise pour la phase d'allumage par rapport à l'allumage rapide (d'environ deux ordres de grandeur) fait de l'allumage par choc un des schémas les plus prometteurs pour la production d'énergie à une échelle commerciale à haute cadence.

1.5 Motivation de la thèse, état de l'art

Pour que l'allumage par choc devienne une réalité, nous devons être capables de générer des pressions d'ablation d'environ 300-400 Mbar. Ce problème est certainement la priorité dans la recherche en SI. De nombreuses lois d'échelle ont alors été établies ces dernières années afin de prédire la pression d'ablation obtenue en fonction des paramètres laser utilisés (intensité, longueur d'onde). La Ref. [40] propose une loi d'échelle extrêmement précise, pour des intensités allant jusqu'à $7 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ et une longueur d'onde de 351 nm: $P(\text{GPa}) = 42(\pm 3)[I(\text{TW/cm}^2)]^{0.71(\pm 0.01)}$. Pour ces intensités, le mécanisme d'absorption dominant est le bremsstrahlung inverse du rayonnement laser dans le plasma au-dessous de la densité critique, comme nous verrons plus en détail dans le Chapitre 3. Ces résultats sont en accord avec les modèles théoriques présentés en 1982 dans la Ref. [70] où la pression d'ablation peut s'écrire $P_a(\text{Mbar}) \propto [I(\text{W/cm}^2)]^{7/9}[\lambda(\mu\text{m})]^{-2/9}$.

Or, dans le contexte de l'allumage par choc, le mécanisme principal d'absorption de l'énergie laser est l'absorption collisionnelle près de la densité critique. Dans ce cas, la loi d'échelle devient [37]

$$P_a(\text{Mbar}) \sim 12 \left(\frac{I_{\text{abs}}(\text{W/cm}^2)}{10^{14}} \right)^{2/3} \left(\frac{1}{\lambda_L(\mu\text{m})} \right)^{2/3} \left(\frac{A}{2Z} \right)^{1/3} \quad (1.5)$$

Même si ce n'est qu'au Chapitre 3 qu'on s'attardera sur cette expression, on peut déjà remarquer que pour obtenir une pression d'ablation de 300 Mbar dans un plasma de DT, avec un laser de longueur d'onde $\lambda = 350 \text{ nm}$, on a besoin d'une intensité laser $> 4 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$. Cependant, cette intensité et cette longueur d'onde sont suffisantes pour déclencher les instabilités paramétriques. Au contraire, pendant la phase de compression, l'intensité laser est trop faible pour dépasser le seuil des instabilités paramétriques, défini par $I_L \lambda_L^2 > 10^{14}$, où I_L est l'intensité laser en W/cm^2 et λ_L est la longueur d'onde du laser en micromètres, respectivement.

Mais, au moment du spike, dû à la forte intensité, les instabilités paramétriques vont dominer. Ceci va affecter l'absorption du laser et va générer des populations d'électrons suprathermiques [56].

Le rôle de ces électrons chauds lors de l'implosion d'une cible en FCI est étudié depuis les années 1980. À cette époque les lasers utilisés sont de type CO_2 , dont la longueur d'onde de $10.6 \mu\text{m}$ est très élevée [67], [95] [25]. Le seuil définissant

le régime des instabilités paramétriques est donc largement dépassé et un grand nombre d'électrons chauds est généré dans la couronne.

Ces électrons ont un libre parcours moyen comparable à la taille de la zone de conduction et vont pénétrer loin dans la cible en la préchauffant et en empêchant une implosion efficace. L'effet des électrons étant nocif, deux solutions ont été évoquées [67] pour éviter leur apparition: soit diminuer l'intensité du laser soit diminuer la longueur d'onde du laser. Or, en diminuant l'intensité du laser on diminue également la pression d'ablation. Cette solution n'est donc pas envisageable en SI. La deuxième possibilité c'est d'utiliser des lasers dont la longueur d'onde est inférieure à $0.5 \mu\text{m}$. Le laser CO_2 a donc été abandonné pour les recherches en FCI et remplacé par des lasers Nd:YAG convertis à la troisième harmonique, dont la longueur d'onde est de 351 nm. En plus de permettre un choix de laser plus adapté, ces premières études ont aussi permis de conclure que si des électrons ou des ions très énergétiques étaient arrêtés dans la cible, ils pouvaient générer une forte pression d'ablation [35],[36]. Cette conclusion est d'un grand intérêt pour l'allumage par choc.

En effet, contrairement aux schémas d'allumage conventionnels, en SI les électrons chauds sont créés pendant le spike, quand la cible est déjà comprimée. Cette remarque a permis Scherbakov [88], en 1983, d'avancer l'idée que l'effet des électrons chauds créés pendant le spike était négligeable, puisque la densité de la cible empêcherait les électrons chauds de pénétrer loin dans la cible et donc de la préchauffer. R. Betti et *al.* [22] prévoient également grâce à des simulations numériques, la conversion de 10% de l'énergie laser en électrons chauds avec une température de 100 keV dont seulement 5% des électrons qui atteignent la partie intérieure de la cible. Puisque la cible est déjà comprimée quand les électrons chauds sont générés, les électrons avec des énergies ≤ 100 keV sont arrêtés près de la surface de la cible et peuvent contribuer à la pression nécessaire pour allumer le point chaud.

En effet, sur la figure 1.6 on peut observer le profil de la densité surfacique de la coquille pendant l'implosion d'une cible de DT à l'échelle du LMJ-NIF, qui est comprise entre $\sim 40 - 80 \text{ mg/cm}^2$. La figure 1.7 présente la densité surfacique de freinage des électrons (appelé dans la suite du manuscrit *stopping range*), en fonction de leur énergie initiale dans trois matériaux différents: DT, CH et Cu [84]. Pour ce calcul on a supposé que la cible était comprimée à une densité de 10 g/cm^3 [76]. Le *stopping range* d'électrons avec une énergie initiale de 100 keV dans une cible en DT dont la densité est de 10 g/cm^3 est de $\sim 17 \text{ mg/cm}^2$, ce qui est largement inférieur à la densité surfacique de la coquille au moment de l'implosion. Les électrons pourront donc être arrêtés avant de pénétrer trop dans la cible dense. Ces résultats ont été confirmés par les premières simulations numériques 1D réalisées dans le but de montrer l'effet des électrons chauds [21]. L'effet positif des électrons chauds va même plus loin, puisqu'ils permettraient d'agrandir considérablement la fenêtre d'allumage.

Le problème, maintenant qu'on sait qu'ils existent, c'est de caractériser cette source d'électrons. Une série de simulations numériques et d'expériences ont effectivement mis en évidence les caractéristiques principales des électrons chauds générés en SI. À partir de simulations numériques, dont les résultats sont présentés dans la Ref. [52], on a démontré que le flux laser incident est absorbé dans le plasma et

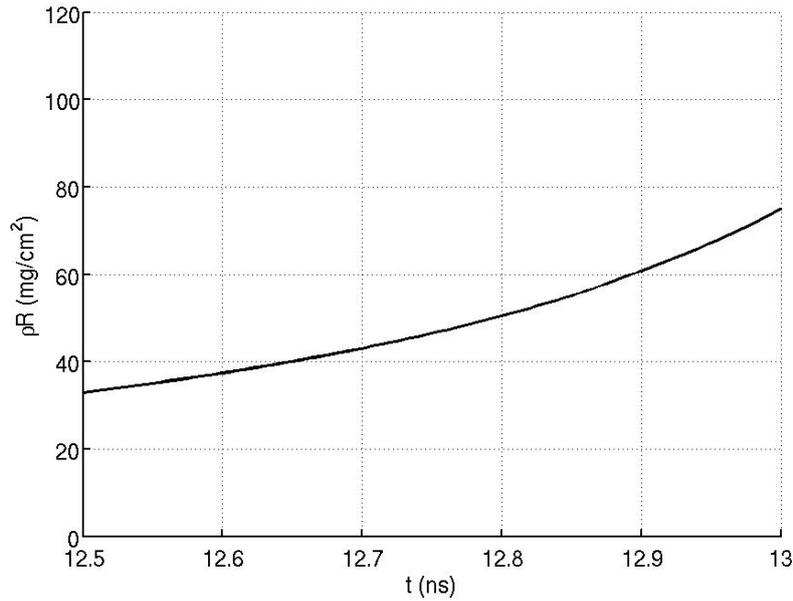


Figure 1.6: Densité surfacique de la coquille au moment du spike pour une cible de DT à l'échelle du LMJ-NIF.

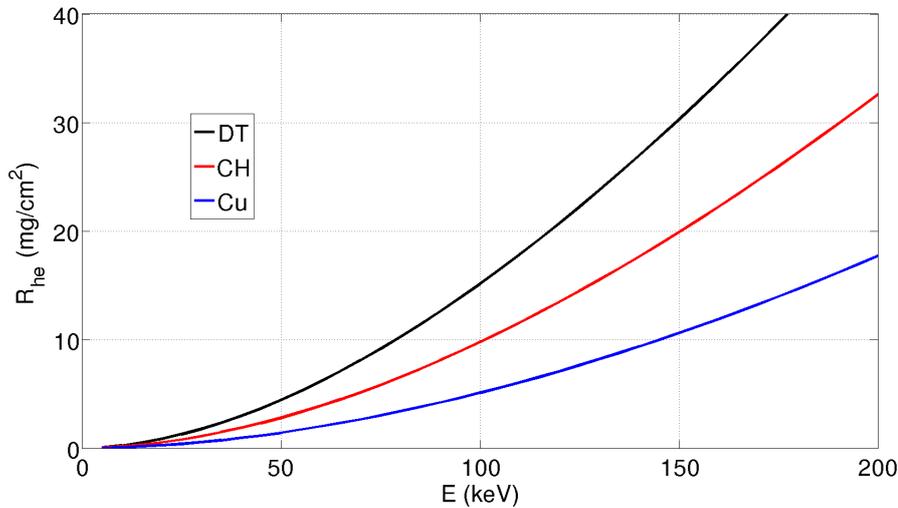


Figure 1.7: Stopping range des électrons en fonction de leurs énergie initiale dans trois matériaux différents: DT, CH et Cu.

est transformé en électrons chauds. L'énergie laser absorbée est indépendante de l'intensité du laser, contrairement à la partition entre absorption collisionnelle et absorption non collisionnelle, qui elle, varie avec l'intensité. En effet, si la fraction d'énergie absorbée est toujours la même $\sim 60\%$, la fraction d'énergie étant absorbée par les électrons via les processus non collisionnels passe de 5% pour une intensité $I_L = 1 \text{ PW/cm}^2$, à 70% pour $I_L = 2.5 \text{ PW/cm}^2$ jusqu'à 93% pour $I_L = 8 \text{ PW/cm}^2$.

L'efficacité de l'absorption collisionnelle diminue avec l'intensité laser parce que la fréquence de collision électronique diminue avec la température. Le processus le plus important dans ce contexte est l'accélération d'électrons par les ondes plasma électroniques créées par la diffusion Raman stimulée (SRS) [51]. Lors de ce processus, l'énergie est transmise à un petit groupe d'électrons suprathermiques. Pour comprendre les caractéristiques principales de ces électrons, des simulations numériques pour les intensités 2.4 PW/cm^2 , 8 PW/cm^2 et 24 PW/cm^2 ont été réalisées [51]. On peut distinguer 3 populations d'électrons différentes:

-Une population avec des températures de 7-8 keV qui domine pour des intensités proches de 1 PW/cm^2 .

-Un seconde groupe, avec une température de 28 keV [53][52], et qui est responsable du transport vers la cible de la plupart de l'énergie laser absorbée pour des intensités $\gtrsim 5 \text{ PW/cm}^2$. Cette population est de grand intérêt pour nous, puisque les électrons forment un faisceau dirigé vers la cible. Ils transportent respectivement 33%, 76%, 72% du flux d'énergie des électrons pour les intensités 2.4, 8, 24 PW/cm^2 respectivement.

-Finalement, pour des intensités laser plus élevées il y a une nouvelle population d'électrons qui apparaît avec une température assez élevée de plus de 100 keV. Ces trois populations sont générées par la diffusion Raman stimulée, qui se développe près du quart de la densité critique. Ces résultats théoriques confirment les résultats expérimentaux [96] [100], qui seront développés dans le Chapitre 5.

Ce sont donc ces électrons, d'une température $\sim 30 \text{ keV}$ qui vont contribuer principalement à la formation de la pression d'ablation. En effet, la possibilité de générer des chocs forts avec une pression d'une centaine de Mbar et une efficacité d'environ 10% a été démontré dans les Refs. [84] et [46]. Grâce à un modèle théorique, décrivant le régime d'ablation par électrons suprathermiques, ils ont pu établir des lois d'échelle pour la pression d'ablation et le temps de formation du choc en fonction du stopping range des électrons, de la densité de la cible et de l'intensité du faisceau d'électrons. Ces résultats ont été validés par des simulations numériques, où un faisceau monoénergétique d'électrons avec une énergie soit de 30 soit de 100 keV est injecté dans une cible de profil de densité carré, avec une densité de 10 g/cm^3 . Par contre, les hypothèses de ce modèle, nécessaires pour commencer à appréhender ce processus complexe, sont assez fortes. Un premier travail visant à affaiblir ces contraintes a été publié dans la Ref. [39], où les effets d'une distribution en énergie des électrons chauds étendue ont été considérés. Le fait que le maximum de pression est indépendant de la distribution en énergie des électrons est démontré. Par contre le temps nécessaire pour atteindre la pression maximale augmente quand la distribution devient maxwellienne. Mais, malgré des conclusions intéressantes, le processus d'ablation par électrons chauds reste mal compris.

1.6 Organisation du manuscrit

La compréhension fine du rôle des électrons énergétiques dans la formation de la pression d'ablation est une étape cruciale pour la crédibilité de ce concept d'allumage prometteur. Ce travail de thèse est consacré à l'étude de la génération de très hautes pressions d'ablation et de chocs forts pour l'allumage de réaction nucléaires dans le cadre de l'allumage par choc. Nous avons étudié la physique de l'ablation par laser à des régimes d'intensités élevés grâce à des modèles théoriques. Ainsi, nous pouvons prédire la pression et le temps de formation d'un choc généré par les électrons ayant une fonction de distribution arbitraire. Le cas d'un plasma avec un profil de densité inhomogène a également été développé. Ces résultats théoriques ont été validés par des simulations numériques. On a également pu restituer des expériences réalisées sur l'installation laser OMEGA. Ces résultats nous ont permis de conclure sur le rôle des électrons chauds dans l'allumage par choc. Nous avons finalement réalisé le design d'une expérience au LMJ qui devrait avoir lieu dans les années à venir.

Le plan du manuscrit est le suivant:

- Le chapitre 1 présente une introduction générale à l'énergie de fusion. À partir d'un bref parcours dans l'histoire, nous expliquons comment la fusion par confinement inertiel est devenue naturellement une approche prometteuse, propre et inépuisable, pour obtenir de l'énergie à grande échelle. Les étapes et mécanismes physiques mis en jeu dans la fusion par confinement inertiel (FCI) sont décrits. Le rôle des électrons chauds générés dans le schéma d'allumage par choc est souligné et discuté.

-Le chapitre 2 expose les concepts de base de l'hydrodynamique dans le cas d'un gaz parfait. Nous rappelons les équations fluides. Un bref rappel sur les ondes sonores nous permet d'introduire la notion d'onde de compression et de détente. Une description de la formation d'une onde de choc est donnée ainsi que de ses caractéristiques principales.

-Le chapitre 3 propose une description détaillée du régime d'ablation par électrons thermiques et suprathermiques. Pour cela nous rappelons les mécanismes d'absorption de l'énergie laser, ce qui nous permet de distinguer deux régimes différents. Dans le cas où l'intensité laser est suffisamment faible pour que l'absorption collisionnelle domine, le processus d'ablation est mené par les électrons thermiques. Le choc est alors formé par séparation hydrodynamique. Pour des intensités dépassant le PW/cm^2 , les instabilités paramétriques prennent le dessus. Le choc est alors généré par un faisceau d'électrons chauds, dont le processus d'ablation est expliqué.

-Le chapitre 4 est consacré à la description de notre modèle théorique, validé par des simulations numériques, permettant de décrire la génération d'une onde de choc par un faisceau d'électrons dans un plasma dense. Deux grands cas sont consid-

érés. Dans un premier temps nous comparons la formation d'un choc à partir d'un faisceau d'électrons avec une distribution en énergie exponentielle et d'un faisceau monoénergétique avec le même stopping range. Ensuite nous élargissons ce modèle pour analyser les effets d'un préplasma sur les propriétés d'une onde de choc générée par un faisceau d'électrons rapides.

- Le chapitre 5 fait un point sur les expériences réalisées jusqu'à présent qui mettent en évidence le rôle des électrons chauds dans l'allumage par choc. Nous présentons les résultats numériques obtenus avec le code CHIC, et les comparons avec les résultats expérimentaux. Nous décrivons également le protocole expérimental mis en place au LMJ/PETAL dans le but d'étudier un choc plan.

-Le chapitre 6 résume tous nos résultats et propose une overview.

Chapitre 2

Hydrodynamique et ondes de choc

Dans cette partie nous développons quelques notions de base sur l'hydrodynamique et les ondes de choc, indispensables pour la compréhension de notre travail. Néanmoins, ce chapitre est loin d'être exhaustive. Pour une plus ample description de la physique des ondes de choc voir la Ref. [109]. Dans la partie 2.1 nous rappelons brièvement des notions sur les gaz parfaits. Ensuite nous décrirons les équations de conservation dans la partie 2.2 ce qui nous permettra d'analyser dans la partie 2.3 comment se forme une onde de choc.

2.1 Dynamique des gaz parfaits

Dans le contexte de la FCI, pour connaître l'énergie nécessaire pour atteindre une température T pouvant entretenir les réactions thermonucléaires d'un plasma il faut maîtriser les lois de comportement de la matière sous des conditions extrêmes de pression, densité et température. Pour cela il faut avoir accès à l'équation d'état du plasma:

$$P = f(\rho, T) \quad (2.1)$$

En physique des plasmas, nous pouvons tracer un diagramme avec la température en abscisse et la densité en ordonnée (voir figure 2.1). L'équation d'état va être différente en fonction des valeurs de ces deux paramètres. Le plasma se comportera comme un gaz parfait ou bien comme un gaz dégénéré. Dans les conditions de température et de densité dans lesquels nous nous placerons dans la suite, et pour simplifier nos calculs nous considérerons notre plasma comme un gaz parfait. L'équation d'état d'un gaz parfait est donnée par

$$P = n k_b T \quad (2.2)$$

où $k_b = 1.38 \cdot 10^{-23}$ J/K est la constante de Boltzmann et $n = N_a \cdot \rho \cdot (Z + 1)/A$ avec $N_a \sim 6.022 \cdot 10^{23}$ mol⁻¹ le nombre d'Avogadro, A est le nombre de masse et Z est le numéro atomique. Pour simplifier les notations dans la suite, on pose $k_b = 1$. En notant ε l'énergie interne, en négligeant les interactions entre particules et en prenant en compte que les mouvements de translation, on peut montrer que l'énergie

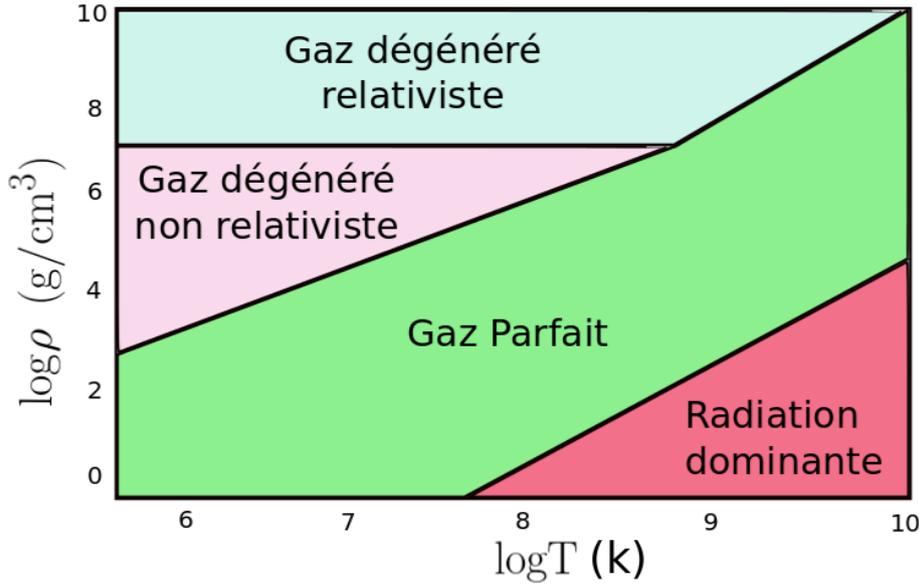


Figure 2.1: Domaine thermodynamique d'un plasma en fonction de sa température et de sa densité. Quatre régions différentes sont définies, à l'intérieur desquelles le plasma suit une même équation d'état: gaz dégénéré relativiste (bleu), gaz dégénéré non relativiste (rose), gaz parfait (vert) et domination du rayonnement (rouge) [3].

interne ne dépend que de la température $\varepsilon = \varepsilon(T)$. Concrètement l'énergie interne peut s'écrire:

$$\varepsilon = C_v T \quad (2.3)$$

où $C_v = \frac{1}{\gamma-1} \frac{Z+1}{A} N_a$ est la chaleur spécifique et γ est le coefficient polytropique. Pour un gaz monoatomique $\gamma = 5/3$. Avec l'équation d'état des gaz parfaits on obtient donc

$$\varepsilon = \frac{1}{\gamma-1} \frac{P}{\rho} \quad (2.4)$$

Une autre grandeur importante est l'entropie S . Par définition:

$$T dS = d\varepsilon + Pdv \quad (2.5)$$

où $v = 1/\rho$ est le volume spécifique. Avec les expressions (2.2) et (2.4) on peut réécrire l'expression (2.5):

$$dS = \frac{Z+1}{N_a A (\gamma-1)} \left(\frac{dP}{P} - \gamma \frac{d\rho}{\rho} \right) \quad (2.6)$$

Or d'après le premier principe de la thermodynamique, lors de toute transformation, l'énergie est conservée:

$$dQ = d\varepsilon + Pdv \quad (2.7)$$

où dQ est la variation de transfert thermique reçu, $d\varepsilon$ représente les variations d'énergie interne et Pdv le travail des forces de pression. Pour une transformation

adiabatique $dQ = 0$, donc d'après l'expression (2.5) on obtient $dS = 0$. En intégrant l'expression (2.6) nous obtenons l'adiabat de Poisson:

$$\boxed{\rho = \rho_0 \left(\frac{P}{P_0} \right)^{1/\gamma}} \quad (2.8)$$

Où P_0 et ρ_0 sont la pression et la densité initiales.

2.2 Equations fluides

Les équations de conservation de la masse, de l'impulsion et de l'énergie forment les équations de base pour étudier la physique des ondes sonores et des ondes de choc.

2.2.1 Conservation de la masse

La variation de masse par unité de temps peut être exprimée comme:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho dV = - \oint_{\Sigma} \rho \vec{u} d\vec{\Sigma} \quad (2.9)$$

où $\rho = \rho(\vec{r}, t)$ est la densité de masse à un point donné et à un moment donné (\vec{r}, t) ayant une vitesse $\vec{u}(\vec{r}, t)$. Le terme à droite de l'égalité représente le flux entrant et sortant de la matière où Σ est la surface extérieure du volume V . Or, d'après le théorème de Gauss, quelque soit le volume, on a:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho dV + \int_V \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u}) dV = 0. \quad (2.10)$$

Donc l'équation de conservation de la masse sous sa forme locale s'écrit:

$$\boxed{\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u}) = 0.} \quad (2.11)$$

Pour un fluide incompressible avec densité constante cette expression devient:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0. \quad (2.12)$$

2.2.2 Conservation de l'impulsion

Considérons un volume V en mouvement dans lequel la quantité de matière reste constante. Le changement d'une variable par rapport au temps d'une particule en mouvement est décrit par la dérivée particulière $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla}$. Le théorème de la quantité de mouvement pour un fluide s'écrit:

$$\sum \vec{F}_{(ext/fluide)} = \iiint_V \vec{F} dV + \oint_{\Sigma} f d\vec{\Sigma} \quad (2.13)$$

où \vec{F} représente les forces volumiques et f représente les forces surfaciques. Considérons l'expression (2.13) terme par terme. La partie gauche, représentant la somme des forces, peut être réécrite comme

$$\sum \vec{F}_{(ext/fluide)} = \int_V \rho \frac{D\vec{u}}{Dt} dV \quad (2.14)$$

ce qui correspond à la variation de quantité de mouvement de la particule. Nous considérons ensuite que l'ensemble de toutes les forces \vec{F} qui pourraient agir sur l'élément considéré est nul. Finalement le tenseur des forces surfaciques f , négligeant la viscosité, va se réduire aux forces exercées par la pression:

$$\oint_{\Sigma} f d\vec{\Sigma} = - \int_V \vec{\nabla} P dV \quad (2.15)$$

L'expression (2.13) prend finalement la forme

$$\boxed{\rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \rho(\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} = - \vec{\nabla} P} \quad (2.16)$$

connue sous le nom d'équation d'Euler.

2.2.3 Conservation de l'énergie

La variation d'énergie d'un fluide est définie par la variation du taux de son énergie cinétique $\varepsilon_c = \frac{1}{2}u^2$ et de son énergie interne ε . Elle est compensée par un terme de transport d'énergie, un terme source, le flux de chaleur Q et le travail dû aux forces externes respectivement. La variation d'énergie prend donc la forme:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \left(\frac{1}{2}u^2 + \varepsilon \right) dV = - \int_{\Sigma} \rho \left(\frac{1}{2}u^2 + \varepsilon \right) \vec{u} \cdot d\vec{\Sigma} \quad (2.17)$$

$$+ \int_V S dV - \int_{\Sigma} \vec{Q} \cdot d\vec{\Sigma} + \int_V \vec{f} \cdot \vec{u} dV + \int_{\Sigma} \vec{F} \cdot \vec{u} \cdot d\vec{\Sigma} \quad (2.18)$$

En considérant que les sources extérieures, l'énergie rentrant par conduction thermique et que \vec{F} sont nuls nous pouvons réécrire l'expression (2.17) sous sa forme locale:

$$\boxed{\frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(\frac{1}{2}u^2 + \varepsilon \right) \right] = - \vec{\nabla} \cdot \left[\rho \vec{u} \left(\frac{1}{2}u^2 + \varepsilon \right) + P \vec{u} \right]} \quad (2.19)$$

2.3 Formation de l'onde de choc

La compréhension de la physique de base liée aux ondes de chocs est essentielle dans le sujet qui nous concerne. Par définition, une onde de choc est une onde mécanique ou d'une autre nature, associée à l'idée d'une discontinuité, d'une transition brutale entre deux milieux. Les variables hydrodynamiques telles la pression, température ou densité vont avoir des dérivées spatiales discontinues au niveau de l'interface entre le milieu avant et après le choc. Pour comprendre comment se forme une onde de choc, nous devons donc en premier temps comprendre comment se propage une onde sonore.

2.3.1 Les ondes sonores

Une onde sonore correspond à la propagation d'une petite variation de pression qui va donc passer d'une valeur initiale P_0 à la valeur $P = P_0 + \Delta P$. Cette variation de pression va induire une variation de densité qui passera de sa valeur initiale ρ_0 à $\rho = \rho_0 + \Delta\rho$. Nous considérons que cette perturbation se produit dans un fluide ayant une vitesse initiale u_0 nulle.

Pour mieux comprendre ce qui se passe, considérons que cette perturbation est provoquée par un piston situé à l'extrémité gauche de ce fluide et se déplaçant vers la droite avec une vitesse constante \vec{u} . Donc la vitesse du fluide au moment de la perturbation sera $u = \Delta u + u_0 = \Delta u$.

L'équation de conservation de la masse (2.11) devient donc dans ce cas:

$$\frac{\partial(\rho_0 + \Delta\rho)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot ((\rho_0 + \Delta\rho) \vec{\Delta u}) = 0. \quad (2.20)$$

Ce qui au premier ordre donne:

$$\frac{\partial\Delta\rho}{\partial t} = -\rho_0 \frac{\partial u}{\partial x} \quad (2.21)$$

Et l'équation de conservation du mouvement (2.16) devient:

$$(\rho_0 + \Delta\rho) \frac{\partial u}{\partial t} + (\rho_0 + \Delta\rho) \left(u \frac{\partial}{\partial x}\right) u = -\frac{\partial\Delta P}{\partial x} \quad (2.22)$$

Au premier ordre nous obtenons donc

$$\rho_0 \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\partial\Delta P}{\partial x} \quad (2.23)$$

Or, le mouvement d'une particule dans une onde sonore un phénomène réversible. Les transferts de chaleur n'ont pas le temps de se produire. Il s'agit donc d'une transformation isentropique. Nous pouvons donc écrire $\Delta P = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_S \Delta\rho$. Nous définissons la vitesse acoustique comme

$$c_s^2 \equiv \left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_S \quad (2.24)$$

En différentiant (2.21) par rapport au temps et (2.23) par rapport à l'espace, et avec l'expression (2.24) nous trouvons l'équation des ondes sonores se propageant à la vitesse c_s :

$$\frac{\partial^2 \Delta\rho}{\partial t^2} = c_s^2 \frac{\partial^2 \Delta\rho}{\partial x^2} \quad (2.25)$$

D'après l'expression (2.8), pour un gaz parfait, la vitesse acoustique devient:

$$c_s = \sqrt{\frac{\gamma P}{\rho}} \quad (2.26)$$

Les solutions de l'équation (2.25) prennent la forme

$$C_+ \equiv \frac{dx}{dt} = u(x, t) + c_s(x, t) \quad (2.27)$$

$$C_- \equiv \frac{dx}{dt} = u(x, t) - c_s(x, t) \quad (2.28)$$

Ces solutions dans le plan (x, t) de l'équation de propagation représentent des ondes se propageant vers les x positifs C_+ et vers les x négatifs C_- . Elles sont appelées courbes caractéristiques.

2.3.2 Ondes de détente/compression

Deux notions importantes dans la suite du manuscrit sont les ondes de détente et les ondes de compression. Nous allons donc dans cette partie regarder plus en détail comment elles peuvent être générées. Pour cela nous avons besoin d'introduire un nouveau outil mathématique: les invariants de Riemann.

Les invariants de Riemann

Revenons aux équations de conservation de la masse et de l'impulsion. Comme nous avons déjà vu, une onde sonore est un processus isentropique. La densité est donc une fonction de la pression. On peut donc écrire:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \left(\frac{\partial \rho}{\partial P} \right)_s \frac{\partial P}{\partial t} = \frac{1}{c_s^2} \frac{\partial P}{\partial t} \quad (2.29)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial x} = \left(\frac{\partial \rho}{\partial P} \right)_s \frac{\partial P}{\partial x} = \frac{1}{c_s^2} \frac{\partial P}{\partial x} \quad (2.30)$$

En introduisant ces expressions dans les équations de conservation de la masse et de l'impulsion nous obtenons:

$$\left[\frac{\partial u}{\partial t} + (u + c) \frac{\partial u}{\partial x} \right] + \frac{1}{\rho c_s} \left[\frac{\partial P}{\partial t} + (u + c) \frac{\partial P}{\partial x} \right] = 0 \quad (2.31)$$

$$\left[\frac{\partial u}{\partial t} + (u - c) \frac{\partial u}{\partial x} \right] + \frac{1}{\rho c_s} \left[\frac{\partial P}{\partial t} + (u - c) \frac{\partial P}{\partial x} \right] = 0 \quad (2.32)$$

Nous reconnaissons dans ces expressions la dérivée d'une fonction $f(x, t)$ le long des caractéristiques C_+ et C_- . En effet, sachant que

$$\left(\frac{df}{dt} \right) = \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial x} \frac{dx}{dt} \quad (2.33)$$

Nous réécrivons (2.31) et (2.32):

$$dJ_+ \equiv du + \frac{1}{\rho c} dP = 0 \quad \text{suivant } C_+ \quad (2.34)$$

$$dJ_- \equiv du - \frac{1}{\rho c} dP = 0 \text{ suivant } C_- \quad (2.35)$$

Qui deviennent en intégrant:

$$J_{\pm} = u \pm \int c_s \frac{d\rho}{\rho} \quad (2.36)$$

Ces expressions sont connues sous le nom d'invariants de Riemann. Nous remarquons que la seule hypothèse faite dans ce calcul est l'isentropicité. Ces relations établissent donc une relation entre ρ , c_s et u lors d'un processus isentropique.

Dans le cas particulier d'un gaz parfait l'invariant de Riemann prend la forme suivante:

$$J_{\pm} = u \pm c_s \frac{2}{\gamma - 1} \quad (2.37)$$

Grâce à ces expressions nous allons pouvoir caractériser l'écoulement d'un fluide. Considérons le cas représenté dans la figure 2.2 où l'on met en mouvement un piston à une vitesse $\vec{u} = \dot{X}(t)\vec{x}$ vers la droite, le fluide se trouvant à gauche de celui-ci. Au moment $t = 0$, le piston se trouve à $x = 0$, ce qui est représenté par le point O du plan (x, t) de la figure 2.3. Au moment $t = t_1$, le point se trouve à $x = x_1$, ce qui est représenté par le point A. La trajectoire du piston est donnée par la courbe $x = X(t)$. Lorsque le piston se déplace dans le sens des x positifs, les particules au contact du piston se mettent en mouvement de proche en proche. Les particules derrière le piston vont se mettre progressivement en mouvement dans le sens des x positifs, alors que le mouvement d'onde représenté par des traits verticaux de la figure 2.2 se propage dans le sens des x négatifs.

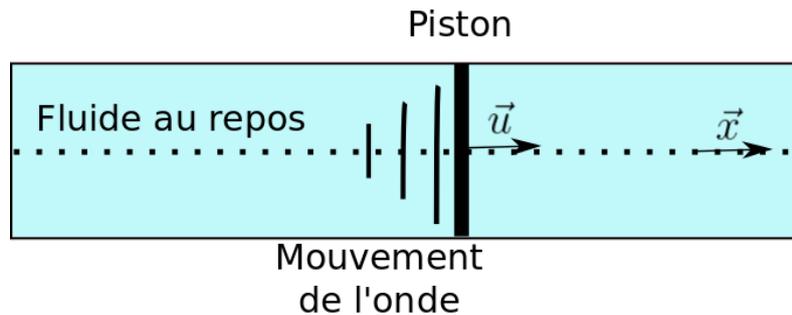


Figure 2.2: Schéma représentant un fluide comprimé par un piston se déplaçant vers la droite à la vitesse \vec{u} .

Au moment t_1 coexisteront des particules se déplaçant vers la droite et des particules au repos. Le processus de mise en mouvement de proche en proche, c'est-à-dire, le mouvement d'onde, se déplace vers la gauche. Il existe dans le plan (x, t) une frontière de vitesse c_0 (vitesse du son) délimitant la zone de repos de la zone en mouvement. Le point M représenté dans la figure 2.3 est donc en mouvement. On notera

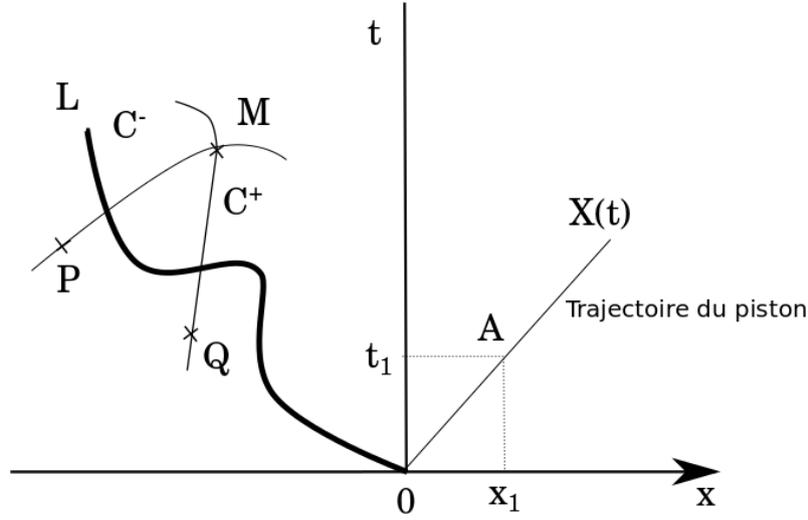


Figure 2.3: Représentation du mouvement du piston dans le plan (x, t) . À $t = 0$ le piston se trouve à $x = 0$. À $t = t_1$ le piston se trouve au point de coordonnées $A(x_1, t_1)$. La trajectoire du piston est représentée par la courbe $x = X(t)$. La courbe L désigne la frontière entre le fluide au repos et le fluide en mouvement. P est un point de la caractéristique C^- et Q un point de la caractéristique C^+ qui se croisent au point M .

L cette frontière. On peut démontrer que cette courbe est une caractéristique. La courbe L est donc soit une caractéristique C^+ dont l'équation est $x = c_0t + cte$ soit une C^- d'équation $x = -c_0t + cte$. Dans la configuration dans laquelle on se trouve, la courbe L a pour équation $x = -c_0t + cte$. Au moment $t = 0$ le piston est en 0 , la frontière entre le mouvement et le repos à la date $t = 0$ est $x = 0$, donc la courbe L a pour équation $x = -c_0t$.

Considérons maintenant une caractéristique C^- dans la zone de mouvement. Soient P , Q et R trois points de cette caractéristique, représentés sur la figure 2.4. Il y a donc égalité des invariants de Riemann $J^-(P) = J^-(Q) = J^-(R)$.

D'après une des propriétés des caractéristiques, il existe une C^+ passant par P et coupant la caractéristique d'équation $x = -c_0t$ en I . On peut donc écrire sur cette C^+ l'égalité des invariants de Riemann, $J^+(P) = J^+(I)$. De la même façon on aura $J^+(Q) = J^+(J)$. Donc d'après (2.37):

$$u_Q - \frac{2}{\gamma - 1}c_Q = u_P - \frac{2}{\gamma - 1}c_P = u_R - \frac{2}{\gamma - 1}c_R \quad (2.38)$$

On peut également écrire:

$$u_Q + \frac{2}{\gamma - 1}c_Q = \frac{2}{\gamma - 1}c_0 \quad (2.39)$$

$$u_P + \frac{2}{\gamma - 1}c_P = \frac{2}{\gamma - 1}c_0 \quad (2.40)$$

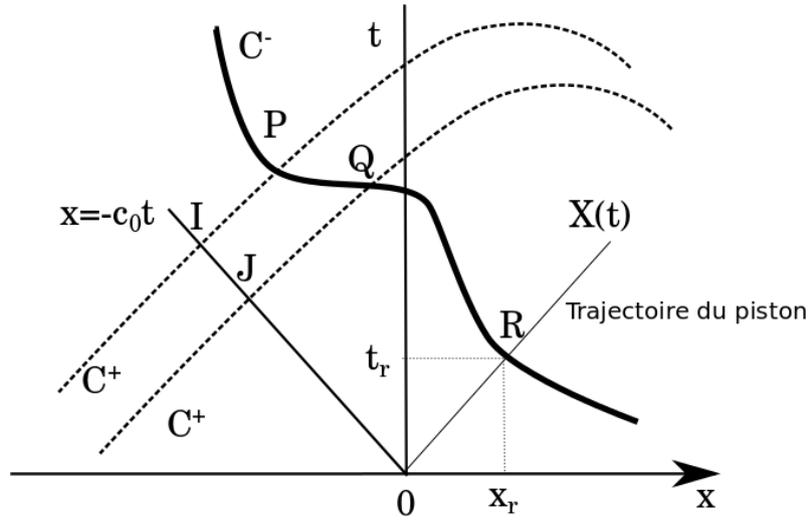


Figure 2.4: Représentation du mouvement du piston dans le plan (x, t) . Quand le piston se trouve à la position $R(x_r, t_r)$ il croise la caractéristique C^- . Les points P et Q représentent les points d'intersection entre deux caractéristiques C^+ et la caractéristique C^- . La droite d'équation $X = -c_0 t$ représente la frontière entre le milieu non perturbé et le fluide en mouvement qui croise les caractéristiques C^+ aux points I et J.

D'après les expressions (2.39) et (2.40) on a:

$$u_P + \frac{2}{\gamma - 1}c_P = u_Q + \frac{2}{\gamma - 1}c_Q \quad (2.41)$$

Et avec (2.39) et (2.41) nous obtenons

$$u_P = u_Q \quad \text{et} \quad c_P = c_Q \quad (2.42)$$

Et de même $u_p = u_R$. Le point R correspond à une particule en contact avec le piston. La condition limite pour un fluide parfait sur le piston en mouvement s'écrit $\vec{u} \cdot \vec{x} = \dot{X}(t)\vec{x} \cdot \vec{x}$, avec \vec{x} un vecteur unitaire. Donc le point R et tous les points de la caractéristique issue de R ont pour vitesse $\dot{X}(t_r)\vec{x}$. La caractéristique C^- est une droite passant par R d'équation

$$x = (u_P - c_P)(t - t_R) + X(t_R) \quad (2.43)$$

Cette expression et l'expression (2.40) décrivent le mouvement d'une onde dite simple. Dans le cas où le piston tire dans le sens négatif les résultats sont analogues à un signe près.

Onde de détente/onde de compression

Le mouvement d'onde simple pour un point M de vitesse u quelconque est décrit par:

$$u = -\frac{2}{\gamma - 1}(c_s - c_0) \quad (2.44)$$

$$x = (u - c_s)t + cte \quad (2.45)$$

L'onde simple se propage dans le sens des x négatifs. Donc avec (2.8), sachant que $c/c_0 = (\rho/\rho_0)^{(\gamma-1)/2}$ et (2.44) on obtient:

$$P = P_0 \left(1 - \frac{\gamma - 1}{2} \frac{u}{c_0}\right)^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}}. \quad (2.46)$$

Le fluide se propage dans le piston dans le sens des x positifs on a donc u positif, par conséquent dans l'onde simple $c < c_0$ et la vitesse maximale atteinte est

$$u_{max} = \frac{2}{\gamma - 1}c_0. \quad (2.47)$$

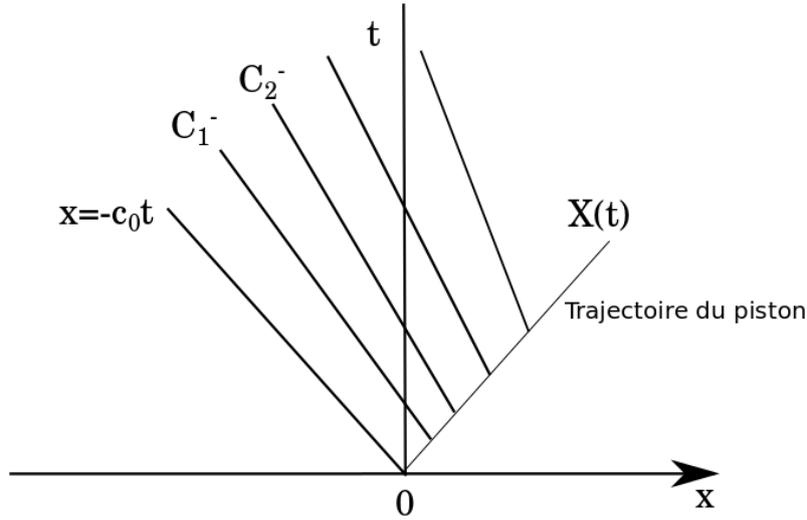


Figure 2.5: Caractéristiques dans le cas d'une onde de détente.

Avec (2.46) on remarque également que $P < P_0$. Il s'agit donc d'une **onde de détente**. La figure 2.5 montre les caractéristiques dans le cas d'une onde de détente. En effet, comparons les pentes des deux caractéristiques C_1^- issue du point de coordonnées $(X(t_1), t_1)$ dans le plan (x, t) et C_2^- issue du point de coordonnées $(X(t_2), t_2)$ avec $t_1 < t_2$. Avec l'équation (2.43) on peut écrire les équations de C_1^- et C_2^- :

$$x = (\dot{X}(t_1) - c_1)(t - t_1) + X(t_1) \quad (2.48)$$

$$x = (\dot{X}(t_2) - c_2)(t - t_2) + X(t_2) \quad (2.49)$$

Or avec l'expression (2.44):

$$(\dot{X}(t_1) - c_1) - (\dot{X}(t_2) - c_2) = \frac{\gamma + 1}{2}(\dot{X}(t_1) - \dot{X}(t_2)) \quad (2.50)$$

Le piston étant uniformément accéléré, la vitesse augmente au cours du temps. Et $\dot{X}(t_1) < \dot{X}(t_2)$. L'expression précédente est donc négative. Les caractéristiques C^- dans l'onde simple s'évasent comme indiqué sur la Figure 2.5.

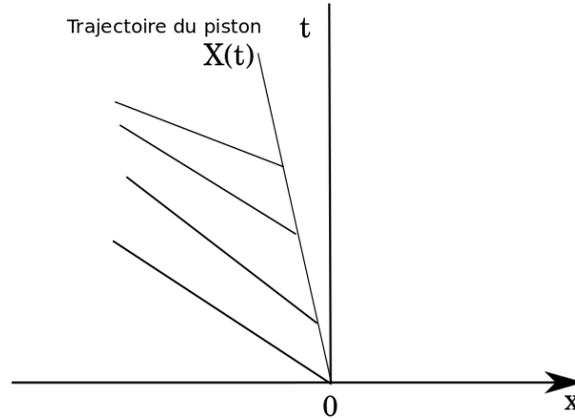


Figure 2.6: Caractéristiques dans le cas d'une onde de compression.

Supposons maintenant que l'on pousse le piston dans le sens des x négatifs, on le comprime. Contrairement à ce qui précède, la vitesse des particules est négative. On a donc u négatif et donc c_s augmente ainsi que la pression. Il s'agit d'une **onde de compression**. Les caractéristiques forment alors un réseau de droites qui finissent par se couper (voir figure 2.6). Ainsi comme la vitesse se conserve sur une caractéristique, au point d'intersection des deux caractéristiques coexistent deux vitesses. Ceci n'a pas de sens physique. Une onde simple de compression ne peut exister indéfiniment. Le modèle continu tombe en défaut et il y a donc formation d'un **choc**.

2.3.3 Les ondes de choc

Dans les équations (2.21) et (2.23) les effets non linéaires sont négligés. Or ce sont les effets non linéaires des équations de conservation qui sont à l'origine de la formation des ondes de choc. Dans la partie précédente nous avons vu qu'une onde de choc se forme quand deux caractéristiques, décrivant une onde de compression, se croisent. Nous pouvons analyser la formation de l'onde de choc d'un point de vue un peu plus physique. En effet, d'après la définition de la vitesse du son pour un gaz parfait, lorsque la densité d'un point augmente, sa vitesse augmente aussi pour un gaz parfait polytropique (voir Eqs. 2.8 et 2.26). Donc un point A avec une densité supérieure à un point B (voir figure 2.7 a)) va se déplacer plus vite et l'onde commence à se déformer (figure 2.7 b)). À un moment donné le point A va

rattraper le point B et le dépasser (figure 2.7 c)), situation physique impossible car il y aurait alors plusieurs densités différentes pour un même point. Le front de l'onde se raidi pour former un profil vertical (figure 2.7 d)). Aucun point ne peut dépasser ce front. Il y a formation d'une onde de choc. La Ref. [109] définit d'un point de vue mathématique ce phénomène. La discontinuité peut être comprise comme le cas limite d'un gradient de température, pression, densité etc, à travers une interface dont l'épaisseur tend vers zéro. Mais comme dans un fluide non visqueux et non conducteur il n'y a pas de longueur caractéristique, la possibilité de l'existence d'une couche de transition arbitrairement fine n'est pas à exclure. Dans la limite où on fait tendre l'épaisseur de cette couche vers zéro nous avons une discontinuité. Ces discontinuités représentent les ondes de choc.

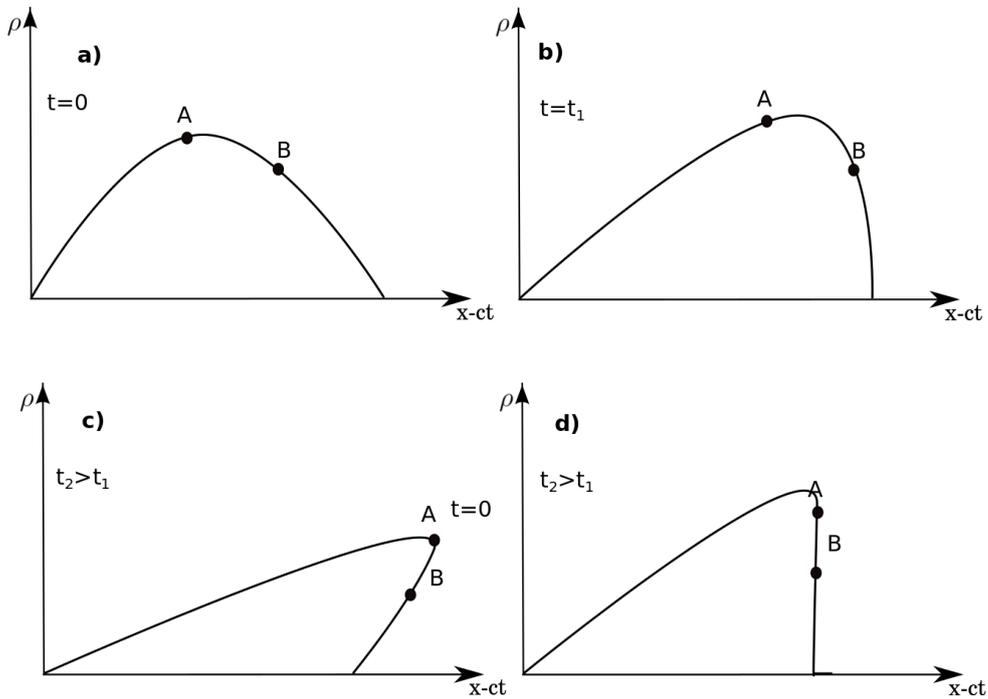


Figure 2.7: Représentation de la formation d'une onde de choc. À $t = 0$, le point A a une densité supérieure au point B (a). Il va donc se déplacer plus vite et l'onde commence à se déformer (b). À $t_2 > t_1$ le point A va rattraper le point B et le dépasser (c). Cette solution n'étant pas physique, le front de l'onde se raidit pour former un profil vertical et donc une onde de choc (d).

Relations de Rankine-Hugoniot

Nous voulons maintenant caractériser la densité et la pression dans un milieu choqué. Pour cela nous allons considérer dans un premier temps un fluide, de densité initiale ρ_0 au repos $u = 0$ (voir figure 2.8). À la position $x = 0$ se trouve un piston qui pousse le fluide vers la droite pour des temps $t > 0$ avec une vitesse u . La densité du milieu perturbé devient ρ_1 et le fluide acquiert une vitesse u_1 (voir figure 2.9). Supposons que nous connaissons les quantités ρ_0 , P_0 et u associées au fluide au repos. Nous

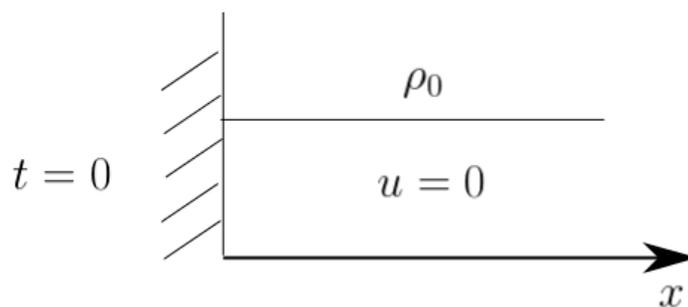


Figure 2.8: Représentation à $t = 0$ d'un fluide, de densité initiale ρ_0 avec une vitesse initiale nulle $u = 0$.

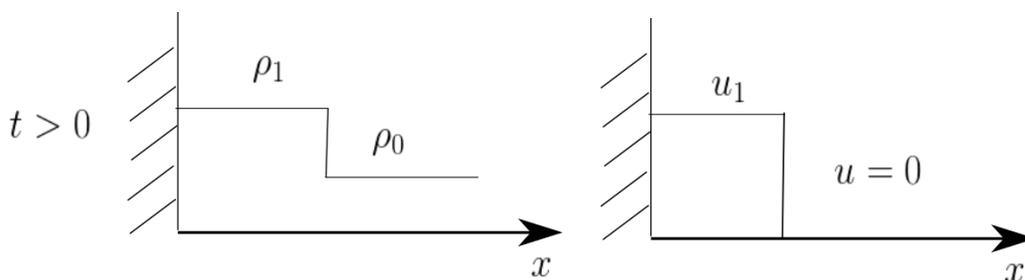


Figure 2.9: Représentation d'un fluide mis en mouvement par un piston se trouvant à l'état initial à $x = 0$ et se déplaçant vers la droite. La densité du lieu perturbé devient ρ_1 (gauche) et le fluide acquiert une vitesse u_1 (droite).

voulons déterminer les quantités ρ_1 , P_1 dans le milieu perturbé ainsi que la vitesse de propagation de la discontinuité D à travers le fluide non perturbé. Considérons deux points A et B du fluide non perturbé. On appelle Σ la surface de la section de fluide considérée qui est maintenue constante. Après le passage de la discontinuité le point A devient le point A' (voir figure 2.10). D'après la conservation de la masse on peut donc écrire

$$\rho_0 AB \Sigma = \rho_1 A'B \Sigma \quad (2.51)$$

Sachant que $AB = D\delta t$ et $A'B = (D - u)\delta t$ nous obtenons donc

$$\rho_0 D = \rho_1 (D - u) \quad (2.52)$$

L'élément AB considéré a donc une masse $\rho_0 D \delta t$ et fini par bouger à la vitesse du piston u . D'après les lois de Newton, l'impulsion est égale à la résultante des forces agissant sur le gaz comprimé. Dans ce cas elle est égale à la différence entre la pression exercée par le piston P_1 et celle du fluide non comprimé P_0 . Nous obtenons donc la deuxième relation importante:

$$\rho_0 D u = P_1 - P_0 \quad (2.53)$$

Finalement, l'augmentation de l'énergie interne et de l'énergie cinétique du gaz comprimé est égal au travail exercé par les forces externes qui agissent sur le piston $P_1 u t$

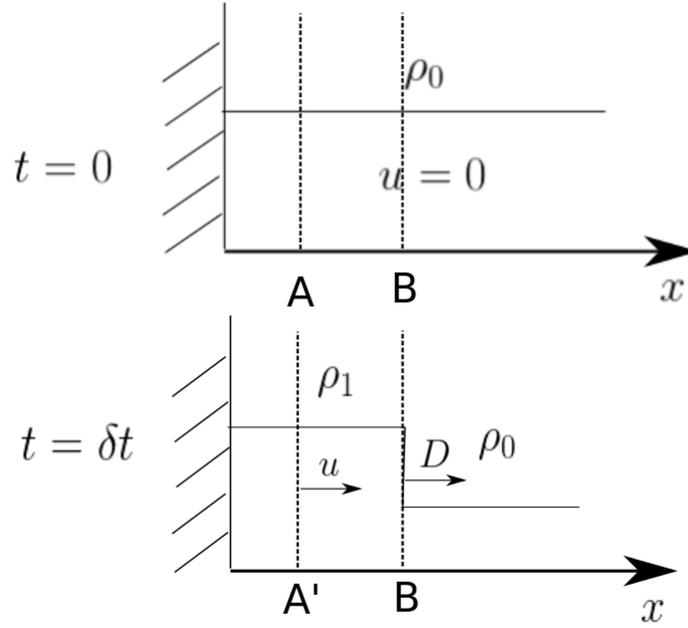


Figure 2.10: Représentation à $t = 0$ d'un fluide, de densité initiale ρ_0 avec une vitesse initiale nulle $u = 0$. A et B sont deux points du fluide non perturbé (haut). À $t = \delta t$, après le passage de la discontinuité, le point A devient le point A'. Le fluide se trouvant à A' se déplace à la vitesse u et la discontinuité entre le milieu perturbé et le milieu non perturbé se déplace à la vitesse D (bas).

donc

$$\rho_0 D \left(\varepsilon_1 - \varepsilon_0 + \frac{u^2}{2} \right) = P_1 u \quad (2.54)$$

qui peut également s'écrire

$$\varepsilon_1 - \varepsilon_0 = \frac{1}{2} (P_1 + P_0) \left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho_1} \right). \quad (2.55)$$

Sachant que la vitesse de propagation de la discontinuité à travers le gaz au repos est égale à l'opposé de la vitesse à laquelle le gaz au repos traverse la discontinuité $u_0 = -D$ et que la vitesse du fluide traversant la discontinuité est égale à l'opposé la vitesse de la discontinuité par rapport au gaz qui bouge à travers elle $u_1 = -(D - u)$ nous obtenons un set de trois équations

$$\rho_0 u_0 = \rho_1 u_1 \quad (2.56)$$

$$P_1 + \rho_1 u_1^2 = P_0 + \rho_0 u_0^2 \quad (2.57)$$

$$\varepsilon_1 + \frac{P_1}{\rho_1} + \frac{u_1^2}{2} = \varepsilon_0 + \frac{P_0}{\rho_0} + \frac{u_0^2}{2} \quad (2.58)$$

connues sous le nom d'équations ou relations de Rankine-Hugoniot. Elles décrivent les milieux en amont et en aval de la discontinuité pour un choc plan dans un fluide.

Dans le cas d'un gaz parfait $\varepsilon = \frac{P}{(\gamma-1)\rho}$. Nous pouvons donc réécrire l'expression (2.55):

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{(\gamma+1)P_1 + (\gamma-1)P_0}{(\gamma+1)P_0 + (\gamma-1)P_1} = \frac{(\gamma+1)M_s^2}{(\gamma-1)M_s^2 + 2} \quad (2.59)$$

ou encore

$$\frac{P_1}{P_0} = \frac{(\gamma+1)v_0 - (\gamma-1)v_1}{(\gamma+1)v_1 - (\gamma-1)v_0} = 1 + \frac{2\gamma}{\gamma+1} (M_s^2 - 1) \quad (2.60)$$

où $v = 1/\rho$. Nous avons introduit dans ces expressions le nombre de Mach $M_s = u_1/c_s$ défini comme le rapport de la vitesse locale d'un fluide à la vitesse du son de ce même fluide. Ce paramètre permet de définir 3 types d'écoulements. Lorsque $M_s < 1$ l'écoulement est appelé subsonique, lorsque $M_s > 1$ l'écoulement est appelé supersonique et lorsque $M_s = 1$ l'écoulement est sonique.

La représentation de l'expression (2.60) dans le plan (P, v) pour $\gamma = 5/3$ est appelée l'adiabat. Elle représente tous les états possibles P_1 et v_1 du fluide après le passage d'un choc se trouvant initialement à l'état P_0 et v_0 . Ce paramètre est particulièrement important en FCI. Dans le cas particulier de l'attaque directe, après la phase d'accélération de la coquille, celle-ci est en vol centripète libre. Son énergie cinétique est transformée en énergie interne. La somme de l'énergie interne et de l'énergie cinétique est conservée parce qu'il n'y a pas de force externe et par conséquent ce processus est isentropique.

D'après l'adiabat de Poisson, dans une compression isentropique avec une pression externe P qui augmente, la densité évolue selon l'expression 2.8.

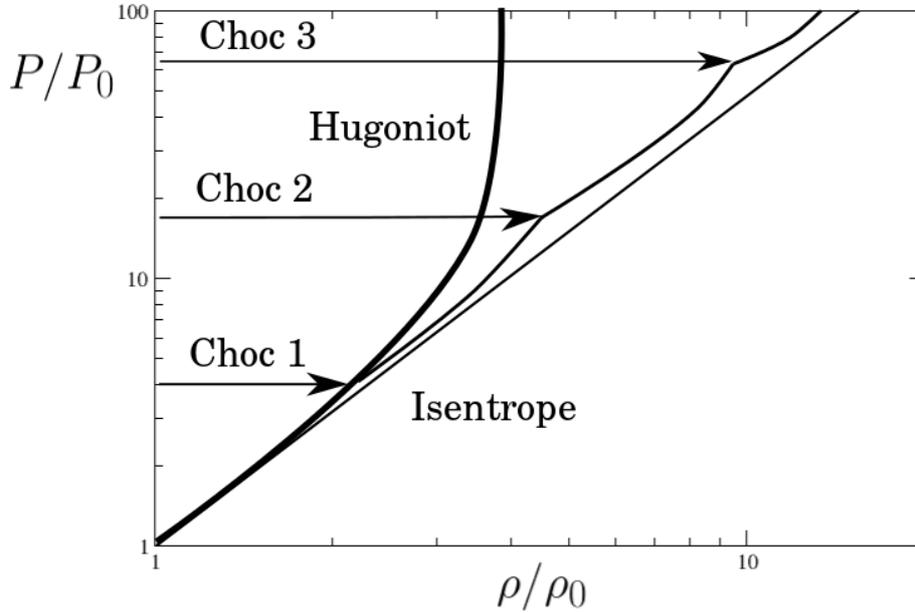
L'isentropie est représenté dans la figure 2.11 pour le cas d'un gaz parfait. Or, en FCI, la pression est appliquée de façon brutale. Donc, même si les courbes représentant les expressions (2.60) et (2.8) partent du même point, c'est la première expression qui décrira la compression de la coquille par le choc. En effet l'adiabat de Poisson croît de façon continue. L'Hugoniot au contraire autorise une compression maximale de $(\gamma+1)/(\gamma-1)$. Un gaz parfait monoatomique avec $\gamma = 5/3$ pourra donc être comprimé maximum 4 fois par une onde de choc.

Au début l'Hugoniot suit l'isentropie avant de s'en écarter. La compression de la coquille par un seul choc fort, qui va générer une forte entropie n'est donc pas adapté. Or, l'isentropie peut être approché par une succession de chocs plus faibles, qui vont générer une entropie plus faible et qui vont donc rendre cette compression quasi isentropique (voir figure 2.11).

En effet, nous pouvons montrer avec un calcul simple que l'entropie croît le long de l'Hugoniot et que le passage de l'onde de choc est à l'origine d'un phénomène irréversible. En différenciant l'expression (2.55) et en l'introduisant dans l'expression (2.5) on obtient:

$$TdS = \frac{1}{2}(P - P_0)(v_0 - v) \left(\frac{dP}{P - P_0} + \frac{dv}{v_0 - v} \right). \quad (2.61)$$

Avec les expressions (2.52) et (2.53) nous pouvons exprimer les vitesses u et D


 Figure 2.11: Représentation dans le plan (P, ρ) de l'isentrope.

en fonction des volumes spécifiques v et v_0 et de la pression:

$$u^2 = (P - P_0)(v_0 - v) \quad (2.62)$$

$$D^2 = v_0^2 \frac{P - P_0}{v_0 - v} \quad (2.63)$$

En différenciant cette dernière expression on obtient:

$$2 \frac{dD}{D} = \frac{dP}{P - P_0} + \frac{dv}{v_0 - v} \quad (2.64)$$

En introduisant (2.63) et (2.64) dans (2.61) nous obtenons finalement

$$T dS = u^2 \frac{dD}{D}, \quad (2.65)$$

soit

$$\left(\frac{dS}{dD} \right)_H > 0. \quad (2.66)$$

L'entropie augmente donc le long de l'Hugoniot. La matière ne pourra jamais revenir à son état initial. On fait apparaître ici la notion d'irréversibilité.

Chocs faibles/Chocs forts

On peut parler de choc faible quand la différence de pressions du milieu après et avant la discontinuité est relativement petite, c'est-à-dire $P_1 \rightarrow P_0 = P$. Dans ce cas, d'après la relation (2.55) on a :

$$d\varepsilon = -Pdv. \quad (2.67)$$

L'énergie provient donc essentiellement du travail exercé par les forces de pression. Effectivement, d'après l'expression (2.5) et (2.7) on voit que l'entropie et le transfert thermique sont négligeables. Le front d'une onde de choc faible se propage donc comme des ondes sonores à la vitesse donnée par l'expression 2.26.

Dans le cas opposé où $P_1 \gg P_0$ on parle d'un choc fort. D'après l'isentropie, comme nous avons déjà vu, lors d'une compression adiabatique le milieu peut être comprimé de façon illimitée. Alors que d'après l'Hugoniot cette compression est limitée par $\rho_1/\rho_0 = v_0/v_1 = (\gamma + 1)/(\gamma - 1)$ pour $\gamma > 1$. En effet, l'Hugoniot est loin de l'isentropie ce qui indique que cette transformation génère des états avec une entropie beaucoup plus élevée.

Deux autres relations utiles peuvent être déduites dans la limite des chocs forts. A partir des relations de Rankine-Hugoniot (2.56) et (2.57) nous pouvons exprimer la vitesse du choc u_s et la vitesse de la matière derrière le choc u_1 en fonction de la pression et du volume spécifique :

$$u_s = \sqrt{v_0 \frac{\gamma + 1}{2} P_1} \quad (2.68)$$

$$u_1 = \sqrt{v_0 \frac{2}{\gamma + 1} P_1} \quad (2.69)$$

A partir de ces équations, nous pouvons montrer que

$$\varepsilon_1 = \frac{u_1^2}{2} \quad (2.70)$$

ce qui montre que dans un choc fort il y a équipartition de l'énergie, c'est-à-dire, l'énergie est répartie de façon égale entre l'énergie cinétique et l'énergie interne. De plus, l'énergie interne du milieu non perturbée ε_0 est négligeable.

2.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons introduit quelques notions élémentaires sur la dynamique des gaz parfaits. En effet, dans les conditions de température et de densité dans lesquels nous nous placerons dans la suite de ce manuscrit, nous pourrions considérer le plasma comme étant un gaz parfait. Nous avons introduit également les équations de conservation de la masse, du moment et de l'énergie, qui forment les équations de base pour étudier la physique des ondes sonores et des ondes de choc.

En effet, une onde de choc étant une onde mécanique ou d'une autre nature, associée à l'idée d'une discontinuité, d'une transition brutale entre deux milieux, il est

nécessaire de comprendre d'abord comment se propage une onde sonore. Grâce aux équations de continuité et à un outil mathématique appelé invariant de Riemann nous avons introduit les notions d'onde de détente et de compression. Or, une onde de compression ne peut exister indéfiniment: quand les effets non linéaires deviennent non négligeables il y a formation d'un choc. Nous avons établi les équations permettant de caractériser la densité et la pression dans un milieu choqué, connues comme les relations de Rankine-Hugoniot. Nous avons vu grâce à l'Hugoniot que la compression de la matière derrière le choc est limitée. Mais l'isentrope peut être approché par une succession de chocs plus faibles qui va donc rendre la compression de la coquille quasi-isentropique.

Nous avons également présenté, dans la limite des chocs faibles ou forts quelques expressions qui seront indispensables dans la suite du manuscrit.

Néanmoins, la physique des ondes de chocs est dense et complexe. Dans ce chapitre nous nous sommes limités à la description de quelques notions de base qui sont loin d'être exhaustives. Pour plus de renseignements nous conseillons le lecteur de consulter la Ref. [109].

Chapitre 3

Génération de hautes pressions d'ablation par des électrons

En FCI il est indispensable de bien comprendre comment un choc est généré. C'est grâce aux chocs que le combustible est comprimé et que les réactions thermonucléaires peuvent se déclencher. Nous avons vu dans la partie précédente que l'onde de choc est la conséquence de la non-linéarité des équations de conservation. Mais quels sont les mécanismes physiques à l'origine de la formation d'une onde de compression en FCI ? Pour répondre à cette question nous devons considérer le problème depuis son début. Nous analyserons donc comment, dès les premiers instants de l'interaction laser plasma, l'énergie laser est absorbée puis transportée dans la cible dense. En effet, lors de l'interaction laser plasma deux populations distinctes d'électrons peuvent être générées: les électrons thermiques (Section 3.1), qui peuvent être caractérisés par une fonction de distribution Maxwellienne, et les électrons chauds ou suprathermiques (Section 5.14), qui se trouveraient dans la queue de cette fonction de distribution. Les mécanismes de génération d'électrons seront décrits. On analysera comment la propagation de ces électrons dans la matière sera à l'origine de deux mécanismes d'ablation différents: le régime d'ablation par électrons thermiques et le régime d'ablation par électrons chauds. Dans chacun de ces régimes, l'énergie transportée par les électrons sera déposée de façon différente, ce qui va engendrer des modifications des grandeurs thermodynamiques (pression, température, densité...) propres à chaque régime qui seront à l'origine de la formation d'une onde de choc.

3.1 Interaction laser plasma

Lorsqu'un faisceau laser intense irradie la cible solide, la matière va être ionisée. Les électrons vont donc être arrachés au voisinage de la surface éclairée. Ce plasma dans lequel se propage le faisceau laser, va se détendre dans le vide en créant une onde de choc qui va se propager vers l'intérieur de la cible. Pour comprendre comment le choc se forme nous devons donc analyser dans un premier temps comment le plasma absorbe l'énergie laser.

La relation de dispersion d'une onde électromagnétique de pulsation ω et de vecteur d'onde k est donnée par

$$k^2 c^2 = \omega^2 - \omega_p^2 \quad (3.1)$$

avec c la vitesse de la lumière, ω_p la fréquence plasma, qui est une fonction de la densité électronique du plasma $n_e = \varepsilon_0 m_e \omega_p^2 / e^2$ où ε_0 est la permittivité du vide et m_e et e la masse et la charge de l'électron respectivement. Puisque le laser ablate la matière, il va se propager dans un profil de densité électronique croissant. Or, il existe une densité dite critique, pour laquelle le vecteur d'onde s'annule, empêchant donc la propagation du laser. D'après l'équation (3.1) on voit que cette densité peut être obtenue en égalant la pulsation de l'onde laser avec la fréquence plasma. On obtient donc pour $\omega = \omega_p$:

$$n_c (\text{cm}^{-3}) = \frac{\varepsilon_0 m_e \omega^2}{e^2} = \frac{1.1 \times 10^{21}}{\lambda^2 (\mu\text{m}^2)} \quad (3.2)$$

Dans notre cas, la longueur d'onde du laser est $\lambda = 0.35 \mu\text{m}$ donc $n_c \sim 9.10^{21} \text{ cm}^{-3}$. Ce paramètre définit la zone où l'énergie laser va être déposée et absorbée par les électrons qui ont été arrachés aux atomes de la cible. Ces électrons vont par la suite être accélérés par le champ électrique laser et vont transporter dans la cible dense cette énergie absorbée. Sur la Fig. 3.1 nous pouvons observer les profils spatiaux caractéristiques de densité et température de la cible lors de l'interaction entre un laser et une cible solide. Nous pouvons définir 4 zones différentes:

- Le solide non perturbé: dans cette partie il n'y a aucune variation des grandeurs macroscopiques par rapport aux valeurs initiales. Aucun mécanisme physique n'a encore eu le temps de se produire.

- La zone sous-choc: avec des densités supérieures à celle du solide. A l'interface entre cette zone et le solide non perturbé se trouve une onde de choc qui se propage vers le solide non perturbé.

- la zone de conduction: aussi appelée zone surcritique, où la densité est comprise entre la densité critique n_c et la densité du solide. Dans cette zone l'énergie laser absorbée est transportée vers les régions de densité plus élevée par les électrons et le rayonnement.

- La couronne: c'est là que les interactions ont lieu. La densité est inférieure à la densité critique. C'est donc là que l'énergie laser est déposée, puis transportée soit par conduction thermique grâce aux électrons thermiques et/ou par rayonnement thermique vers les régions de densité plus élevée. Dans ce travail on ne s'intéresse qu'à la pression générée par les électrons donc on ne parlera pas du transport radiatif.

Sachant que dans le régime d'interaction laser plasma se sont les électrons thermiques qui sont à l'origine de la formation du choc, il est important de comprendre comment ils sont générés. Le cas des électrons chauds sera examiné dans la section suivante.

3.1.1 Absorption collisionnelle

Ce mécanisme d'absorption est également appelé Bremsstrahlung inverse. Il s'agit d'un processus à trois corps: un photon est absorbé lors de la collision entre un

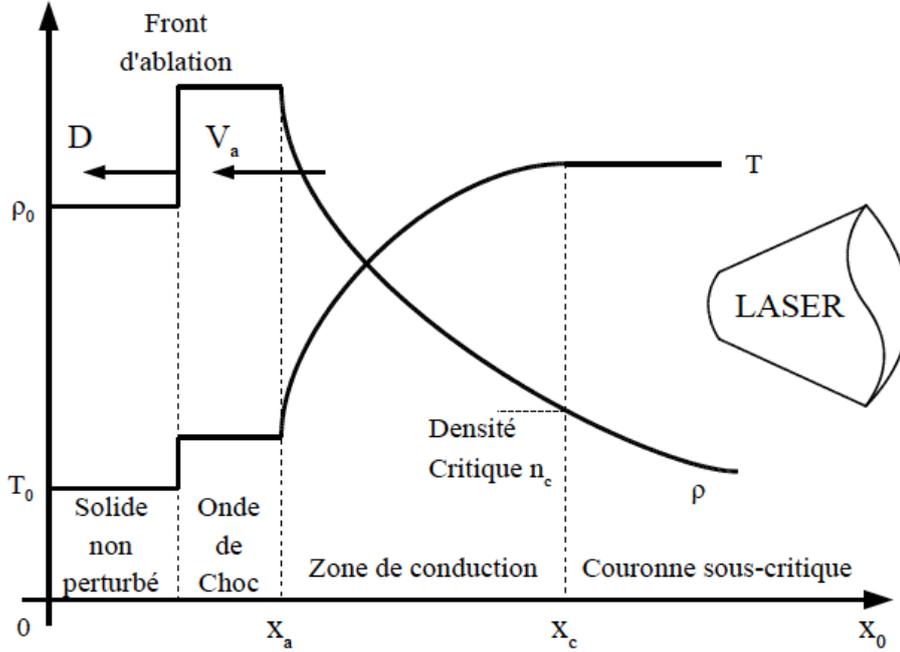


Figure 3.1: Profils de densité et de température dans le régime d'interaction laser plasma. Nous pouvons distinguer 4 zones différentes: le solide non perturbé, l'onde de choc, la zone de conduction et la couronne.

électron et un ion.

En effet, en présence du champ électrique de l'onde laser les électrons oscillent à une vitesse:

$$v_{max} = \frac{eE}{m_e \omega_0} \quad (3.3)$$

où ω_0 est la pulsation du laser et E est l'amplitude du champ électrique de l'onde laser. Ces électrons qui oscillent vont entrer en collision avec les ions. Lors des collisions entre les électrons et les ions, il y a diffusion aléatoire des électrons dans la matière. Ces collisions changent la phase d'oscillation de l'électron et, par conséquent, convertissent l'énergie cohérente d'oscillation en une énergie aléatoire thermique. Par ce mécanisme, l'énergie laser est transmise à l'ensemble de la population électronique.

L'absorption collisionnelle du laser dans un plasma est décrite par:

$$\frac{dI_L}{dz} = -\kappa_{Abs} I_L \quad (3.4)$$

avec I_L l'intensité du laser, z l'axe de propagation du laser et le coefficient d'absorption est donné par

$$\kappa_{Abs} = \frac{\nu_{ei} \omega_p^2}{c \omega_L^2 \Re(n) \left(1 + \frac{\nu_{ei}^2}{\omega_0^2}\right)} \quad (3.5)$$

où $\Re(n)$ la partie réelle de l'indice de réfraction et ν_{ei} la fréquence de collision électron-ion qui, en considérant des fonctions de distribution des particules comme étant Maxwelliennes, est donnée par:

$$\nu_{ei} = \frac{1}{6\sqrt{2}\pi^{3/2}} \frac{Ze^4 n_e \ln \Lambda_{ei}}{\epsilon_0^2 m_e^{1/2} (2T_e)^{3/2}} \quad (3.6)$$

avec $\ln \Lambda_{ei}$ le logarithme coulombien et T_e la température électronique. Le taux d'absorption de l'énergie laser est proportionnel à la fréquence de collisions électron-ion. Elle même à son tour est proportionnelle à la densité d'électrons n_e et la charge des ions Z . Dans le cas d'une distribution d'électrons maxwellienne, dans un plasma sous dense [56]:

$$\nu_{ei}(\text{s}^{-1}) = 3 \times 10^{-6} \frac{Z n_e (\text{cm}^{-3}) \ln \Lambda_{ei}}{T_e (\text{eV})^{3/2}}. \quad (3.7)$$

Dans notre contexte, dans la couronne on se trouve dans la limite $\nu_{ei} \ll \omega_0$. En effet, en utilisant les valeurs caractéristiques $\ln \Lambda_{ei} = 8$, $Z = 5$, la longueur d'onde $\lambda = 0.351 \mu\text{m}$ et pour une densité électronique $n_e = n_c$ dans les expressions (3.2) et (3.6) le plasma doit avoir une température inférieure à $T_e \sim 160 \text{ eV}$ pour que la fréquence de collision ν_{ei} soit supérieure à un dixième de ω_0 . Dans la limite $\nu_{ei} \ll \omega_L$ le coefficient d'absorption s'écrit

$$\kappa_{Abs}(\text{cm}^{-1}) = 8.7 \times 10^{-38} \frac{\ln \Lambda_{ei} Z n_e (\text{cm}^{-3}) \lambda_L^2 (\mu\text{m})}{T_e (\text{eV})^{3/2} (1 - \frac{n_e}{n_c})^{1/2}} \quad (3.8)$$

On remarque que le maximum d'absorption se produit au niveau de la densité critique.

A retenir: Le régime idéal pour la FCI est celui de l'absorption collisionnelle, dans lequel les électrons du plasma, qui oscillent dans le champ de l'onde laser, dissipent leur énergie par collisions avec les ions du plasma. Le coefficient d'absorption est une fonction décroissante de la température mais croissante avec la densité électronique

Remarque: la Ref. [70] présente un modèle analytique d'absorption laser par un plasma. En particulier elle montre la possibilité de définir une intensité de transition ϕ^* définissant la transition entre le régime collisionnel ($I_L \ll \phi^*$) et un régime faiblement collisionnel ($I_L \gg \phi^*$) pour une expansion plasma plane:

$$\phi^*(\text{W/cm}^2) \sim 1.33 \times 10^{14} \left(\frac{\ln \Lambda}{6}\right)^{3/2} \left(\frac{2Z}{A}\right)^{5/4} \lambda(\mu\text{m})^{-5} \left(\frac{Z^*}{3.5}\right)^{3/2} \tau(\text{ns})^{3/2} \quad (3.9)$$

-Dans le cas où $I_L < \phi^*$ l'absorption par bremsstrahlung inverse est totale dans la couronne. L'énergie laser est donc absorbée avant d'atteindre la surface critique. On parle d'absorption non-localisée à la densité critique. Par conséquent la couronne n'est plus isotherme.

-Quand l'intensité du laser $I_L > \phi^*$ l'absorption n'est pas totale dans la couronne. Dans ce régime, le laser arrive jusqu'à la densité critique où il est réfléchi. 50% de

l'absorption s'effectue à des densités comprises entre n_c et $0.88n_c$. Dans ce régime il est encore vrai que la couronne subit une expansion isotherme à partir de la densité critique.

Dans les conditions de l'allumage par choc, la longueur d'onde est de $0.350 \mu\text{m}$, dans les cibles de DT, donc $A = 2.5$ et $Z^* = 1$ et le laser utilisé à une durée de $\tau \sim 1 - 2 \text{ ns}$. Le flux de transition est donc de $\phi^* \sim 2.9 \text{ PW/cm}^2$. Dans ce manuscrit on se situera à des intensités lasers de cet ordre de grandeur ou supérieures. On pourra donc par la suite supposer que la couronne subit une expansion isotherme à partir de la densité critique, hypothèse nécessaire pour établir les lois d'échelles qui seront présentées dans la partie 3.1.4.

3.1.2 Absorption résonnante

Dans cette partie nous allons examiner les mécanismes d'absorption non collisionnelle. Parmi eux on trouve l'absorption résonnante, l'effet Brunel et les instabilités paramétriques excitées par la force pondéromotrice. Le deuxième mécanisme, se produisant à des intensités lasers plus élevées que celles considérées dans notre travail ($I \gtrsim 10^{17} \text{ W/cm}^{-2}$), nous nous intéresserons ici à l'absorption résonnante.

Différentes ondes plasma peuvent être excitées par le champ laser. Les électrons ou les ions peuvent être accélérés par l'interaction résonnante avec ces ondes (mécanisme étudié dans la section suivante). Ces ondes peuvent aussi produire de la lumière diffusée (diffusion Brillouin ou Raman stimulée). L'excitation directe, au niveau de la densité critique, des oscillations de plasma électroniques, prend le nom d'absorption résonnante. Elle prend place au niveau de la surface critique, dans un plasma aillant un gradient de densité. Afin d'avoir absorption résonnante il faut utiliser un pulse laser avec une composante du champ électrique parallèle au gradient du plasma, c'est à dire $\vec{E} \cdot \vec{\nabla} n_e \neq 0$. Cette composante va faire osciller l'électron le long de la direction du gradient de densité créant des fluctuations de la densité du plasma.

En condition de résonance, c'est à dire, pour $\omega_0 = \omega_e$ ces oscillations vont être amplifiées. L'énergie électro-magnétique du laser va donc être transformée dans l'onde plasma qui ensuite accélérera un groupe restreint d'électrons résonnants à hautes énergies (et pas pour le chauffage du plasma.)

Considérons le cas suivant en 2D pour expliquer ce phénomène: soit un profil de densité décrit par la fonction $n_e = n_c x/L$ où L est la longueur caractéristique du plasma définissant l'endroit de résonance, définit dans le demi espace infini $x > 0$ [56]. Le vecteur d'onde du champ laser doit se trouver dans le plan d'incidence dans le but d'avoir une composante parallèle au gradient. Donc $\vec{E} = E_x \vec{x} + E_y \vec{y}$. Les électrons oscillant entre les régions de densité différente créent des fluctuations de densité δn de telle façon que:

$$\delta n = n_e(\vec{r} + \vec{r}_{osc}) - n_e(\vec{r}) \simeq \vec{r}_{osc} \cdot \vec{\nabla} n_e \quad (3.10)$$

avec $\vec{r}_{osc} = e\vec{E}/m_e\omega_0^2$ l'amplitude de l'oscillation de l'électron dans le champ

électrique. L'équation de Poisson $\vec{\nabla} \cdot (\varepsilon_p \vec{E}) = 0$ où $\varepsilon_p(x) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} = 1 - \frac{n_e(x)}{n_c}$ est la fonction diélectrique du plasma qui varie le long du gradient, peut être écrite sous la forme

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = -\frac{1}{\varepsilon_p} \frac{\partial \varepsilon_p}{\partial x} E_x, \quad (3.11)$$

qui montre alors la résonance pour le champ longitudinal E_x dans le point $\varepsilon_p(x) = 0$, c'est à dire, au niveau de la densité critique où $\omega = \omega_p$.

Dans le cas d'une onde électromagnétique plane monochromatique en incidence oblique (polarisation de type p) avec l'angle d'incidence θ , la relation de dispersion est donnée par la Ref. [56]:

$$\frac{k_x^2 c^2}{\omega_0^2} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} - \sin^2 \theta \quad (3.12)$$

Donc l'onde est réfléchiée à la densité $n = n_c \cos^2 \theta$, c'est à dire, à une densité inférieure à la densité critique. Cependant le champ évanescent peut quand même arriver jusqu'à la zone de densité critique, excitant la résonance.

Nous allons maintenant estimer le champ électrique E_x provoquant la résonance au niveau de la surface critique. La loi de Maxwell-Ampère et sachant que $k_y = \sin \theta \omega / c$ nous permet d'écrire:

$$E_x = \sin \theta B_z / \varepsilon_p(x). \quad (3.13)$$

On peut exprimer le champ B_z à l'endroit de la résonance $x = L$ comme sa valeur au point de réflexion $x = L \cos^2 \theta$ multiplié par le facteur qui tient compte de la décroissance exponentielle entre le point de réflexion et l'endroit de la résonance. La constante d'amortissement va être estimée selon l'Eq. (3.12) en intégrant le vecteur de l'onde évanescente $|k_x| = \sqrt{\varepsilon_p(x) - \sin^2 \theta} \omega / c$ entre le point de réflexion et le point de résonance. Avec l'expression (3.12) nous obtenons:

$$|k_x| = \frac{1}{c} \int_{L \cos^2 \theta}^L \sqrt{\omega_p^2 - \omega^2 \cos^2 \theta} dx = \frac{2 \omega L}{3c} \sin^3 \theta. \quad (3.14)$$

D'après la solution pour le champ laser dans le domaine de propagation $n < n_c \cos^2 \theta$ qui est exprimée avec les fonctions de Airy, nous pouvons estimer le champ B_z à l'endroit du point de réflexion pour le profil de densité linéaire comme

$$B_z(L) \approx 0.9 \left(\frac{c}{\omega L} \right)^{1/6} E_L \quad (3.15)$$

où E_L est le champ électrique laser incident à la limite entre le plasma et le vide. En injectant l'expression (3.14) dans (3.15) et (3.13) nous avons:

$$B_z(L) = 0.9 \left(\frac{c}{\omega L} \right)^{1/6} E_L \exp \left(-\frac{2 \omega L}{3c} \sin^3 \theta \right) \quad (3.16)$$

$$E_x(x) = 0.9 \left(\frac{c}{\omega L} \right)^{1/6} \frac{\sin \theta}{\varepsilon_p(x)} E_L \exp \left(-\frac{2 \omega L}{3c} \sin^3 \theta \right) \quad (3.17)$$

Nous définissons le champ de sollicitation $E_d = \varepsilon_p(x)E_x(L)$ comme:

$$E_d = \frac{E_L}{\sqrt{\omega L/c}} \phi(\tau) \quad (3.18)$$

$$\phi(\tau) = 0.9\tau^{1/2} \exp\left(-\frac{2\tau^{3/2}}{3}\right) \quad (3.19)$$

avec $\tau = (\omega L/c)^{2/3} \sin^2 \theta$. On remarque que la fonction $\phi(\tau)$ est égale à zéro dans le cas de l'incidence normale, c'est à dire quand il n'y a pas de composante du champ laser parallèle au gradient de densité. En même temps, le champ devient très faible pour des L très grands, c'est à dire, pour des gradients de densité aillant une très grande valeur d'échelle, puisque le champ doit traverser une très grande distance avant d'atteindre la surface critique. On voit également que la fonction $\phi(\tau)$ augmente de façon linéaire avec l'angle d'incidence pour les très petits angles et devient maximal pour $\theta_{max} \sim (\omega L/c)^{-1/3}$. Elle décroît de façon exponentielle pour les grands angles. En faisant le calcul de la puissance absorbée dans la zone de résonance au voisinage de la densité critique on peut démontrer que la fonction $\phi(\tau)$ permet également de caractériser l'efficacité de l'absorption de l'onde laser incidente dans la zone de densité critique [56]

$$\eta_{inc} \sim \frac{\phi(\tau)^2}{2} \quad (3.20)$$

Ce coefficient décrit l'efficacité de conversion du flux laser incident dans le flux d'énergie transportée par les ondes plasma. On remarque que ce paramètre ne dépend pas de la fréquence de collision.

A retenir: Si l'onde laser arrive avec une incidence oblique et que le vecteur du champ électrique se trouve dans le plan d'incidence, la composante longitudinale du champ électrique va interagir avec les électrons et générer une onde plasma près de la densité critique. Les champs électriques ainsi générés peuvent être beaucoup plus grands que ceux associés à l'onde laser. Ils vont pouvoir générer des électrons suprathermiques.

3.1.3 Transport thermique

Nous avons vu comment l'énergie du laser était absorbée dans le plasma. Regardons maintenant comment cette énergie est transportée par les électrons vers l'intérieur de la cible. Comme nous avons dit précédemment, il y a deux mécanismes de transport qui interviennent: le transport thermique électronique et le transport radiatif. Nous nous intéressons qu'au transport thermique électronique.

Spitzer et Härm [93] ont développé la théorie pour le transport thermique des électrons selon laquelle le flux de chaleur du plasma est proportionnel au gradient de température électronique:

$$Q = -\kappa_0 T_0^{5/2} \frac{dT_e}{dx} \quad (3.21)$$

où $\kappa_0 = 8.4 \cdot 10^{12} (Z + 3.3)^{-1} \text{ W.cm}^{-1} \text{ keV}^{-7/2}$ et $\kappa_0 T^{5/2}$ est la conductivité thermique électronique.

Remarque: la formule de Spitzer et Härm décrivant le transport thermique des électrons est valable uniquement quand la longueur du gradient de la température est très supérieure au libre parcours moyen des électrons. Si le gradient de température est très raide, ce qui peut arriver dans la zone de conduction, la formule de Spitzer surestime le flux et elle n'est donc plus valable. Dans ce cas, le flux de chaleur dans un point dépend de la distribution de température autour de ce point. Le transport devient non local. Très souvent dans les codes de l'hydrodynamique on utilise un modèle simplifié du transport non local en introduisant le limiteur de flux selon les expressions suivantes [62]:

$$Q_{lim} = \epsilon \min(|Q|, f N_e T_e) \quad (3.22)$$

ou encore

$$Q_{lim}^{-1} = |Q|^{-1} + (\epsilon f N_e T_e)^{-1} \quad (3.23)$$

où f est un facteur appelé limiteur de flux, et ϵ est le signe du gradient de température. Dans nos simulations, nous recalons les expériences avec un limiteur de flux de $\sim 5\%$.

3.1.4 Régime d'ablation par les électrons thermiques et séparation hydrodynamique.

Les électrons thermiques, générés principalement par absorption collisionnelle, vont transporter l'énergie absorbée et la déposer dans la cible dense. Ils vont ainsi chauffer la matière donnant naissance à une onde thermique. En même temps, le processus d'ablation (étudié dans un premier temps) va générer une onde de compression qui va se propager vers l'intérieur de la cible. Puisque pour l'intensité laser constante la vitesse de choc est aussi constante, on peut dire que ce processus est un phénomène stationnaire et peut être utilisé pour modéliser l'ablation produite par un laser, quand l'absorption est localisée au niveau de la surface critique [14]. Dans cette partie nous rappellerons les lois d'échelle développées dans la Ref. [37] concernant le taux de masse ablatée et la pression d'ablation. Le phénomène à l'origine de la formation du choc, appelé *séparation hydrodynamique* sera étudiée en deuxième partie.

Mécanisme d'ablation par électrons thermiques

Le dépôt du flux laser I_L au voisinage de la densité critique se traduit par l'apparition d'une zone de transition dont la longueur est liée à la conduction thermique. Cette zone de transition sépare l'écoulement en deux régions: le fluide comprimé derrière le front d'ablation et le fluide chauffé en aval de la discontinuité (voir Fig. 3.2). Une température homogène en aval est maintenue au-delà de la densité critique dû à une forte conductivité thermique dans la couronne.

La Ref. [37] étudie les écoulements résultant de l'interaction d'un laser et d'une

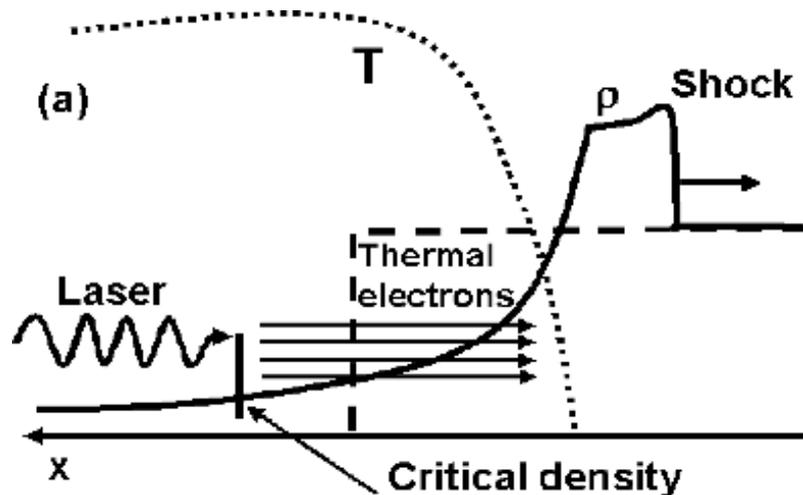


Figure 3.2: Profil de densité et de température dans le régime d'ablation par électrons thermiques. Le laser dépose son énergie au niveau de la densité critique. Les électrons thermiques, générés par absorption collisionnelle principalement, vont transporter l'énergie absorbée et la déposer dans la cible dense. Ils vont ainsi chauffer la matière et une onde thermique va être générée. [84]

cible initialement solide. Les différents types d'écoulement résultants seront la conséquence de la comparaison de deux vitesses caractéristiques: la vitesse du front d'ablation v_a (donc la vitesse de propagation de la zone de transition dans le milieu comprimé) et la vitesse de propagation de l'onde de choc u_s .

On peut estimer la vitesse du front d'ablation comme $v_a \sim \dot{m}_a / \rho_0$ où \dot{m}_a est le taux de masse ablatée définie comme la dérivée temporelle de la masse par unité de surface ablatée. La vitesse du choc a été défini dans la section précédente (2.3.3).

On peut distinguer entre deux régimes différents:

- Le régime **supersonique** où $v_a > u_s$. Dans ce cas l'onde thermique (zone de transition) est plus rapide que l'onde de choc. Quand la matière traverse la zone de transition (passage de la zone non perturbée à la zone chauffée), la densité augmente. Ce régime apparaît quand un milieu de densité initialement faible absorbe une intensité laser importante.

- Le régime **subsonique** où $v_a < u_s$. Dans ce cas l'onde de choc se propage plus vite que le front d'ablation, qui se propage dans un milieu déjà conditionné par le passage de l'onde de choc.

Il est important de noter que même si c'est le régime subsonique qui décrit l'écoulement de la matière dans le cas d'une cible solide irradiée par laser, avant d'atteindre ce régime stationnaire on peut également observer le mode supersonique. Il s'agit d'un phénomène transitoire pendant lequel une onde thermique supersonique va survivre pendant un temps très court (quelques dizaines de picosecondes). Or, la matière, immobile jusque là, va se mettre en mouvement à cause de la détente du solide chauffé. L'écoulement va transiter du régime supersonique au régime sub-

sonique. C'est pendant cette phase transitoire que l'onde de choc est créée à partir d'un phénomène physique appelé séparation hydrodynamique, que nous analyserons dans la prochaine partie.

Mais regardons dans un premier temps la structure globale de l'écoulement plan en supposant que le régime d'ablation stationnaire (régime subsonique) est déjà atteint. La densité et la température sont donc décrits par les profils représentés sur la Fig. 3.1. L'écoulement se caractérise par une zone assurant la transition entre la surface critique et le solide, précédée par une onde de choc dans le solide.

Nous voulons établir des lois d'échelle permettant de calculer la pression et le taux de masse ablatée en fonction des paramètres laser sur une cible plane et pour cela il est nécessaire d'établir un certain nombre d'hypothèses:

Hypothèses du modèle:

- Nous utiliserons les équations qui régissent l'écoulement du fluide en géométrie plane. En effet, en attaque directe, au début de la phase d'accélération, la compression de la cible est encore faible et donc la variation du rayon de la cible est faible par rapport à son rayon lui-même, ce qui justifie la géométrie choisie.

- L'écoulement du fluide dans la zone de conduction atteint un régime stationnaire.

- Il y a égalité entre les températures électroniques et ioniques, hypothèse d'autant plus vérifiée que la longueur d'onde du laser est courte.

- L'absorption s'effectue entièrement près de la surface critique, l'énergie étant déposée par l'absorption collisionnelle dans la population thermique électronique. On néglige donc toute possibilité de génération d'électrons suprathermiques (dont le cas sera analysé dans la partie suivante).

- On admet que la couronne est isotherme.

Nous allons considérer les équations de l'hydrodynamique pour l'écoulement d'un fluide en géométrie plane selon l'axe \vec{e}_x :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) = 0 \quad (3.24)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial x}(P + \rho u^2) = \frac{I_{abs}}{c} \delta(x - x_c) \quad (3.25)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} P + \frac{1}{2} \rho u^2 \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left[\rho u \left(h + \frac{u^2}{2} \right) + Q \right] = I_{abs} \delta(x - x_c) \quad (3.26)$$

avec h l'enthalpie, Q le flux thermique décrit dans la partie précédente, x_c la position de la densité critique et le terme I_{abs}/c représente l'effet de la force pondéromotrice. Cette force décrit le transfert de la quantité de mouvement du rayonnement absorbé.

Pour résoudre ce système d'équations il faut considérer séparément la zone de conduction et la zone sous-critique [37].

Dans la zone sous-critique on peut montrer que l'écoulement doit être non stationnaire afin de trouver une solution physique. Il est nécessaire alors pour permettre la résolution analytique d'introduire des hypothèses décrivant la température du milieu. Il y a deux possibilités. On peut considérer la couronne soit **isotherme** -dans

ce cas on admet qu'il existe un flux de chaleur suffisant au niveau de la surface critique pour empêcher le refroidissement de cette zone en détente- soit **adiabatique**. Dans ce cas contraire le flux de chaleur est nul. Dans le schéma d'allumage par choc (et plus généralement en attaque directe), le laser irradie la cible pendant toute l'implosion et il y a donc toujours une fraction du flux laser qui est absorbée à la surface critique servant à maintenir la couronne à une température constante. Nous considérons donc que l'écoulement est isotherme. Cette hypothèse est utilisée comme condition de raccord au niveau de la densité critique entre la zone sous-dense et la zone de conduction.

La zone de conduction, est bien évidemment caractérisée par une très forte dépendance avec la conduction thermique. En supposant que le flux de chaleur est partout décrit par l'expression (3.21) nous pouvons relier les solutions obtenues dans la zone de conduction aux solutions obtenues dans la zone sous-dense au niveau de la densité critique en imposant la condition que l'écoulement stationnaire subsonique dans la zone de conduction se transforme dans l'écoulement non-stationnaire supersonique dans le point critique. En imposant la coïncidence entre le point sonique et le point critique on peut obtenir les solutions globales de l'écoulement. Dans le cas d'une expansion isotherme, les lois d'échelles pour la pression et le taux de masse ablatée sont

$$P_a(\text{Mbar}) \sim 12 \left(\frac{I_{\text{abs}}(\text{W/cm}^2)}{10^{14}} \right)^{2/3} \left(\frac{1}{\lambda_L(\mu\text{m})} \right)^{2/3} \left(\frac{A}{2Z} \right)^{1/3} \quad (3.27)$$

$$\dot{m}_a(\text{g/s/cm}^2) \sim 150 \left(\frac{I_{\text{abs}}(\text{W/cm}^2)}{10^{14}} \right)^{1/3} \left(\frac{1}{\lambda_L(\mu\text{m})} \right)^{4/3} \left(\frac{A}{2Z} \right)^{2/3} \quad (3.28)$$

A retenir: Dans le but d'obtenir les lois d'échelles dans le régime d'ablation laser-plasma, nous avons supposé une éjection de masse constante de la zone d'ablation. En effet, en considérant un écoulement stationnaire, l'expression (3.24) traduit la constance du flux de masse $\rho u = \dot{m}$. Cela revient à résoudre le modèle d'expansion d'un plasma isotherme avec un flux de masse constant.

Dans ce manuscrit, de par les paramètres laser utilisés, nous pourrions considérer que la couronne subit une expansion isotherme à partir de la densité critique et nous pourrions appliquer les lois d'échelle données par les équations (3.27) et (3.28).

Séparation hydrodynamique

Avant d'atteindre le régime d'ablation stationnaire décrit dans la partie précédente, l'écoulement passe par un régime transitoire pendant lequel une série de phénomènes physiques va conduire à la formation d'une onde de choc. Regardons en détail comment un choc peut se former dans ce régime. Pour illustrer ce processus, nous avons réalisé des simulations hydrodynamiques avec une version 1D plane du code Lagrangien CHIC [63], avec l'équation d'état d'un gaz parfait. Au moment initial nous considérons un plasma de DT avec une densité constante $\rho_0 = 2.53 \cdot 10^{-1} \text{ g/cm}^3$, densité du DT cryogénique caractéristique de la coquille d'une cible HiPER. La cible

est irradiée par un laser, d'intensité $I_0 = 4.4 \cdot 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$, arrivant par la droite, tout le long de la simulation.

Dès que le laser interagit avec la matière celle-ci est ablatée. Une onde de détente va donc être générée et se propager vers l'intérieur de la cible. Dans la Fig. 3.3 les profils de densité et de vitesse matière à différents moments du temps sont présentés. Nous observons que dès les premiers instants d'interaction entre le laser et la cible, il y a 3 zones distinctes.

-Le milieu non perturbé: la vitesse est nulle et la densité est constante.

-Une zone de forte densité. A cet endroit la vitesse est négative, c'est à dire, la matière se propage vers l'intérieur de la cible. La cible est comprimée, par une onde de compression au début, qui comme nous avons vu dans la partie précédente, va se transformer en une onde de choc.

-Une zone avec une densité inférieure à la densité de la cible. A cet endroit là le profil de vitesse a une pente positive: la matière se propage vers l'extérieur de la cible. Il s'agit d'une onde de détente.

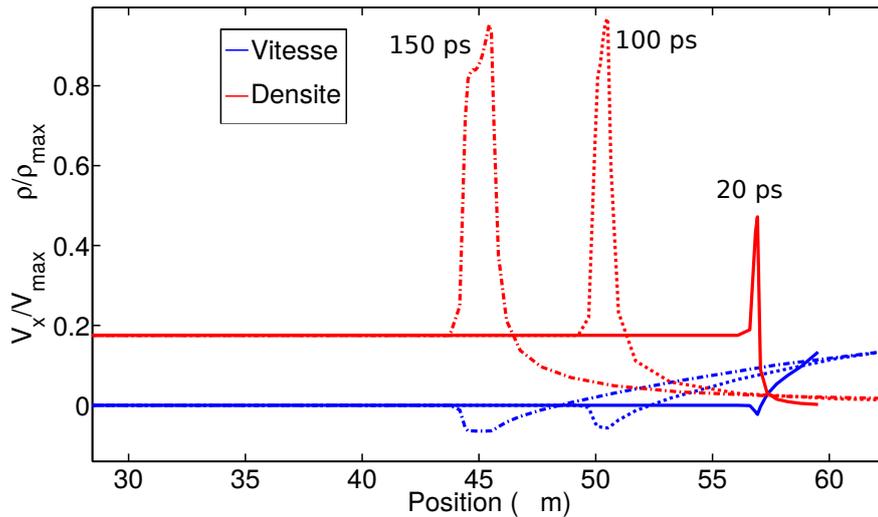


Figure 3.3: Profils spatiaux de densité (rouge) et de vitesse matière (bleu) lors de l'irradiation d'une cible de DT de densité $\rho_0 = 2.53 \cdot 10^{-1} \text{ g/cm}^3$ par un laser d'intensité $I_0 = 4.4 \cdot 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$ arrivant par la droite.

Lors de ce processus d'ablation la matière est ionisée. Les électrons thermiques ainsi générés vont transporter l'énergie laser vers la cible dense, en augmentant la température du matériau de quelques centaines de eV. La Fig. 3.4 montre les profils de densité, pression et température à différents instants.

Une onde thermique va être créée et se propagera vers l'intérieur du solide. En même temps l'ablation de la coquille crée une forte pression (environ une dizaine de Mbar) qui va engendrer un choc hydrodynamique. Ce choc est au premiers instants confondu avec l'onde thermique. Celle-ci est alors supersonique. C'est à dire, sa vitesse est supérieure à celle du son derrière le choc dans le matériau solide.

3. Génération de hautes pressions d'ablation par des électrons

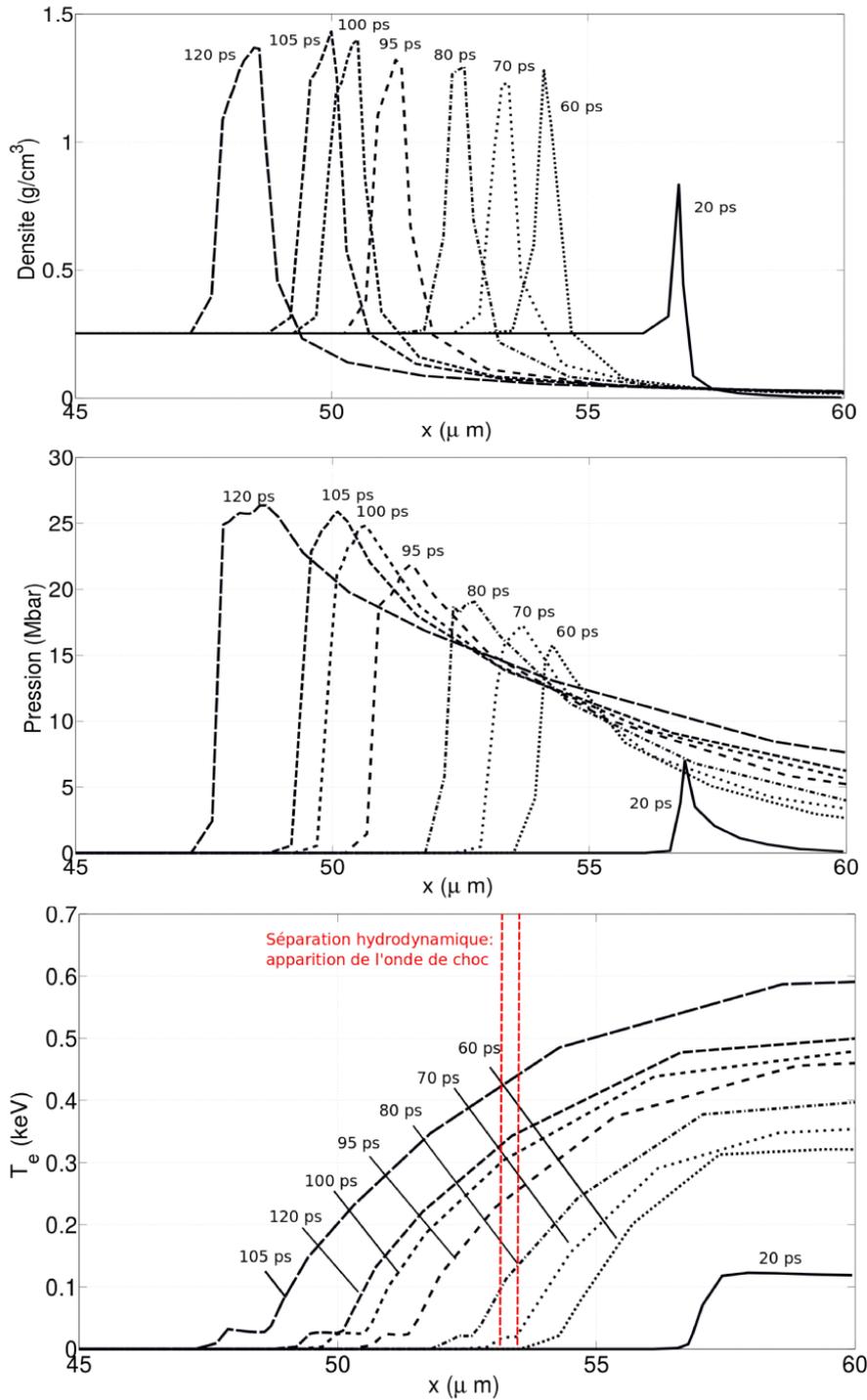


Figure 3.4: Profils spatiaux de densité (haut), pression (milieu) et température électronique (bas) lors de l'irradiation d'une cible de DT de densité $\rho_0 = 2.53 \cdot 10^{-1} \text{ g/cm}^3$ par un laser d'intensité $I_0 = 4.4 \cdot 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$ arrivant par la droite.

Puisque la vitesse de l'onde thermique diminue au cours du temps, le choc rattrape finalement l'onde thermique et se propage en avant d'elle dans la cible solide.

Il s'agit de la séparation hydrodynamique. Ce phénomène est illustré dans la Fig. 3.4 c). En effet on retrouve le profil illustré schématiquement dans la Fig. 3.1. Vers l'avant du profil de température électronique à $t = 80$ ps nous voyons apparaître une structure correspondant au front du choc. Nous pouvons vérifier que le choc se forme bien à ce moment là en traçant la relation de Rankine-Hugoniot (2.59) représentée dans la Fig. 3.5. On observe que la densité en aval augmente rapidement au moment de la formation du choc, alors que la densité en amont reste constante. Nous admettons que le choc est formé quand il y a égalité entre les rapport de densité et de pression. Après la formation du choc la condition (2.59) est vérifiée pour tous les temps ultérieurs.

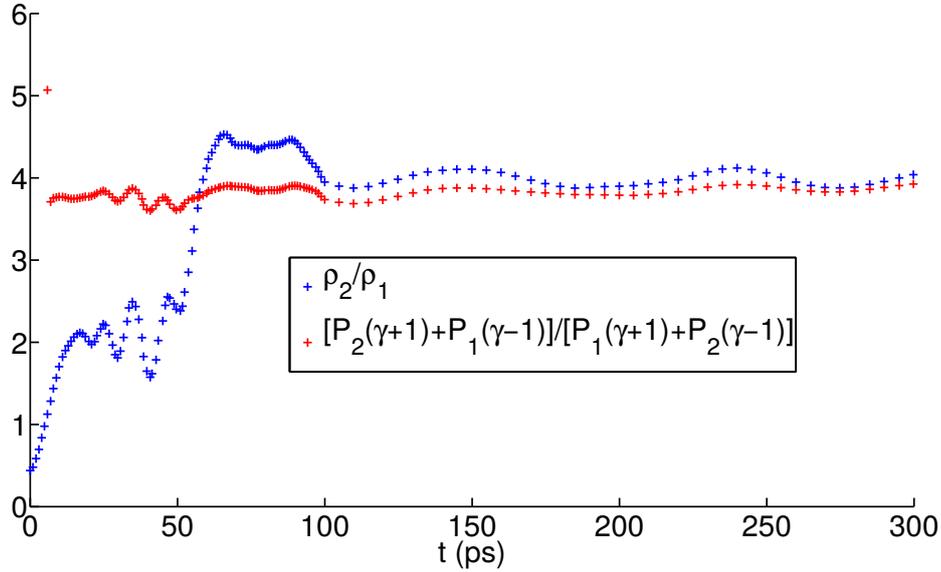


Figure 3.5: Vérification de la relation de Rankine-Hugoniot lors de l'irradiation d'une cible de DT de densité $\rho_0 = 2.53 \cdot 10^{-1} \text{ g/cm}^3$ par un laser d'intensité $I_0 = 4.4 \cdot 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$.

Le choc se propage alors librement dans la cible, laissant derrière lui l'onde thermique ablatant la cible. La durée d'impulsion du laser étant supérieure au temps de séparation hydrodynamique, l'ablation se produit pendant le temps du dépôt d'énergie, et la matière est en mouvement au cours de l'irradiation [66]. La zone d'absorption de l'énergie et la zone d'ablation sont ainsi distinctes séparées par la zone de conduction.

A retenir: Dans un régime d'ablation dominé par les électrons thermiques un choc se forme par la séparation hydrodynamique. Le taux d'ablation dépend de l'intensité du laser, au niveau de la densité critique et du transport thermique des électrons. Une température homogène en aval de la densité critique est maintenue par une forte conduction thermique dans la couronne. Dans un premier temps une onde thermique est générée dû au chauffage du plasma par les électrons thermiques. Ensuite c'est la matière qui commence à se détendre juste derrière le front d'ablation (défini comme le plan où la température du plasma est égale à celle du solide) qui va comprimer le solide par effet fusée. Cette compression joue comme un piston (voir le chapitre 2). Des ondes de compression vont être générées. Puis comme nous avons vu, ces ondes de compression ne peuvent pas exister indéfiniment et vont se transformer en une onde de choc. Dans le régime stationnaire, la pression entre le front d'ablation et le front du choc est constante et le flux d'énergie vers le front du choc est assuré par un flux constant de masse derrière le choc tout le long de sa propagation.

3.2 Régime d'ablation par des électrons suprathermiques

Dans la partie précédente nous avons analysé les mécanismes d'absorption de l'énergie laser dans le plasma. Néanmoins, au cours de la propagation du laser dans le plasma sous dense, il y a une compétition entre l'absorption normale de l'énergie, se produisant grâce aux collisions électroniques et des mécanismes non-linéaires se produisant lors de l'interaction laser-plasma. En effet, lorsque l'irradiance, définie comme $I_L \lambda^2$ atteint des valeurs au delà de $\sim 10^{14} \text{W} \cdot \mu\text{m}^2 / \text{cm}^2$, l'onde laser va accentuer des fluctuations de densité du plasma en excitant des modes propres. Dans le contexte de l'allumage par choc cette valeur d'irradiance sera atteinte et dépassée au moment du lancement du spike. Elle est suffisante pour que des effets non-linéaires apparaissent en réduisant l'absorption collisionnelle. Ces modes propres peuvent être de haute fréquence, appelé onde électronique ou de Langmuir (notée par la suite avec l'indice *epw* (electron plasma wave), ou de basse fréquence, appelé onde acoustique ionique (notée par la suite avec l'indice *iaw* (ion acoustic wave)). Ces instabilités conduiront à une perte d'énergie par diffusion du rayonnement incident et à la génération d'électrons suprathermiques dû à une absorption anormale (i.e. autrement qu'en transférant l'énergie lumineuse en énergie thermique) de l'onde laser. Dans cette partie on analysera brièvement les instabilités Raman et Brillouin, ainsi que la décomposition en deux plasmons (TPD), et nous expliquerons comment les électrons générés à partir de ce mécanisme peuvent créer un choc permettant de renforcer la pression nécessaire pour l'allumage.

3.2.1 Les instabilités paramétriques

Une onde électromagnétique d'une forte intensité (une onde laser par exemple), va faire osciller les électrons. Ces oscillations peuvent donner lieu à l'excitation progressive d'ondes secondaires qui vont pomper l'énergie de cette onde de grande

amplitude. Ce couplage est le plus efficace s'il y a une résonance entre l'onde laser incidente, une onde électrostatique qui peut être dans un milieu totalement ionisé soit ionique (basse-fréquence) soit électronique (haute fréquence), et une ou deux ondes électromagnétiques. Ces trois modes (électromagnétiques, sonore et électronique) sont caractérisés par les relations de dispersion suivantes:

$$\omega_0^2 = \omega_{pe}^2 + k_0^2 c^2 \quad (3.29)$$

$$\omega_{iaw} = k_{iaw} c_s \quad (3.30)$$

$$\omega_{epw}^2 = \omega_{pe}^2 + 3k_{epw}^2 v_{the}^2 \quad (3.31)$$

où ω_{pe} est la fréquence plasma électronique, c la vitesse de la lumière, c_s la vitesse acoustique ionique et v_{the} la vitesse thermique électronique. Les indices 0, iaw et epw désignant respectivement les modes électromagnétiques, sonore et plasma électronique. La vitesse thermique est définie comme $v_{the} = \sqrt{T_e/m_e}$, où T_e est la température électronique exprimée en unité d'énergie. Si la longueur de Debye, définie comme $\lambda_D = \frac{v_{the}}{\omega_{pe}}$, qui décrit la distance parcourue par un électron à la vitesse thermique pendant la durée d'une oscillation plasma, est très petite devant la longueur d'onde de ces oscillations ($k_{EPW}\lambda_D \ll 1$), les électrons ne sont que peu perturbés par le champ électrique du reste de l'onde et oscillent à peu près à la fréquence plasma. Dans le cas contraire, les électrons sont sensibles au champ généré par le reste de l'onde et la fréquence des oscillations est modifiée. L'onde Langmuir est alors dispersive: sa vitesse de phase dépend de la longueur d'onde.

Dans ce manuscrit on ne s'intéressera qu'aux instabilités paramétriques caractérisées par un couplage résonnant à trois ondes (branche de désintégration). Dans ce cas, si l'onde de pompe (onde laser) est de pulsation et de vecteur d'onde (ω_0, \vec{k}_0) et l'onde basse fréquence appelée "onde fille" de pulsation et de vecteur d'onde (ω_2, \vec{k}_2) , seul le mode de pulsation $\omega_0 - \omega_2 = \omega_1$ est résonnant. Les conditions de résonance en pulsation et vecteur d'onde s'écrivent alors [56]:

$$\omega_0 = \omega_1 + \omega_2 \quad (3.32)$$

$$\vec{k}_0 = \vec{k}_1 + \vec{k}_2 \quad (3.33)$$

En effet l'onde laser accentue les fluctuations de densité du plasma et excite ses modes propres. Ces effets non-linéaires sont à l'origine de nombreux effets plus ou moins désirables, parmi lesquels on trouve la génération d'électrons énergétiques due à l'absorption résonante à la densité critique ou à l'apparition d'instabilités paramétriques près ou en dessous d'un quart de la densité critique. Dans cette partie nous allons nous intéresser au processus lié aux instabilités de la diffusion stimulée sur les ondes plasma électroniques et acoustiques. En effet, sous des conditions particulières, l'onde électromagnétique peut se décomposer en une onde électromagnétique rétrodiffusée et une onde électrostatique ce qui correspond à l'instabilité Raman (SRS). Une onde acoustique ionique peut également être diffusée, ce qui correspond à l'instabilité Brillouin (SBS). Nous parlerons aussi brièvement de la décomposition en deux plasmons (TPD).

Diffusion Raman stimulée

Il s'agit d'une instabilité paramétrique résultant du couplage résonant entre une onde laser de forte amplitude avec une onde plasma électronique et une onde laser réfléchie. Les relations de couplage donnent:

$$\omega_0 = \omega_1 + \omega_{epw} \quad (3.34)$$

$$\vec{k}_0 = \vec{k}_1 + \vec{k}_{epw} \quad (3.35)$$

Lors de ce processus, une partie de l'énergie incidente est diffusée et une partie est déposée dans l'onde plasma électronique. Considérons une onde laser, avec un champ électrique d'amplitude E_L , qui se propage le long d'un plasma dont la densité varie le long de la direction de propagation (on notera δn la perturbation en densité), dû aux ondes plasma électroniques. Puisque les électrons oscillent dans le champ de l'onde laser, un courant transverse va être généré. Sous les bonnes conditions de fréquence et de nombre d'onde, ce courant transverse va générer une onde de lumière diffusée dont l'amplitude est donnée par δE . A son tour, cette onde de lumière diffusée va interagir avec la lumière incidente pour modifier le milieu par la force pondéromotrice: le plasma va être poussé des régions de plus forte pression vers les régions où la pression est plus faible et viceversa. Des fluctuations de densité vont être générées. Ce phénomène en boucle peut être à l'origine d'une instabilité. Une petite fluctuation en densité va induire un courant transverse qui va générer une petite onde de lumière réfléchie qui va à son tour renforcer les fluctuations de densité via la variation de la pression du milieu. Ainsi, l'équation de propagation d'une onde laser dans un plasma, qui est donné par:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c^2 \nabla^2 \right) \vec{A} = -\frac{4\pi e^2}{m_e} n_e \vec{A} \quad (3.36)$$

où \vec{A} est le potentiel vecteur, peut être modifiée pour exprimer la diffusion d'une onde laser de grande amplitude (\vec{A}_L) par une petite fluctuation de densité δn_e . En considérant alors $\vec{A} = \vec{A}_L + \delta \vec{A}$ et $n_e = n_0 + \delta n_e$ où n_0 représente la densité du plasma uniforme nous obtenons

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c^2 \nabla^2 + \omega_{pe}^2 \right) \delta \vec{A} = -\frac{4\pi e^2}{m_e} \delta n_e \vec{A}_L \quad (3.37)$$

où la partie droite de l'équation représente la partie transverse du courant ($\propto \delta n_e \vec{v}_L$) qui produit l'onde diffusée $\delta \vec{A}$.

Il est également possible de déterminer l'équation décrivant la génération de la fluctuation de la densité électronique due aux variations de l'intensité des ondes électromagnétiques en utilisant les équations de continuité établies dans le chapitre précédent. Pour cela nous devons faire 3 hypothèses: les ions sont un fond immobile, les électrons sont décrits comme un fluide chaud et nous utilisons une équation d'état adiabatique. L'équation prend la forme:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_{pe}^2 - 3v_e^2 \nabla^2 \right) \delta n_e = \frac{n_0 e^2}{m_e^2 c^2} \nabla^2 (\vec{A}_L \cdot \delta \vec{A}) \quad (3.38)$$

Le terme à droite de l'équation représente la force pondéromotrice et est proportionnel au gradient de l'intensité. Les équations (3.37) et (3.38) décrivent le couplage des ondes électrostatiques et électromagnétiques dont on a parlé au début de cette partie. Une analyse de Fourier de ces équations nous permet d'obtenir la relation de dispersion des ondes issues de l'instabilité Raman

$$k = k_0 \pm \frac{\omega_0}{c} \sqrt{1 - \frac{2\omega_{pe}}{\omega_0}} \quad (3.39)$$

Il y a donc deux possibilités: une solution dans la direction de propagation du laser (forward SRS) et une solution dans la direction contraire à la propagation du laser (backward SRS). On remarque néanmoins que l'expression (3.39) a une solution seulement si $\omega_0 \geq 2\omega_{pe}$, c'est à dire, pour $n_e \leq n_c/4$. L'instabilité Raman ne pourra se développer que dans des régions dont la densité est comprise entre 0 et un quart de la densité critique.

Néanmoins, vérifier les conditions de résonance n'est pas suffisant pour que l'instabilité se développe. En effet, dans le plasma, les ondes rentrant en jeu lors du couplage peuvent être amorties. Or, pour qu'une instabilité puisse se développer, il faut que les ondes filles croissent plus rapidement qu'elles ne sont amorties. Les taux de croissance pour les deux solutions, dans la limite $n_e \ll n_c$ et en négligeant l'amortissement, peuvent être écrites en unités pratiques:

$$\gamma_{SRS}^{forward} = \frac{\omega_0}{2} \left(\frac{n_e}{n_c} \right)^{3/4} \frac{v_{osc}}{c} \quad (3.40)$$

$$\gamma_{SRS}^{backward} = \omega_0 \left(\frac{n_e}{n_c} \right)^{1/4} \frac{v_{osc}}{c} \quad (3.41)$$

Cette instabilité est un phénomène à seuil en raison des amortissements subis par les ondes filles et des gradients de densité existant dans le plasma. On peut donc différencier deux seuils différents en éclaircissement: un seuil où l'amortissement est seulement dû aux collisions et un seuil appelé inhomogène. Ces valeurs seuil sont présentées dans le tableau 3.1 [23].

Diffusion Brillouin stimulée

Cette instabilité est analogue à l'instabilité Raman, la seule différence étant que maintenant la fluctuation de densité permettant le couplage de la lumière diffusée est celle associée avec l'onde acoustique ionique de basse fréquence. Ce processus se produit quand un photon du laser incident se décompose dans un autre photon de fréquence plus faible et en un onde acoustique ionique. Le couplage fait donc intervenir l'onde laser incidente de pulsation ω_0 et l'onde sonore de basse fréquence de pulsation ω_{IAW} . L'onde rétrodiffusée a alors une fréquence donnée par $\omega_1 = \omega_0 - \omega_{IAW}$ et donc sa fréquence est légèrement inférieure à celle de l'onde incidente. Il

s'agit d'un processus non stationnaire qui entraîne une réduction locale de l'intensité du laser à l'intérieur du plasma et une réduction de l'absorption collisionnelle. Les relations de couplage sont données par:

$$\omega_0 = \omega_1 + \omega_{IAW} \quad (3.42)$$

$$\vec{k}_0 = \vec{k}_1 + \vec{k}_{IAW} \quad (3.43)$$

La première équation de couplage représentant la diffusion d'une onde laser de grande amplitude par une petite fluctuation de densité δn_e est la même que pour l'instabilité Raman (3.37). Cependant, dans cette équation seules les fluctuations relatives à la densité électronique apparaît. Or le mouvement des ions doit donc être également pris en compte dans le cas de l'onde acoustique ionique. Nous avons donc besoin d'une équation qui prend en compte les fluctuations de densité associées aux ions. La deuxième relation de couplage est donc

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c_s^2 \nabla^2 \right) \delta n_i = \frac{n_0 e^2}{m_e m_i c^2} \nabla^2 (\vec{A}_L \cdot \delta \vec{A}) \quad (3.44)$$

où c_s est la vitesse acoustique ionique, m_e et m_i la masse des électrons et des ions respectivement. Cette équation décrit l'excitation d'une onde acoustique ionique par l'interaction entre l'onde laser incidente et diffusée.

À partir des expressions (3.37) et (3.44) nous pouvons également calculer la relation de dispersion qui est donnée par:

$$k = 2k_0 - \frac{2\omega_0 c_s}{c^2} \sim 2k_0 \quad (3.45)$$

La diffusion peut se faire dans toute la partie sous dense définie par $n_e < n_c$. Le taux de croissance de l'instabilité est donné par

$$\gamma_{0,SBS}^2 = \frac{\omega_{pi}^2 k_s^2 v_{osc}^2}{4\sqrt{\omega_0 \omega_s}} \quad (3.46)$$

où $\omega_{pi} = \omega_{pe} \sqrt{Z m_e / m_i}$ est la fréquence plasma ionique. Les seuils en éclaircissement d'existence des instabilités sont présentés dans le tableau 3.1.

Décomposition en deux plasmons

Cette instabilité est le résultat de la décomposition de l'onde laser en deux ondes plasma électroniques. Les relations de couplage sont:

$$\omega_0 = \omega_{EPW,1} + \omega_{EPW,2} \quad (3.47)$$

$$\vec{k}_0 = \vec{k}_{EPW,1} + \vec{k}_{EPW,2} \quad (3.48)$$

Cette instabilité à lieu à la densité $n_e \sim n_c/4$. Le taux de croissance de cette instabilité est donnée par:

$$\gamma_{0,TPD} \sim \frac{\vec{k} v_{osc}}{2} \left| \frac{k_{EPW,1}^2 - k_{EPW,2}^2}{k_{EPW,1} \cdot k_{EPW,2}} \right| \quad (3.49)$$

Les seuils en éclaircissement d'existence sont présentés dans le tableau 3.1.

Instabilité paramétrique	zone de densité d'existence	Seuil collisionnel	Seuil inhomogène
SRS	$[0 - 0.25]n_c$	$8.2 \times 10^{-4} \frac{Z^2}{\lambda_0^4 T_e^3} \frac{f_R(n)}{f_R(0.25)}$	$10^3 \frac{1}{\lambda_0^{2/3} L^{4/3}}$ à $n_c/4$
SBS	$[0 - 1]n_c$	$9.5 \times 10^{-4} \frac{Z^2}{\lambda_0^4 T_e^{5/2}} \frac{f_B(n)}{f_B(0.25)}$	$60 \frac{T_e}{\lambda_0 L v} \frac{1}{n}$
TPD	$0.25n_c$	$8.2 \times 10^{-4} \frac{Z^2}{\lambda_0^4 T_e^3}$	$80 \frac{T_e}{\lambda_0 L}$

Table 3.1: Seuil collisionnel et inhomogène en terme d'éclairement (10^{14} W/cm^2) pour les instabilités paramétriques Raman, Brillouin et TPD. Z est le numéro atomique des ions, λ_0 (μm) est la longueur d'onde du laser, T_e (keV) la température électronique et $n = n_e/n_c$. On définit les fonctions $f_b(n) = \frac{n^2}{(1-n)^{1/2}}$ et $f_R(n) = \frac{n^{5/2}}{((1-n)^{1/2} + (1-2\sqrt{n})^{1/2})^2 (1-\sqrt{n})}$. L et L_v représentent (en micromètres) l'échelle spatiale caractéristique de variation de la densité du plasma et de la vitesse d'expansion du plasma respectivement. [23]

Accélération d'électrons par une onde plasma

Nous avons vu que même si un plasma est globalement neutre, une perturbation de la densité électronique va engendrer un champ électrique de charge d'espace qui va tendre à ramener les électrons vers leur position d'équilibre (les ions étant considérés comme un fond neutralisant immobile). Les électrons vont donc osciller à la fréquence plasma. La vitesse de phase de cette onde plasma est définie comme

$$v_\phi = \frac{\omega_{epw}}{k_{epw}} = \frac{\omega_{pe}}{k_{epw}} (1 + 3k_{epw}^2 \lambda_{De}^2)^{1/2} \quad (3.50)$$

Le physicien Landau a calculé, en résolvant les équations de Vlasov et Poisson linéarisées, le taux de croissance ou d'amortissement linéaire d'une onde de Langmuir dans un plasma non magnétisé, homogène et non collisionnel [55] :

$$\gamma_L = \frac{\pi}{2} \omega_{epw} \frac{\omega_{pe}^2}{k_{epw}^2} \frac{k_{epw}}{|k_{epw}|} \left(\frac{\partial f_0(v)}{\partial v} \right)_{v=\omega_{epw}/k_{epw}} \quad (3.51)$$

où $f_0(v)$ est la fonction de distribution initiale des vitesses des électrons. Le signe de γ_L détermine s'il y a croissance de l'onde ($\gamma_L > 0$) ou amortissement ($\gamma_L < 0$). On peut remarquer que le signe va dépendre uniquement du signe de la dérivée de $f_0(v)$ dans le domaine des particules résonantes, c'est-à-dire, des électrons dont la vitesse v est égale à la vitesse de phase de l'onde v_ϕ (voir Fig. 3.6).

En effet, les interactions entre l'onde et les particules dans un plasma non magnétisé sont principalement gouvernées par la condition de résonance $\omega_{epw} = k_{epw} v$ où v est la vitesse de la particule en résonance avec l'onde (ω_{epw}, k_{epw}). Les particules de vitesse $v = \omega_{epw}/k_{epw}$ vont se déplacer avec une vitesse très proche de la vitesse de phase de l'onde. Elles vont donc subir un champ électrique qui n'oscille presque pas avec le temps. Un échange très efficace d'énergie entre ces particules et l'onde peut alors se produire, conduisant à un amortissement ou à une croissance de celle-ci en fonction de la fonction de distribution des particules résonantes.

Pour illustrer cette affirmation examinons deux cas différents: une fonction de distribution des vitesses initiale Maxwellienne et une fonction de distribution formée par la superposition d'une population d'électrons thermiques et d'un petit nombre d'électrons suprathermiques. Ces deux cas sont représentés dans la Fig. 3.6.

Lorsque l'état d'équilibre $f_0(v)$ des particules est décrit par une Maxwellienne (voir Fig. 3.6 (gauche)),

$$f_0(v) = \left(\frac{m_e}{2\pi T_e} \right)^{1/2} \exp\left(\frac{-m_e v^2}{2T_e} \right), \quad (3.52)$$

le taux d'amortissement d'une onde de Langmuir est donné par

$$\gamma_L = -\sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_{pe}}{k_{epw}^3 \lambda_{De}^3} \exp\left(-\frac{1}{2k_{epw}^2 \lambda_{De}^2} \right) \exp\left(-\frac{3}{2} \right) < 0. \quad (3.53)$$

La valeur négative de γ_L dans ce cas montre que l'onde de Langmuir est amortie. Effectivement, il existe un plus grand nombre de particules légèrement plus lentes ($v \lesssim v_\phi$) que l'onde que de particules légèrement plus rapides ($v \gtrsim v_\phi$) que celle-ci. Par conséquent, l'onde cède de l'énergie aux particules et son amplitude s'amortit exponentiellement comme $e^{-|\gamma_L|t}$.

De plus, dans l'hypothèse des grandes longueurs d'onde $k_{epw} \lambda_{De} \ll 1$ (hypothèse dans laquelle la fréquence des ondes de Langmuir est proche de la fréquence du plasma), le taux d'amortissement tend vers zéro. L'amortissement des ondes faiblit et donc les ondes plasma peuvent se propager sans être totalement absorbées par le plasma. L'énergie perdue par les ondes est absorbée par les particules du plasma: il y a une augmentation de l'énergie cinétique moyenne des particules résonnantes. Les particules sont donc accélérées. Ce phénomène linéaire est appelé **amortissement Landau**. En effet, si $k_{epw} \lambda_{De} \ll 1$, la vitesse de phase d'une onde plasma est très supérieure à la vitesse thermique ($v_\phi = \omega_{epw}/k_{epw} = v_{te}/k_{epw} \lambda_{De} \gg v_{te}$) et les électrons qui peuvent absorber l'énergie de l'onde par résonance sont en très petit nombre, la majorité des particules d'une Maxwellienne étant hors de résonance.

Pour des fonctions de distribution $f_0(v)$ formées par la superposition d'une population d'électrons thermiques décrite par une Maxwellienne et d'un faisceau d'électrons plus énergétiques (voir Fig. 3.6 (droite)), dans la région résonante de la distribution des vitesses il y a plus de particules légèrement plus rapides que l'onde que de particules plus lentes que celles-ci. Le taux d'amortissement va donc être positif, ce qui se traduit par une augmentation de l'énergie de l'onde. L'onde va devenir instable, donnant naissance à une instabilité appelée *bosse dans la queue* (*bump-in-tail instability* en anglais).

La décomposition en deux plasmons et principalement l'instabilité Raman étant les seules mettant en jeu des ondes plasma électroniques seront donc à l'origine de l'accélération des électrons dans le contexte de ces travaux de thèse.

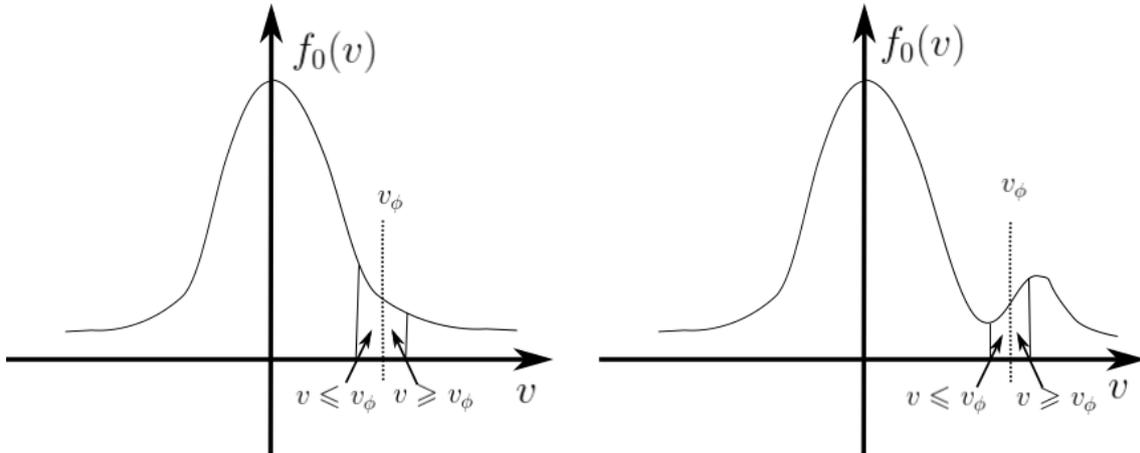


Figure 3.6: Fonction de distribution des vitesses initiale maxwellienne $f_0(v)$ (gauche) et fonction de distribution d'une population d'électrons thermiques superposée à un faisceau d'électrons suprathérmiques (droite). La vitesse de phase v_ϕ est indiquée ainsi que les vitesses des particules pouvant rentrer en résonance avec l'onde plasma.

A retenir: lorsque l'irradiance dépasse le seuil donné par $I_L \lambda^2 \sim 10^{14} \text{ W} \cdot \mu\text{m}^2 / \text{cm}^2$ des fluctuations de densité vont développer des modes propres du plasma donnant naissance aux instabilités paramétriques qui sont trois: la diffusion Raman stimulée, la décomposition en deux plasmons et la diffusion Brillouin stimulée. Or, seulement les deux premières mettent en jeu des ondes plasma électroniques générées par l'oscillation des électrons dans le champ électrique de charge d'espace entre les ions immobiles et les électrons. Les électrons du plasma ayant une vitesse proche mais inférieure à la vitesse de phase de l'onde vont être soumis à un champ électrique qui n'oscille pratiquement pas avec le temps, et vont récupérer l'énergie cédée par l'onde. L'énergie cinétique des particules résonnantes monte, ce qui se traduira par l'accélération des électrons.

3.2.2 Dynamique du choc généré par un faisceau d'électrons chauds

Dans les Refs. [84] et [46] un modèle théorique présentant la formation d'un choc dans une cible dense par l'énergie déposée par les électrons chauds est présenté. En effet, malgré les aspects nocifs que pourraient avoir ces électrons pour l'allumage, les électrons suprathérmiques générés par ces instabilités paramétriques peuvent créer un choc de grande amplitude et donc contribuer à renforcer la pression nécessaire pour déclencher les réactions thermonucléaires. Mais, contrairement au modèle présenté au début de ce chapitre décrivant l'ablation par des électrons thermiques, la formation de pression par ablation de particules énergétiques est un phénomène non stationnaire.

Dans le régime d'ablation par électrons chauds, on va chauffer pendant un cer-

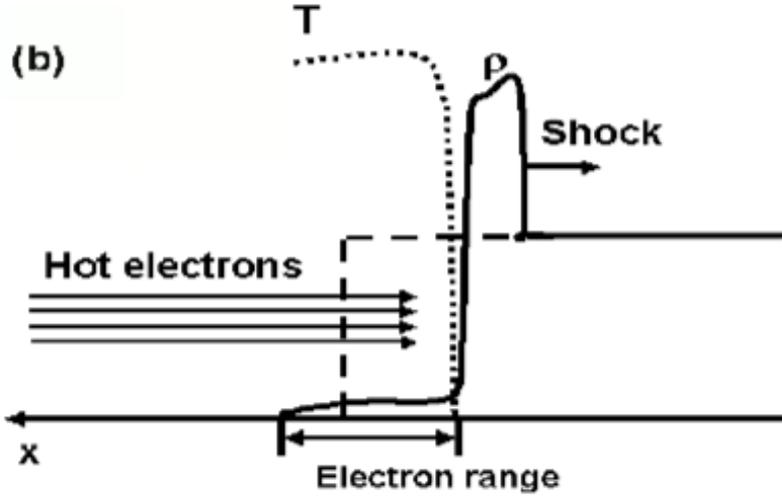


Figure 3.7: Régime d'ablation par électrons suprathermiques après le loading time[84].

tain temps une quantité de matière de masse constante. Sachant donc que $P \propto \rho T$, si la température augmente, la pression augmentera pendant un certain temps (appelé le *loading time* t_h) dans la zone de dépôt d'énergie. Mais la pression diminue rapidement aussitôt que la zone chaude de la cible commence à se détendre. Le processus de formation du choc est donc un phénomène non stationnaire. Il sera décrit par un modèle d'ablation d'une masse finie, définie par le range des électrons chauds $R_h = \rho_0 \lambda_b$ où λ_b est la distance d'arrêt des électrons.

Le choc va se former en deux étapes bien distinctes. Dans un premier temps, pour $t \leq t_h$, les électrons vont se propager vers l'intérieur du plasma, leur pénétration étant définie par leur range qui va dépendre de l'énergie de ces électrons mais pas de la température du plasma. Le choc est lancé par la pression créée par les électrons chauds pendant cet intervalle de temps fini. Pour $t \geq t_h$ le choc va se "déconnecter" de la zone chauffée et se propager dans la cible dense et froide. L'amplitude du choc diminue lentement avec le temps.

Nous considérerons un faisceau d'électrons monoénergétiques se déplaçant vers les $z > 0$ ainsi qu'une cible caractérisée par un profil de densité $\rho_0(z)$ carré: $\rho_0(z) = \rho_0 = \text{const}$ pour $z > 0$ et $\rho_0(z) = 0$ pour $z < 0$. Le cas plus réaliste d'une distribution en énergie exponentielle des électrons et d'un profil en densité inhomogène sera considéré dans le Chapitre suivant. La densité surfacique de la cible est considérée comme étant supérieure au range des électrons afin que ces derniers soient arrêtés dans la cible dense.

Pour illustrer ce processus, nous avons réalisé des simulations hydrodynamiques avec le code Lagrangien CHIC. Nous utilisons ici une version 1D plan du code, complétée avec un module cinétique M1 décrivant le transport des électrons chauds dans

le plasma [74]. Les simulations hydrodynamiques sont réalisées avec une équation d'état de gaz parfait. Les conditions de cette simulation sont celles d'une cible de DT conçue pour l'allumage par choc pour le projet HiPER [85]. Au début de la simulation, nous considérons un plasma de DT avec une densité $\rho_0 = 10 \text{ g/cm}^3$ et une longueur de $50 \text{ }\mu\text{m}$ chauffé par un faisceau d'électrons avec une énergie de $\varepsilon_0 = 50 \text{ keV}$ et une largeur en énergie de $\Delta\varepsilon = 10 \text{ keV}$. L'intensité du faisceau est $I = 1 \text{ PW.cm}^{-2}$.

Première phase: le loading time

Le modèle est basé dans les solutions auto-semblables d'expansion de l'onde de détente isotherme avec une masse surfacique constante avec un dépôt d'énergie homogène. Le faisceau d'électrons dépose son énergie le long d'une distance $\lambda_b \propto \varepsilon_0^2$ proportionnelle au carré de l'énergie initiale des électrons chauds ε_0 . Dans le cas d'un gaz totalement ionisé de DT, avec une densité $\rho_0 = 10 \text{ g/cm}^3$, la longueur d'arrêt d'un faisceau d'électron de 50 keV est de $\sim 4 \text{ }\mu\text{m}$ et pour un faisceau de 100 keV elle est de $\sim 17 \text{ }\mu\text{m}$. Puisque le range des électrons R_0 ne dépend pas de la température du plasma, le faisceau d'électrons va déposer son énergie dans une masse qui est la même quand cette dernière se détend. Dans un premier temps on considère la solution auto semblable d'expansion d'un plasma isotherme.

Nous partons donc des équations hydrodynamiques décrivant le chauffage homogène d'un plasma semi-infini qui est au début froid et immobile. :

$$\partial_t \rho + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (3.54)$$

$$\rho(\partial_t + \vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} = -\vec{\nabla} P \quad (3.55)$$

$$\partial_t \left(\frac{\rho u^2}{2} + \rho \varepsilon \right) + \vec{\nabla} \cdot \left[\rho \vec{u} \left(\frac{u^2}{2} + \varepsilon \right) + P \vec{u} \right] = \rho Q \quad (3.56)$$

où ρ est la densité, \vec{u} la vitesse de la matière, ε l'énergie interne générée par le taux de dépôt d'énergie Q et P est la pression du plasma. Puisque nous sommes intéressés par des phénomènes à l'échelle de la picoseconde générés par le dépôt d'énergie des électrons, nous admettons que les électrons sont plus chauds que les ions et donc la pression $P = \rho Z T_e / m_i$ et l'énergie interne $\varepsilon = 3P/2\rho$ sont dues uniquement aux électrons. Les conditions aux limites sont:

$$u(z = z_h, t) = 0 \quad P(|z| \rightarrow \infty, t) = 0 \quad \rho(|z| \rightarrow \infty, t) = 0 \quad (3.57)$$

La solution autosemblable décrivant l'expansion d'une masse constante de plasma correspond au cas d'un dépôt constant en énergie Q [50]. La solution autosemblable correspond à un profil de vitesse linéaire $u = 3(z - z_h)/2t$, la température électronique croît linéairement avec le temps $T_e = m_i Q t / 3Z$ et le profil de densité du plasma est Gaussien $\rho(z, t) = \frac{3R}{\sqrt{2\pi} Q t^{3/2}} \exp\left(-\frac{9(z-z_h)^2}{8Q t^3}\right)$ [84]. Or cette solution n'est valable qu'à partir de $t = t_h$. En effet, en regardant les profils de densité (Fig. 3.8

a) on voit que le profil de densité n'est Gaussien qu'à partir de ce moment. Mais qu'est ce qui se passe avant?

Au début de l'interaction entre le faisceau d'électrons et la cible dense il y a une onde de détente qui va se former dans la limite initiale de la cible à $z = 0$. Cette onde de détente peut être décrite par un système d'équations hydrodynamiques décrivant un écoulement plan isotherme avec un dépôt constant d'énergie:

$$\partial_t \rho + \partial_z(\rho u) = 0 \quad (3.58)$$

$$\partial_t u + u \partial_z(u) = -\frac{Z \dot{T}_e t}{m_i \rho} \partial_z \rho \quad (3.59)$$

La résolution de ce système d'équations permet de trouver les expressions pour la température et la pression de cette onde de détente [84].

$$T_e \approx \frac{2m_i I_b t}{3Z \xi M_h} \quad (3.60)$$

$$P(z_f, t) = \frac{2\rho_0 I_b t}{3\xi M_h} \quad (3.61)$$

où $\xi = 1.23$, et $z_f = 2/3(Z \dot{T}_e / m_i)^{1/2} t^{3/2}$ est la position du front de l'onde de détente.

Ces expressions définissent l'onde de détente qui se forme à la limite externe de la cible à $z = 0$. Mais au même moment que cette onde de détente se propage vers l'intérieur de la cible, les électrons chauds se propagent loin dans la cible et déposent leur énergie. Nous devons donc également prendre en compte l'effet du plasma chauffé dans le restant de la cible froide pour évaluer la pression du choc. En négligeant la conductivité thermique, hypothèse confirmée dans le chapitre suivant, la pression qui augmente dans le plasma chaud crée un choc à $x = \lambda_b$ qui se propage vers l'intérieur de la cible. En négligeant également la pression du plasma froid par rapport à la pression du plasma chaud, la vitesse du choc est définie par la formule donnée dans le chapitre précédent:

$$u_s = \sqrt{\frac{\gamma + 1}{2} \frac{P}{\rho_0}} \quad (3.62)$$

La vitesse de la matière derrière le choc est

$$u_t = \frac{2}{\gamma + 1} u_s. \quad (3.63)$$

Cette matière est comprimée par un facteur $\rho_1 / \rho_0 = (\gamma + 1) / (\gamma - 1)$ est donc une autre onde de détente est lancée au niveau de la limite intérieure de la zone chauffée $z = \lambda_b$. On se retrouve donc avec deux ondes de détente se propageant dans le plasma. Une onde de détente générée à $z = 0$ se propageant vers l'intérieur de la cible, et une onde de détente à $z = \lambda_b$ se propageant vers l'extérieur de la cible.

Puisque les deux ondes de détente sont isothermes, leurs fronts se propagent à la même vitesse. Elles vont donc se retrouver au centre de la zone chauffée à $z = \lambda_b/2$. À ce moment là le profil de densité devient gaussien et l'onde de détente résultant de la rencontre des deux ondes va se propager vers l'intérieur de la cible jusqu'au front d'ablation $z = \lambda_b$. Le loading time est défini comme le moment où le front de cette onde de détente atteint le front d'ablation $r_f(t_h) = \lambda_b$. C'est là que la première phase de l'interaction entre le faisceau d'électrons et la cible se termine. Cette condition peut donc être réécrite comme:

$$t_h = 1.6\xi^{1/3}\lambda_b\rho_0^{1/3}I_b^{-1/3} \quad (3.64)$$

Le temps de formation du choc dépend donc de la longueur d'arrêt des électrons chauds, de la densité initiale de la cible et de l'intensité laser absorbée par les électrons.

Deuxième phase: lois d'échelles au moment de la formation du choc

Le choc est lancé par la pression d'ablation créée par les électrons pendant le loading time. Mais après le loading time la densité du plasma chaud commence à diminuer entraînant aussi la réduction de la pression. Puisque le flux thermique du plasma chaud dans la cible dense est faible, le choc est vite détaché de la zone chauffée. Le front du choc est supporté par la pression décroissante du plasma en expansion appliquée sur le bord de la matière froide. La pression d'ablation diminue rapidement aussitôt que la zone chaude de la cible commence à se détendre.

En introduisant l'expression (3.64) dans (3.60) et (4.26) nous obtenons les lois d'échelles pour la pression d'ablation, la température et le loading time au moment de la formation du choc, qui en unités pratiques sont:

$$P_a(\text{Mbar}) \sim 175(I_0(\text{PW}/\text{cm}^2))^{2/3}(\rho_0(\text{g}/\text{cm}^3))^{1/3} \quad (3.65)$$

$$T_e(\text{eV}) \sim 180(I_0(\text{PW}/\text{cm}^2))^{2/3}(\rho_0(\text{g}/\text{cm}^3))^{-2/3} \quad (3.66)$$

$$t_h(\text{ns}) \sim 79R_0(\text{g}/\text{cm}^2)(I_0(\text{PW}/\text{cm}^2))^{-1/3}(\rho_0(\text{g}/\text{cm}^3))^{-2/3} \quad (3.67)$$

Pour un plasma de DT avec une densité $\rho_0 = 10 \text{ g}/\text{cm}^3$ chauffé par un faisceau d'électrons avec une énergie de $\varepsilon_0 = 50 \text{ keV}$ et une intensité de $I = 1 \text{ PW}\cdot\text{cm}^{-2}$, le stopping range des électrons est de $R_0 \sim 4 \text{ mg}/\text{cm}^2$. Le choc se forme donc à $t_h \sim 95 \text{ ps}$. Ce résultat est confirmé par la Fig. 3.9 où nous avons tracé la relation de Rankine-Hugoniot (2.59). D'après nos simulations numériques, le choc se forme à $t_h = 90 \pm 10 \text{ ps}$. On observe que la densité en aval augmente rapidement au moment de la formation du choc, alors que la densité en amont reste constante et égale à $\rho_0 = 10 \text{ g}/\text{cm}^3$. Nous admettons que le choc est formé quand il y a égalité entre les rapport de densité et de pression. Après la formation du choc la condition (2.59) est vérifiée pour tous les temps. Effectivement, on observe dans la Fig. 3.8 que pour $t = t_h$, le profil de densité devient Gaussien, avec un maximum de densité $\rho_0 = 27 \text{ g}/\text{cm}^3$. À ce moment là le front de l'onde de choc devient raide,

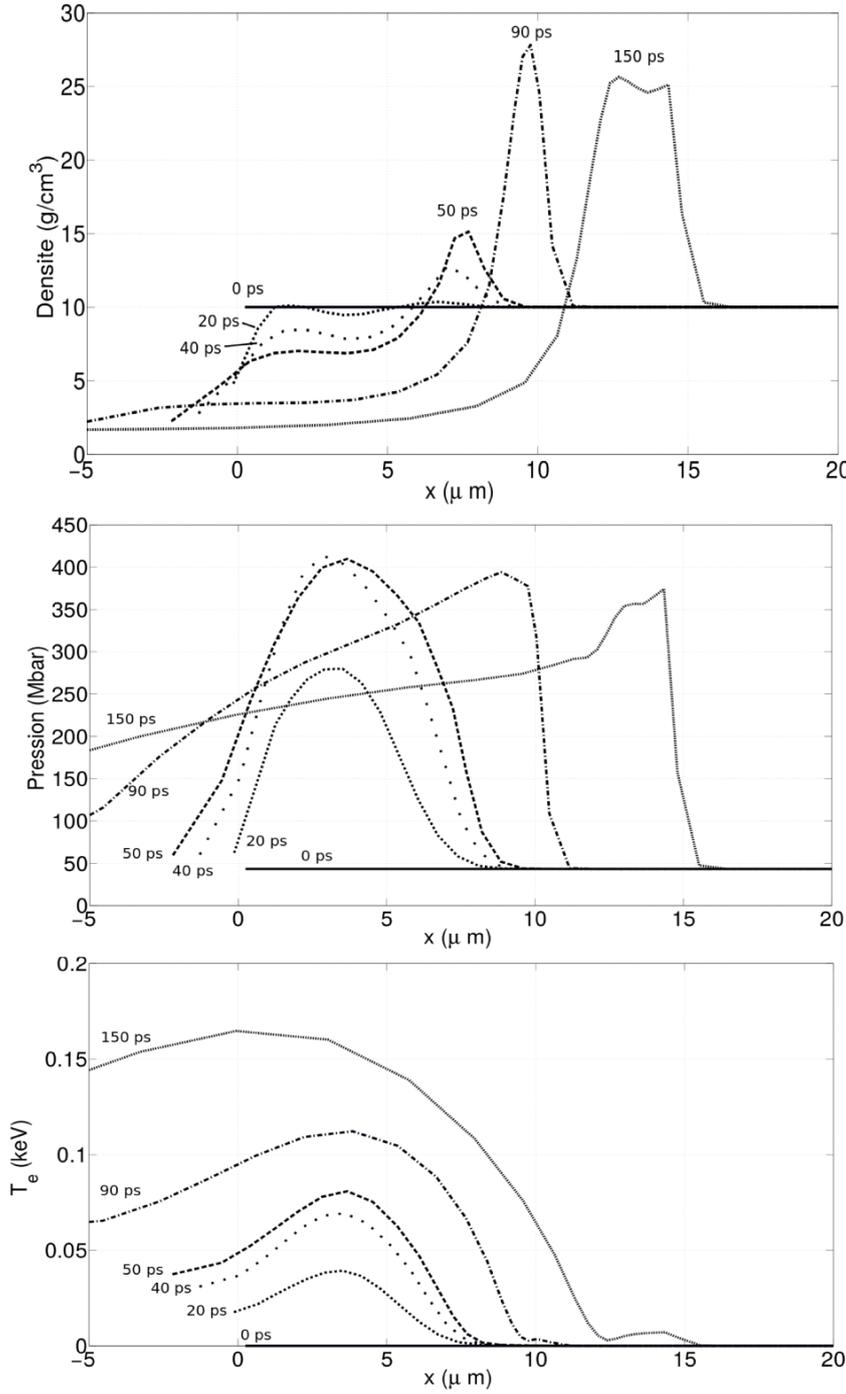


Figure 3.8: Profils spatiaux de densité (haut), pression (milieu) et température électronique (bas) lors de l'irradiation d'une cible de DT de densité $\rho_0 = 10 \text{ g/cm}^3$ par un faisceau d'électrons monoénergétiques d'énergie 50 keV d'intensité $I_0 = 1 \text{ PW}\cdot\text{cm}^{-2}$ arrivant par la gauche.

et atteint une pression maximale de $P_a \sim 400 \text{ Mbar}$ pour ensuite décroître. La température du plasma est comprise entre 50 – 100 eV. Ces résultats sont confirmés

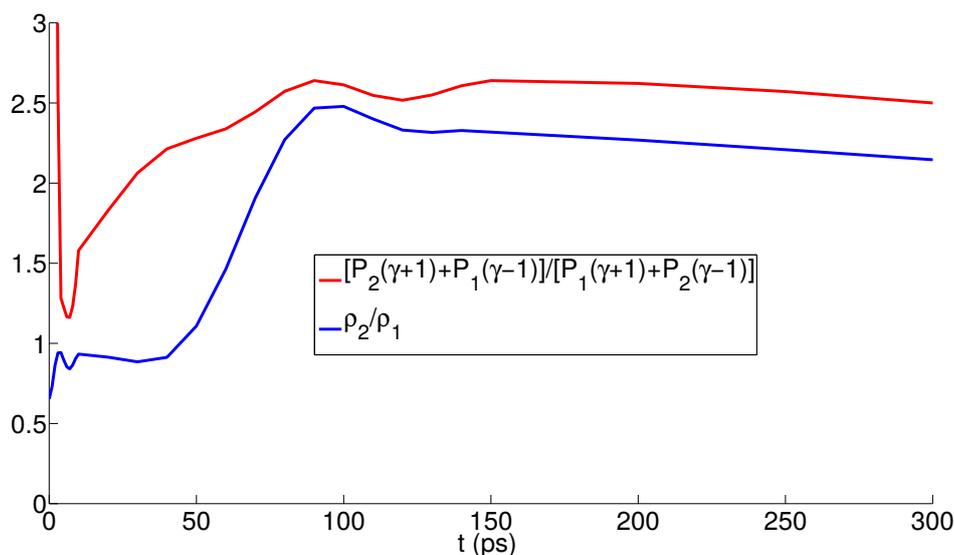


Figure 3.9: Vérification de la relation de Rankine-Hugoniot lors de l'irradiation d'une cible de DT de densité $\rho_0 = 10 \text{ g/cm}^3$ par un faisceau d'électrons monoénergétiques d'énergie 50 keV d'intensité $I_0 = 1 \cdot 10^{15} \text{ W.cm}^{-2}$.

par les lois d'échelles (3.65) et (3.66). Analytiquement on trouve $P_a \sim 380 \text{ Mbar}$ et $T_e \sim 40 \text{ eV}$.

A retenir: À la différence des électrons thermiques, le range des électrons chauds ne dépend pas de la température du plasma. Pour cette raison, le modèle d'ablation isotherme d'un plasma ne peut pas s'appliquer à ce cas précis. Dans le modèle d'un choc créé par les électrons suprathermiques on admet que le flux thermique entre le plasma chaud et la cible dense est négligeable, et le front du choc est supporté par la pression du plasma en expansion appliquée sur le bord de la matière froide. Donc, après la phase transitoire de l'onde de détente et de la formation du choc, la masse évaporée ne varie plus et le taux d'ablation est nul. Le choc est supporté par la faible densité du plasma chaud avec la pression à la surface de la cible dense qui diminue avec le temps.

3.3 Conclusion

Dans cette partie nous avons examiné les mécanismes physiques à l'origine de la formation d'une onde de choc en FCI. Pour cela nous avons analysé les premiers instants de l'interaction laser plasma, quand l'énergie laser est absorbée puis transportée dans la cible dense. Lors de l'interaction laser plasma deux populations d'électrons peuvent être générées: des électrons thermiques et des électrons suprathermiques. Les électrons thermiques sont générés par absorption collisionnelle alors que les électrons suprathermiques sont générés par les instabilités paramétriques. La propagation de ces électrons dans la matière est à l'origine de deux mécanismes d'ablation différents:

le régime d'ablation par électrons thermiques et le régime d'ablation par électrons chauds.

Le processus d'ablation par électrons thermiques se déroule en deux temps. D'abord l'écoulement de la matière passe par un régime transitoire appelé régime supersonique. Pendant cette phase une onde thermique, qui se déplace plus vite que l'onde de compression va subsister pendant une période de temps très courte (quelques picosecondes). En effet, l'onde thermique finit par être rattrapée par l'onde de choc et le régime va basculer au régime subsonique où le front d'ablation va se propager dans un milieu déjà conditionné par le passage de l'onde de choc. Cette transition entre le régime supersonique et le régime subsonique qui va donner naissance à l'onde de choc porte le nom de séparation hydrodynamique. C'est le processus qui est à l'origine de la formation d'un choc tout au début de l'impulsion laser ainsi que d'un deuxième choc lors du lancement du spike dans le contexte de l'allumage rapide.

Le processus d'ablation par électrons suprathermiques, générés principalement par diffusion Raman stimulée et décomposition en deux plasmons, peut être décrit par un modèle théorique où on suppose que le flux thermique entre le plasma chaud et la cible dense est négligeable et le front du choc est supporté par la pression du plasma en expansion appliquée sur le bord de la matière froide. Le choc se forme quand l'onde de détente formée à la limite externe de la cible rencontre l'onde de détente formée à la position définie par la longueur d'arrêt des électrons chauds. Le choc, lancé par la pression d'ablation créée par les électrons chauds pendant le loading time va vite se détacher de la zone chauffée et se propager vers l'intérieur de la cible. En allumage par choc ce processus va générer un deuxième choc au moment du lancement du spike, qui vient se rajouter au choc généré par séparation hydrodynamique au même moment.

Néanmoins ce modèle est limité au cas d'un faisceau d'électrons monoénergétiques et à un profil de densité homogène. Ces contraintes, même si nécessaires pour appréhender la complexité de ce mécanisme, sont assez loin des observations expérimentales. Dans le chapitre suivant nous proposons un modèle théorique permettant d'étendre ce modèle au cas d'une fonction de distribution en énergie des électrons arbitraire et d'un plasma inhomogène.

Chapitre 4

Génération de choc par un faisceau d'électrons dans un plasma dense

Pour des intensités lasers supérieures à 1 PW/cm^2 , les électrons énergétiques générés par les instabilités paramétriques peuvent contribuer à l'ablation du plasma augmentant de façon conséquente la pression du choc. Ceci est directement relié à la fusion par confinement inertiel, où le combustible préalablement comprimé est allumé par un choc fort [22, 88]. L'élément clé de ce schéma d'allumage est la génération d'une onde de choc convergente, avec une amplitude initiale dépassant quelques centaines de Mbar.

Avec des intensités lasers aussi importantes, l'interaction laser plasma est dominée par des processus non-linéaires. Les électrons rapides générés par les instabilités paramétriques transportent une partie significative de l'énergie absorbée et peuvent modifier fortement la pression de choc. Des études théoriques et des simulations réalisées récemment [16, 20, 46, 84] démontrent la possibilité de générer un choc fort avec des électrons rapides avec des énergies de 30-100 keV et des flux d'énergie au delà de 1 PW/cm^2 . Cependant, le temps de formation du choc est limité à quelques dizaines de picosecondes et nécessite un profil de densité plasma très raide. Un plasma avec un profil de densité non maîtrisé et une énergie des électrons chauds non contrôlée peuvent expliquer une forte variation de la pression de choc dans les expériences allant de 70 Mbar [17, 18] à 100 Mbar [44, 45, 83].

Il y a deux effets qui peuvent avoir un impact négatif sur l'efficacité de la génération d'un choc fort qui sont un élargissement du spectre en énergie des électrons rapides [39, 44, 76, 83, 84] ou un plasma avec un profil de densité étendu [44, 83, 84]. Une large distribution en énergie des électrons mène à un élargissement de la zone de dépôt en énergie et au préchauffage du plasma. Ceci va augmenter le temps de formation de la pression et diminuer la force du choc. Les effets du profil de densité ont été démontrés avec des simulations numériques [44, 83] qui montrent une diminution d'un facteur 2-3 de l'amplitude du choc généré par des électrons rapides dans un plasma long d'environ $100 \mu\text{m}$.

Ce chapitre est dédié à l'étude théorique de ces deux effets. Dans un premier temps nous analyserons comment une fonction de distribution en énergie des électrons chauds arbitraire peut perturber la génération d'un choc fort. La section 4.2

sera consacrée à l'étude de la génération d'un choc fort avec un faisceau d'électrons monoénergétiques dans un plasma spatialement inhomogène.

4.1 Dépôt d'énergie par les électrons rapides dans un plasma dense homogène

Les électrons chauds créés lors de l'interaction laser-plasma à des intensités de $1 - 10 \text{ PWcm}^{-2}$ dans le schéma de l'allumage par choc peuvent déposer leur énergie dans la coquille de la cible, en augmentant la force du choc à l'origine de l'ignition. Dans cette partie nous présentons un modèle qui décrit l'effet du profil spatial du dépôt d'énergie des électrons rapides dans la dynamique de la formation de l'onde de choc dans un plasma homogène. Nous présentons un critère pour la formation de l'onde de choc pour une fonction de distribution en énergie des électrons arbitraire. Nous évaluons également le rôle de la conductivité thermique des électrons en comparant le temps caractéristique de chauffage avec le temps de formation de l'onde de choc. Ceci nous permettra de définir l'efficacité de la génération du choc et d'analyser les répercussions des électrons chauds sur le design des cibles.

4.1.1 Equation cinétique des électrons

Nous considérons le cas d'un plasma dense chauffé par un faisceau d'électrons chauds. Le plasma est composé d'un matériau de faible numéro atomique Z , comme l'hydrogène ou ses isotopes ou le carbone, avec une densité de quelques g/cm^3 . Nous considérons un faisceau d'électrons, dont la durée est plus longue que le temps nécessaire pour que les électrons chauds déposent leur énergie dans le plasma. Le transport d'énergie des électrons peut être considéré un processus quasi-stationnaire. Nous supposons de même que la densité de courant des électrons chauds ne dépasse pas le niveau où les pertes d'énergie collectives dues au courant de retour dominant. D'après des études récentes [105] ceci correspond à des densités de courant des électrons chauds inférieures à 10^{12} A/cm^2 .

Nous considérons un faisceau d'électrons chauds monodirectionnel lancé depuis le bord du plasma et à l'intérieur de celui-ci. Contrairement à la Ref. [47], où l'équation cinétique est résolue pour un spectre arbitraire, incluant le cas relativiste avec l'approximation de ralentissement continu mais sans la diffusion angulaire, ici nous décrivons la propagation et le dépôt d'énergie d'électrons non relativistes en prenant en compte leur dispersion angulaire. L'étude des électrons non relativistes est justifié dans le contexte de l'allumage par choc. Des études sur le transport d'électrons [15, 92, 103] suggèrent que la dispersion angulaire des électrons peut être décrite par la relation entre l'angle moyen de l'ouverture du faisceau d'électrons avec leur énergie:

$$\langle \cos \theta \rangle = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}} \quad (4.1)$$

où ε_0 est l'énergie des électrons à la position $z = 0$ de la cible, θ est l'angle moyen de dispersion des électrons à la profondeur z dans la cible et ε est l'énergie de l'électron

à cette position. La distribution angulaire du faisceau d'électrons est décrite par une fonction créneau

$$\Phi(\theta) = \frac{1}{1 - \langle \cos \theta \rangle} \Theta(\cos \theta - \langle \cos \theta \rangle), \quad (4.2)$$

où le terme au dénominateur prend en compte la conservation du flux d'électrons et la fonction Θ est la fonction porte. La fonction de distribution des électrons peut alors s'écrire $f_e = f(\varepsilon)\Phi(\theta)$. La perte d'énergie dans le plasma est décrite par le modèle de ralentissement continu

$$\langle \cos \theta \rangle \frac{d\varepsilon}{dz} = -\mathcal{S} = -\rho \frac{S_0}{\varepsilon}, \quad S_0 = \frac{2\pi e^4 Z \ln \Lambda}{m_i}, \quad (4.3)$$

où \mathcal{S} est le pouvoir d'arrêt des électrons chauds dû aux collisions avec les électrons de la cible, Ze et m_i sont, respectivement, la charge et la masse des ions dans le plasma, ρ est la densité, et $\ln \Lambda$ est le logarithme Coulombien. L'approximation de l'expression (4.3), avec $\ln \Lambda$ considéré comme constant, est nécessaire pour obtenir les résultats analytiques. En intégrant l'équation (4.3) le long de la distance de propagation, nous trouvons la dépendance de l'énergie des électrons $\varepsilon(\varepsilon_0, z)$ en fonction de leur position

$$dR = \rho dz = - \langle \cos \theta \rangle \frac{\varepsilon d\varepsilon}{S_0} = - \frac{\varepsilon^{3/2} d\varepsilon}{S_0 \varepsilon_0^{1/2}} \quad (4.4)$$

$$R(z) = \frac{1}{S_0 \varepsilon_0^{1/2}} \frac{2}{5} (\varepsilon_0^{5/2} - \varepsilon^{5/2}) \quad (4.5)$$

où $R(z) = \int_0^z \rho(z') dz'$ est la coordonnée de masse. On peut alors en déduire le stopping range R_0 pour un faisceau d'électrons monoénergétiques

$$\boxed{R_0(\varepsilon_0) = \frac{2}{5} \frac{\varepsilon_0^2}{S_0}} \quad (4.6)$$

Par exemple, le stopping range pour un faisceau d'électrons monoénergétiques de 25 keV est de 1.3 mg/cm², pour un faisceau monoénergétique de 50 keV le stopping range est de 4.4 mg/cm², et pour faisceau monoénergétique de 100 keV il est de 15.1 mg/cm². Ces valeurs sont en bon accord avec le pouvoir d'arrêt présenté dans les tables NIST [8].

Nous observons sur la figure 4.1 que le stopping range des électrons augmente avec l'énergie des électrons et qu'elle diminue avec le numéro atomique du matériau. Par exemple, pour traverser une longueur de 200 μm dans le DT, les électrons doivent avoir une énergie de $\varepsilon_0 \sim 36$ keV dans un plasma de densité $\rho_1 = 0.1 \text{ g/cm}^3$ et une énergie de $\varepsilon_0 \sim 114$ keV dans un plasma de densité $\rho_1 = 1 \text{ g/cm}^3$.

La conservation du flux d'électrons j fournit une relation entre la fonction de distribution initiale des électrons $f_0(\varepsilon_0)$ et celle à la position z , $f(\varepsilon, z)$

$$j = \int d\vec{p} v_z f_e = 2\pi m_e \int d\varepsilon \varepsilon f(\varepsilon) (1 + \langle \cos \theta \rangle) \quad (4.7)$$

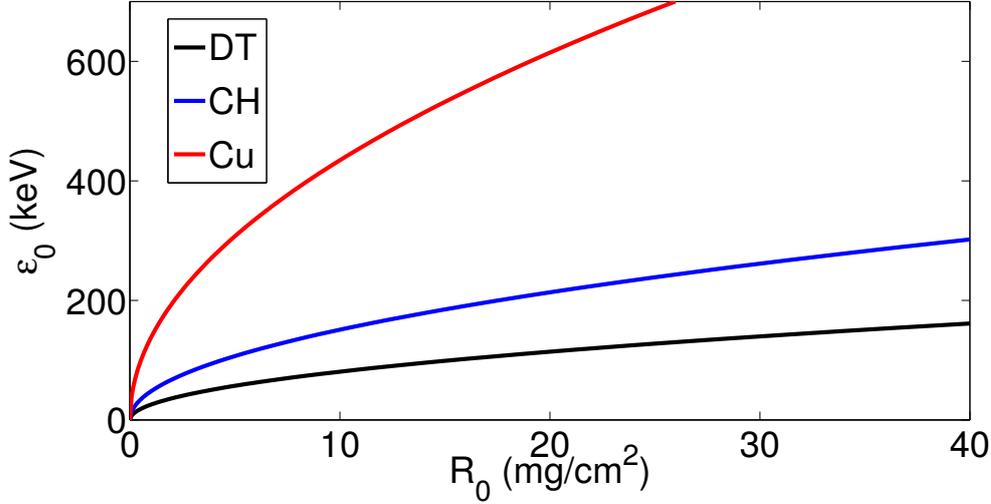


Figure 4.1: Energie initiale des électrons chauds en fonction du stopping range R_0 pour le DT (noir), le CH (bleu) et le Cu (rouge).

D'où, l'expression de la fonction de distribution des électrons $f(\epsilon, z)$ en fonction de la distance z s'écrit

$$f(\epsilon, z) = f_0(\epsilon_0) \frac{2 \epsilon_0 d\epsilon_0}{\epsilon d\epsilon (1 + \sqrt{\epsilon/\epsilon_0})}. \quad (4.8)$$

Les expressions explicites (4.5) et (4.8) nous permettent de trouver le dépôt d'énergie des électrons dans le plasma.

A retenir: En considérant la dispersion angulaire des électrons ainsi que la perte d'énergie des électrons le long de la trajectoire nous pouvons déterminer le stopping range des électrons pour un faisceau monoénergétique donné par l'expression (4.6) qui est proportionnel au carré de l'énergie initiale des électrons. Avec cette expression et en considérant la conservation du flux d'électrons nous obtenons l'expression (4.8) qui relie l'énergie initiale des électrons avec leur énergie à une position z pour n'importe quelle fonction de distribution initiale des électrons $f_0(\epsilon_0)$.

4.1.2 Chauffage d'un plasma par un faisceau d'électrons énergétiques

La solution présentée dans le paragraphe précédent est appliquée dans deux cas représentatifs de fonctions de distribution d'électrons: une fonction de distribution quasi-monoénergétique et une fonction de distribution exponentielle. Le stopping range R_0 (4.6) définit la position maximale où l'énergie est déposée par un faisceau monoénergétique, donc la place où le choc va se former. Mais c'est beaucoup moins évident de déterminer cette position dans le cas d'une fonction de distribution en énergie plus large.

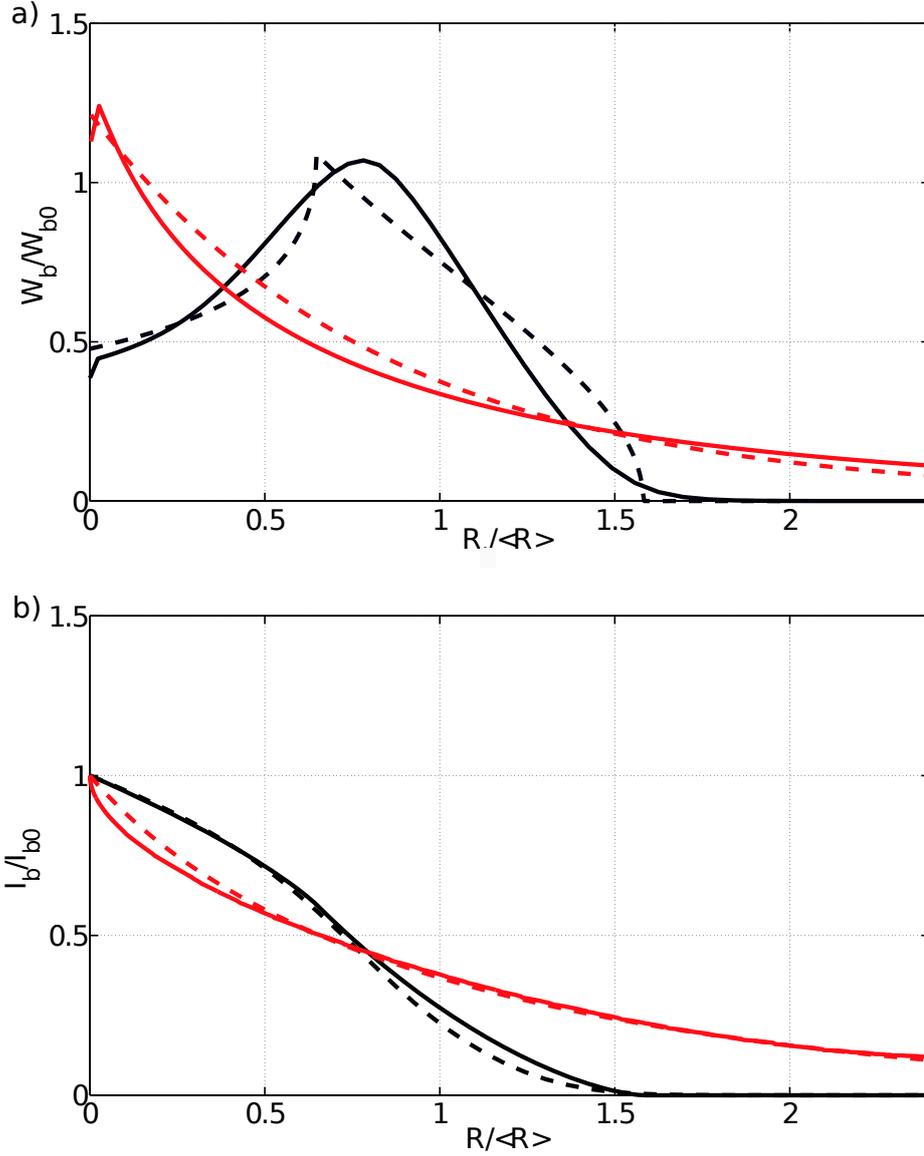


Figure 4.2: Distribution spatiale du taux de dépôt d'énergie $W(x)$ (a) et du flux d'énergie des électrons I_b (b) pour le cas d'un faisceau quasi monoénergétique (noir) avec $\Delta\varepsilon_0/\varepsilon_0 = 0.4$ et pour une distribution exponentielle (rouge) avec $T_h = 0.5 \varepsilon_0$. Les résultats des simulations (trait plein) sont obtenus pour une énergie du faisceau d'électrons de 50 keV pour le faisceau monoénergétique et de 25 keV pour la distribution exponentielle et une intensité de 1 PWcm^{-2} .

Nous introduisons donc un nouveau paramètre, le stopping range moyen $\langle R \rangle$ défini comme le range $R_0(\varepsilon)$ moyenné par la fonction de distribution des électrons et nous supposons que ce paramètre va définir l'endroit où le choc va se former, hypothèse qui sera confirmée par la suite:

$$\langle R \rangle = \frac{\int d\varepsilon \sqrt{\varepsilon} R_0(\varepsilon) f_0(\varepsilon)}{\int d\varepsilon \sqrt{\varepsilon} f_0(\varepsilon)} \quad (4.9)$$

Pour la fonction de distribution exponentielle $f_0(\varepsilon) \sim \exp(-\varepsilon/T_h)$, le stopping range moyen est:

$$\langle R_{exp} \rangle = \frac{2}{5} \frac{\int d\varepsilon \varepsilon^{5/2} e^{-\varepsilon/T_h}}{S_0 \int d\varepsilon \sqrt{\varepsilon} e^{-\varepsilon/T_h}} = \frac{3 T_h^2}{2 S_0}. \quad (4.10)$$

Dans le contexte de l'allumage par choc, c'est intéressant de comparer l'efficacité de la génération de choc par les faisceaux d'électrons avec le même range moyen. Ceci nous mène à une relation entre l'énergie des électrons du faisceau monoénergétique ε_0 et la température T_h de la fonction exponentielle

$$T_h = \frac{2}{\sqrt{15}} \varepsilon_0 \approx 0.516 \varepsilon_0. \quad (4.11)$$

Dans le but de caractériser la distribution spatiale du dépôt d'énergie des électrons, nous introduisons le flux d'énergie des électrons chauds

$$I_b(z) = \int d\vec{p} \varepsilon v_z f_e = 2\pi m_e \int d\varepsilon \varepsilon^2 f(\varepsilon) (1 + \langle \cos\theta \rangle) \quad (4.12)$$

$$= 4\pi m_e \int d\varepsilon_0 \varepsilon_0^2 f_0(\varepsilon_0) \left(1 - \frac{R(z)}{R_0(\varepsilon_0)}\right)^{\frac{2}{5}}. \quad (4.13)$$

La décroissance du flux d'énergie des électrons avec la distance définit le taux de dépôt d'énergie W_b

$$\frac{dI_b}{dz} = -W_b, \quad (4.14)$$

où W_b est l'énergie déposée par les électrons chauds par unité de volume dans le plasma et par unité de temps. Pour un faisceau monoénergétique, $f_0 \propto \delta(\varepsilon - \varepsilon_0)$ le flux d'énergie des électrons devient

$$I_b = I_{b0} \left(1 - \frac{R}{R_0}\right)^{2/5} \quad (4.15)$$

où I_{b0} est le flux d'énergie incident des électrons. Pour des fonctions de distribution plus complexes la distribution en intensité est calculée numériquement. Les profils spatiaux de $W(x)$ et $I_b(x)$ sont présentés dans la figure 4.2 pour deux fonctions de distribution des électrons: un faisceau quasi-monoénergétique de largeur $\Delta\varepsilon$ centrée sur ε_0 et une distribution exponentielle. En comparant nos résultats avec les résultats présentés dans la Ref. [47], le dépôt est plus étendu, ce qui est dû à la prise en compte de la dispersion angulaire des électrons dans notre modèle. Les courbes dans la figure 4.2 sont comparées aux simulations numériques réalisées avec le code M1 [33, 74] qui résout l'équation de Fokker-Planck, pour une énergie de $\varepsilon_0 = 50$ keV et $\Delta\varepsilon = 20$ keV pour le faisceau quasi-monoénergétique et une température $T_h = 25$ keV pour la distribution exponentielle. Il y a un bon accord entre notre modèle et les simulations. La distribution spatiale de l'énergie déposée dans le cas d'une distribution en énergie quasi-monoénergétique a un maximum à la coordonnée qui correspond au stopping range des électrons les plus lents $R_{min} = R_0(\varepsilon_0 - \Delta\varepsilon/2)$, puis le dépôt en énergie

décroit de façon monotone (voir Fig. 4.2 (a)). L'élargissement de la distribution en énergie des électrons entraîne un dépôt en énergie sur la zone plus étendue. Les exemples considérés ici démontrent l'effet de la distribution en énergie du faisceau d'électrons sur le dépôt d'énergie dans le plasma et donc sur les conséquences dans la formation du choc. Le cas d'un faisceau quasi-monoénergétique est le plus favorable puisque le dépôt en énergie est bien localisé, et la position R_0 définit l'endroit où le choc sera formé. Par contre un profil de dépôt d'énergie plus large provoquera des perturbations de la température et la densité du plasma qui se propagent à des vitesses différentes. La notion du stopping range moyen nous donne la possibilité de définir la position et le moment où le choc sera formé (voir Fig. 4.2). Dans la suite nous établissons un critère pour la formation du choc pour une fonction de distribution arbitraire des électrons.

A retenir: Dans le but d'obtenir un paramètre analogue au stopping range d'un faisceau d'électrons monoénergétiques qui puisse nous permettre de déterminer la position de la formation du choc dans le cas d'une distribution en énergie plus étendue, nous introduisons un nouveau paramètre appelé le stopping range moyen donné par l'expression (4.9). Dans le cas d'une distribution exponentielle ce paramètre est proportionnel au carré de la température des électrons.

Avec ce paramètre nous pouvons calculer analytiquement et numériquement le taux d'énergie déposée et le flux d'énergie des électrons ce qui nous permet de conclure qu'une distribution en énergie plus étendue conduira à une pénétration plus profonde des électrons et à un dépôt d'énergie plus étendu.

4.1.3 Génération d'une onde de choc par des électrons chauds

Hydrodynamique d'une zone chauffée et critère pour la formation du choc

Le temps caractéristique de la formation du choc t_h a été défini dans les références [46, 84] dans le cas d'un faisceau d'électrons mono-énergétiques et une cible homogène comme

$$t_h = 1.6 \frac{L_0}{D}, \quad (4.16)$$

où $L_0 = \frac{R_0}{\rho_0}$ est la longueur de la zone chauffée et D la vitesse hydrodynamique caractéristique $D = (\frac{I_{b0}}{\rho_0})^{1/3}$. Ce temps de chargement *-loading time* en anglais- est le temps nécessaire par l'onde de détente pour traverser la zone chauffée avec une vitesse d'autant plus élevée que la température augmente (voir Fig. 4.3). Pendant cette phase la zone chauffée exerce un travail mécanique et lance une onde de choc dans le plasma.

Pour comparer le processus de formation du choc pour des faisceaux d'électrons avec différentes distributions en énergie, nous avons choisi la même intensité de faisceau et le même stopping range moyen $\langle R \rangle$ de façon à avoir une longueur caractéristique de la zone chauffée et un dépôt en énergie identiques dans les deux cas. Sachant que la vitesse caractéristique hydrodynamique dépend uniquement de la densité de la cible et de l'intensité du faisceau on s'attend à obtenir un temps de

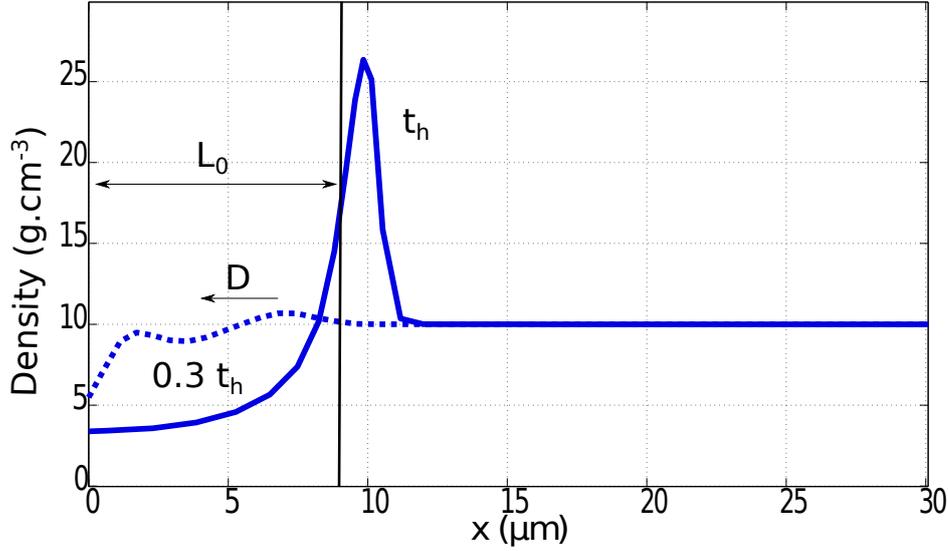


Figure 4.3: Profils de densité à $0.3 t_h$ (tirets) et t_h (trait plein) pour un faisceau monoénergétique. Le front du choc se forme immédiatement derrière le bord de la zone chauffée de longueur L_0 .

formation $t_h = \langle L \rangle / D$ identique, où $\langle L \rangle = \langle R \rangle / \rho_0$. Cette hypothèse est confirmée par les simulations numériques présentées dans la partie 4.1.4.

Cependant l'estimation du temps nécessaire à la formation du choc est obtenu en négligeant les pertes thermiques de la zone de dépôt d'énergie. Dans le but d'évaluer le domaine de validité de cette hypothèse, nous considérons la limite opposée, où la vitesse du front de l'onde thermique est très supérieure à la vitesse acoustique. L'équation (4.17) décrit l'évolution de la température du plasma T_e due au dépôt d'énergie des électrons rapides en supposant que les ions sont immobiles

$$\rho C_{ve} \partial_t T_e = \partial_x (\kappa_e \partial_x T_e) + W(x) \quad (4.17)$$

où $C_{ve} = 3Z/2m_i$ est la capacité calorifique des électrons, $\kappa_e = \kappa_0 T_e^{5/2}$ est la conductivité thermique de Spitzer avec $\kappa_0 = 9.5 \cdot 10^{12} / \ln \Lambda \text{ Wcm}^{-1} \text{ keV}^{-7/2}$, où $\ln \Lambda$ est le logarithme coulombien et l'énergie spécifique déposée W est décrite par l'équation (4.14)

Connaissant la longueur caractéristique de la zone de dépôt d'énergie $\langle L \rangle$, et le taux de dépôt d'énergie $W_0 = I_{b0} / \langle L \rangle$, on peut définir la température caractéristique $T_0 = (\langle L \rangle^2 W_0 / \kappa_0)^{2/7}$ et le temps de chauffage $t_0 = T_0 C_{ve} / W_0$. En combinant ces expressions, nous définissons le temps de chauffage et la température caractéristique de la zone chauffée:

$$T_0 = \left(\frac{\langle R \rangle I_{b0}}{\rho_0 \kappa_0} \right)^{2/7}, \quad t_0 = \frac{Z \langle R \rangle^{9/7}}{m_i \kappa_0^{2/7} \rho_0^{2/7} I_{b0}^{5/7}}. \quad (4.18)$$

Nous pouvons de même définir la vitesse ionique locale $c_{s0} = (Z T_0 / m_i)^{1/2}$ et la vitesse caractéristique de l'onde thermique $V_{f0} = \langle L \rangle / t_0$.

En comparant le *loading time* t_h (4.16) et le temps de chauffage t_0 (4.18), nous pouvons différencier deux régimes: $t_h \lesssim t_0$ ou, $t_h > t_0$.

Pour un faisceau d'électrons monoénergétiques de 50 keV et une intensité de $I_{b0} = 1 \text{ PW.cm}^{-2}$ qui dépose son énergie dans un plasma homogène de deutérium-tritium (DT) avec une densité de 10 g/cm^3 , le stopping range est de $R_0 = 4.4 \text{ mg/cm}^2$. Donc, $L_0 = R_0/\rho_0 = 4.4 \mu\text{m}$. En posant $\ln \Lambda = 5$, la température caractéristique est de $T_0 = 0.7 \text{ keV}$ et le temps caractéristique de chauffage est de $t_0 = 270 \text{ ps}$. Donc, la vitesse de l'onde thermique est $V_{f0} \sim 16 \mu\text{m.ns}^{-1}$, qui est beaucoup plus petite que la vitesse hydrodynamique caractéristique $D \sim 100 \mu\text{m/ns}$.

Dans ce cas, il n'y a pas d'onde thermique et le front du choc se forme directement au bord de la zone où l'énergie a été déposée. Alors la température caractéristique T_{h1} est déduite de (4.17) où le terme représentant la conduction thermique est négligé $C_{ve}T_{h1} \simeq W_0 t_{h1}$. La pression du choc correspondante $P_{h1} \simeq \rho_0 D^2 = \rho_0^{1/3} I_{b0}^{2/3}$ dépend de l'intensité du faisceau et de la densité du plasma. La pression du choc ne peut pas croître au delà de P_{h1} puisque l'onde de détente traverse la zone où l'énergie est déposée et déconnecte la zone de dépôt d'énergie du choc. Ceci est la conséquence du fait que le stopping range des électrons chauds dépend de l'énergie des électrons et non de la température du plasma.

En comparant le loading time $t_{h1} = \langle R \rangle \rho_0^{-2/3} I_{b0}^{-1/3}$ avec le temps de chauffage (4.18) nous pouvons en déduire la condition pour le régime de la formation du choc

$$\rho_0 > \frac{m_i^{21/8} \kappa_0^{3/4} I_{b0}}{Z^{21/8} \langle R \rangle^{3/4}} = \rho^*, \quad (4.19)$$

où $\rho^* \approx 1.4 \times 10^{-18} (A/Z)^{21/8} I_{b0} [\text{W.cm}^{-2}] \langle R \rangle^{-3/4} [\text{g.cm}^{-2}]^{-3/4}$ et A est la masse atomique. Pour un faisceau monoénergétique d'une énergie de 50 keV et une intensité de 1 PW/cm^2 on trouve $\rho^* \sim 1.5 \text{ g.cm}^{-3}$. De cette condition nous pouvons en déduire deux possibilités pour la formation du choc.

La première correspond au cas où la densité est inférieure à ρ^* . Au moment où l'onde thermique est formée, les ions commencent à bouger et une onde acoustique ionique locale est lancée. Au début, l'onde thermique se déplace plus vite, mais au fur et à mesure que la température augmente avec le temps, la vitesse acoustique augmente. Finalement, pour $t \sim t_0$, l'onde de compression rejoint le front thermique et une structure correspondant au front du choc se forme. Ce moment est appelé la séparation hydrodynamique. Ce processus peut être décrit par un système complet d'équations hydrodynamiques en tenant compte du transport thermique.

Dans le cas opposé où $t_h < t_0$, la température augmente plus lentement puisque la densité et la capacité calorifique sont plus importantes. La conductivité thermique est plus faible et l'onde thermique ne rattrape jamais l'onde de choc. Cette condition est vérifiée dans les expériences d'allumage par choc [97, 99, 100]. En connaissant la vitesse hydrodynamique caractéristique $D = 100 \mu\text{m.ns}^{-1}$ et la longueur de la zone chauffée $\langle L \rangle = 4.4 \mu\text{m}$ pour une énergie des électrons de $\varepsilon_0 = 50 \text{ keV}$, nous pouvons déduire l'endroit x_h et le moment t_h où le choc est formé, c'est à dire $t_h = 75 \text{ ps}$ et $x_h = 4.4 \mu\text{m}$.

Une comparaison détaillée de ces estimations qualitatives avec des simulations numériques est présenté dans la section 4.1.4.

A retenir: Nous avons vu dans le chapitre 3 que lors de l'interaction laser-plasma un choc peut être formé par séparation hydrodynamique ou lors de l'ablation par électrons suprathermiques. L'étude de l'équation décrivant l'évolution de l'onde thermique nous permet d'établir un critère en densité donné par l'expression (4.19) permettant de différencier ces deux régimes:

- Quand la densité est inférieure à ρ^* le choc se forme par séparation hydrodynamique.
- Quand $t_h < t_0$, condition vérifiée dans les expériences d'allumage par choc, la formation du choc peut être décrit par le régime d'ablation par électrons suprathermiques.

D'après notre modèle, le choc va se former à un temps donné par le loading time défini dans l'expression (4.16) et à une position donnée par le nouveau paramètre que nous avons introduit appelé le stopping range moyen défini dans l'expression (4.9). Notre modèle sera vérifié par les simulations numériques.

4.1.4 Simulations numériques de la formation du choc

Le modèle théorique présenté dans la partie précédente a été comparé avec des simulations hydrodynamiques réalisées avec le code Lagrangien CHIC. Nous utilisons ici une version 1D plan du code, complétée avec un module cinétique M1 décrivant le transport des électrons chauds dans le plasma [74]. Les simulations hydrodynamiques sont réalisées avec une équation d'état de gaz parfait. Les conditions de cette simulation sont celles d'une cible de DT conçue pour l'allumage par choc pour le projet HiPER [85]. Au début de la simulation, nous considérons un plasma de DT avec une densité $\rho_0 = 10 \text{ g/cm}^3$ et une longueur de $50 \text{ }\mu\text{m}$ chauffé par un faisceau d'électrons avec une énergie de $\varepsilon_0 = 50 \text{ keV}$ et $\Delta\varepsilon = 10 \text{ keV}$ pour le faisceau monoénergétique et une température de $T_h = 25 \text{ keV}$ pour la distribution exponentielle. Ces valeurs d'énergie sont choisies de façon à comparer deux cas avec le même stopping range moyen (4.11) comme nous l'avons montré dans la Fig. 4.2. L'intensité du faisceau est de $I = 1 \text{ PW.cm}^{-2}$.

Génération de l'onde de choc

Le temps et la position de la formation du choc sont définies en comparant les paramètres calculés avec les relations de Rankine-Hugoniot, qui décrivent la relation entre les états de chaque côté de l'onde de choc dans un écoulement à une dimension. Dans le cas d'un gaz parfait avec le coefficient polytropique γ , le saut de pression peut être exprimé comme

$$\frac{P_2}{P_1} = F = 1 + \frac{2\gamma}{\gamma + 1}(M_s^2 - 1), \quad (4.20)$$

où M_s est le nombre de Mach, F est la force du choc, et les indices 1 et 2 indiquent la pression et la densité en amont et en aval respectivement. Donc, la compression dans le choc peut être exprimée comme

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{P_2(\gamma + 1) + P_1(\gamma - 1)}{P_1(\gamma + 1) + P_2(\gamma - 1)} \quad (4.21)$$

Numériquement, nous déterminons la position du front du choc en calculant la dérivée première du profil de pression et en cherchant la position du minimum. Les endroits où sont évaluées les valeurs de la pression en aval et en amont sont déterminés en calculant la dérivée seconde spatiale de la pression et en trouvant les positions du maximum et du minimum de chaque côté du front du choc. Nous supposons qu'un choc est formé quand la relation (4.21) est vérifiée et que $M_s > 1$. Un exemple présenté dans la figure 4.4(a) montre que pour les deux distributions en énergie des électrons, le faisceau monoénergétique et la distribution exponentielle, le choc est formé au même moment $t_h = 90 \pm 10$ ps où la pression en aval atteint son maximum de 430 Mbar. Après la formation du choc, la condition (4.21) est vérifiée pour tous les temps.

Ce critère est vérifié dans le cas d'un faisceau monoénergétique. La densité en aval augmente rapidement au moment de la formation du choc, alors que la densité en amont reste constante et égale à $\rho_0 = 10 \text{ g.cm}^{-3}$, voir Fig. 4.5 (b). Le rapport de densité atteint sa valeur maximale de 2.5 après que le choc soit formé. Ceci correspond à une force du choc de $F = 8$ pour l'indice polytropique $\gamma = 5/3$.

La vérification de la relation (4.21) est moins évidente pour la distribution exponentielle à cause d'un saut de densité beaucoup plus petit. Néanmoins, le maximum de pression est le même que pour le faisceau monoénergétique, et il est atteint au même moment, comme il a déjà été indiqué dans les Refs. [39, 76]. Cependant les électrons préchauffent le plasma ce qui conduit à une pression en amont 6 fois plus élevée que pour le faisceau monoénergétique (voir Fig. 4.5(a)). Le préchauffage du plasma est confirmé par la Fig. 4.5(c), qui montre les profils de température en amont et en aval pour les deux distributions. Alors que pour la distribution monoénergétique la température en amont est très basse, la température en amont pour la distribution exponentielle atteint 35 eV, ce qui est comparable avec la température en aval. Ce préchauffage a également un effet sur la vitesse fluide du plasma $u = \sqrt{(P_2 - P_1)(1/\rho_1 - 1/\rho_2)}$ derrière le choc (voir figure 4.6).

Dans le cas d'un faisceau monoénergétique, une très faible température en amont et une augmentation très importante de la densité au moment de la formation du choc permet au plasma d'être mis en mouvement et d'atteindre la vitesse maximale $u = 50 \text{ } \mu\text{m/ns}$ à $t = t_h$. Dans le cas d'une distribution exponentielle le choc a besoin de ~ 250 ps pour traverser la zone chauffée pour atteindre la vitesse plasma en aval de $u = 40 \text{ } \mu\text{m/ns}$.

La figure 4.4(b) montre l'évolution de la position du choc pour les deux distributions. Les vitesses des chocs $\sim 80 \text{ } \mu\text{m/ns}$ sont très similaires pour les deux cas. Ceci est confirmé par la figure 4.6 où la vitesse du choc est calculée à partir de la pression et de la densité: $u_s = \frac{1}{\rho_1} \sqrt{(P_2 - P_1)/(1/\rho_1 - 1/\rho_2)}$. La position de la formation du choc est en accord avec le calcul analytique, $x_h = \langle R \rangle / \rho_0$. Pour le faisceau monoénergétique, le choc est formé à $x_h = 7 \text{ } \mu\text{m}$ et pour la distribution exponentielle à $x_h = 6 \text{ } \mu\text{m}$.

Les figures 4.8 et 4.9 montrent les résultats des simulations numériques de la

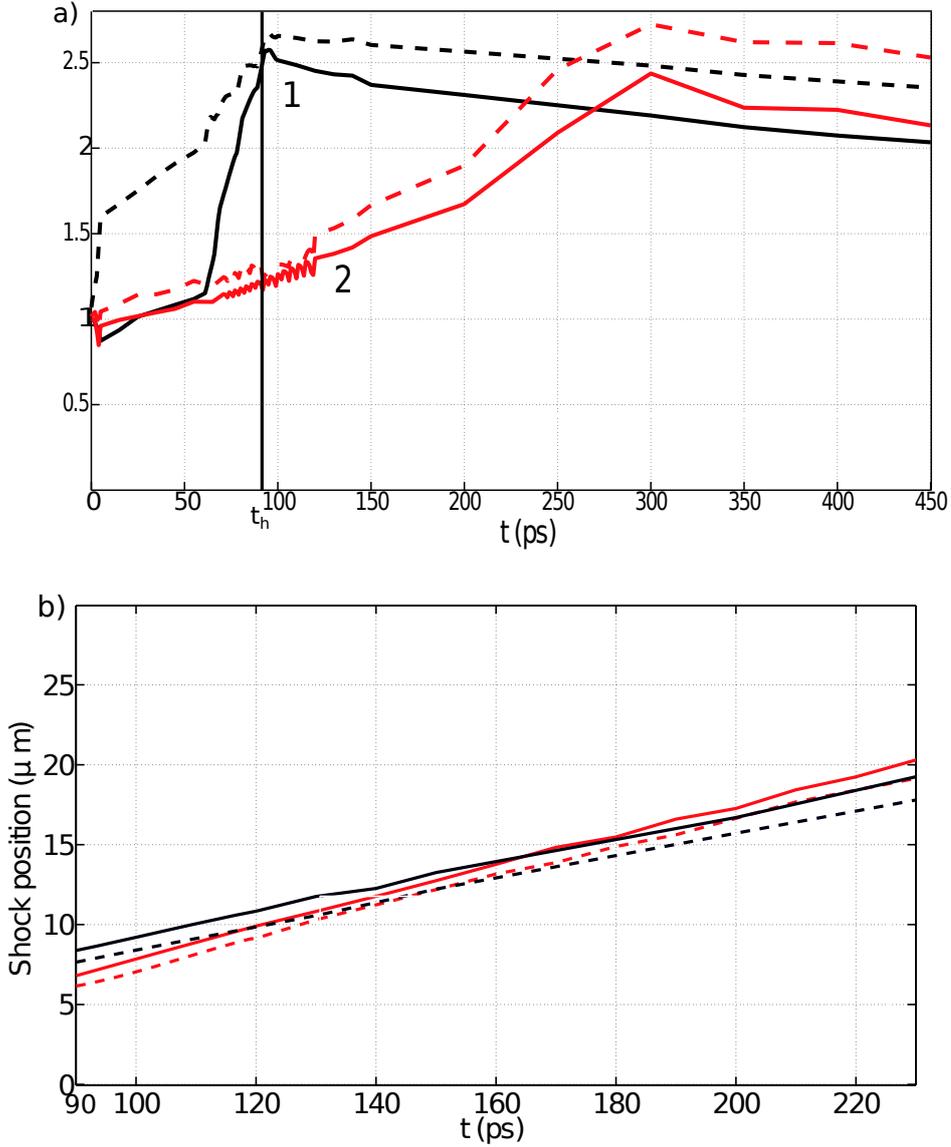


Figure 4.4: (a) Vérification des relations de Rankine-Hugoniot pour la compression du plasma dans le choc ρ_2/ρ_1 (trait plein) et le rapport de pression $\frac{P_2(\gamma+1)+P_1(\gamma-1)}{P_1(\gamma+1)+P_2(\gamma-1)}$ (tirets) pour le faisceau monoénergétique (1) avec une énergie de 50 keV et la distribution exponentielle (2) avec une température de 25 keV. (b) Evolution de la position du choc en aval (tiret) et en amont (trait plein) pour la distribution monoénergétique (noir) et exponentielle (rouge).

pression du choc pour les deux cas à deux moments différents. La pression du choc est à peu près la même de l'ordre de 400 Mbar et indépendante du profil du chauffage, confirmant les résultats présentés dans les références [39, 46, 76]. Néanmoins une importante différence peut être observée sur les profils de densités. Dans le cas monoénergétique le front du choc correspond à un saut de densité de 2.5, au contraire, seulement une petite augmentation de $\sim 20\%$ peut être observée au moment

4. Génération de choc par un faisceau d'électrons dans un plasma dense

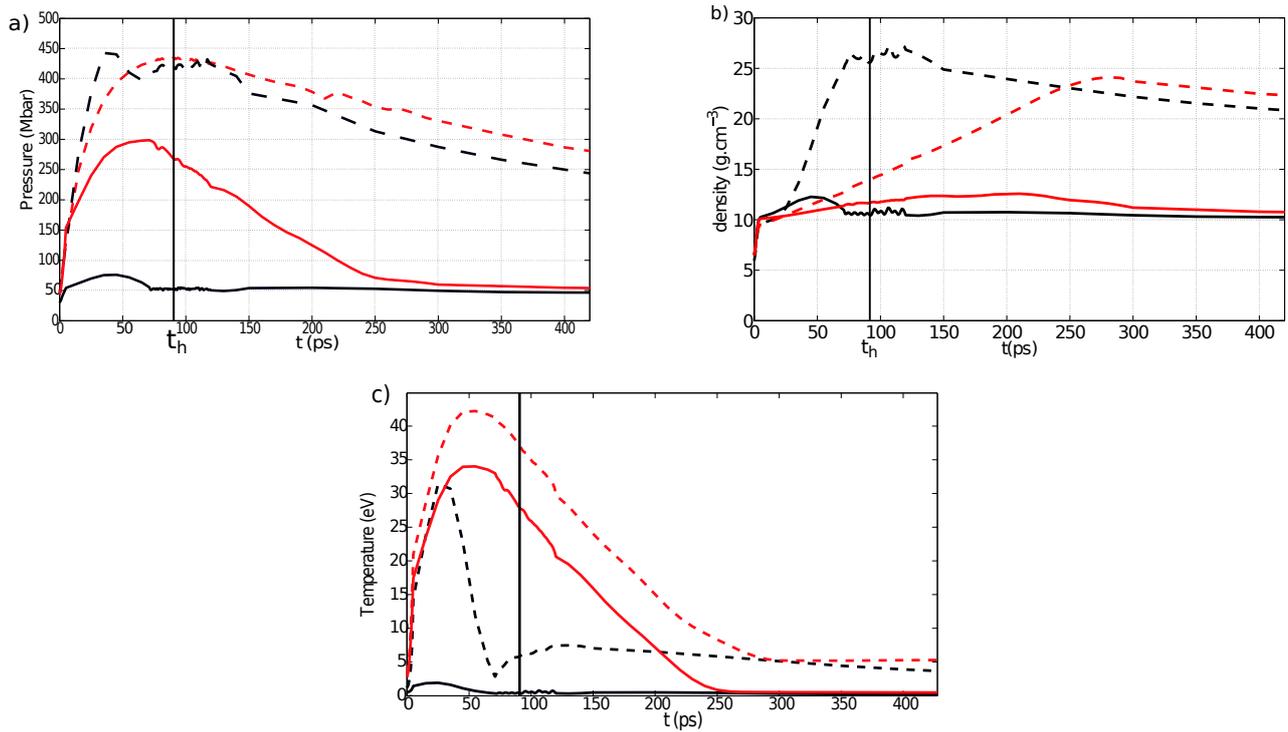


Figure 4.5: Pression en aval (trait plein) et en amont (tirets) (a), densité (b) et température (c) du choc pour les distributions monoénergétiques (noir) et exponentielle (rouge).

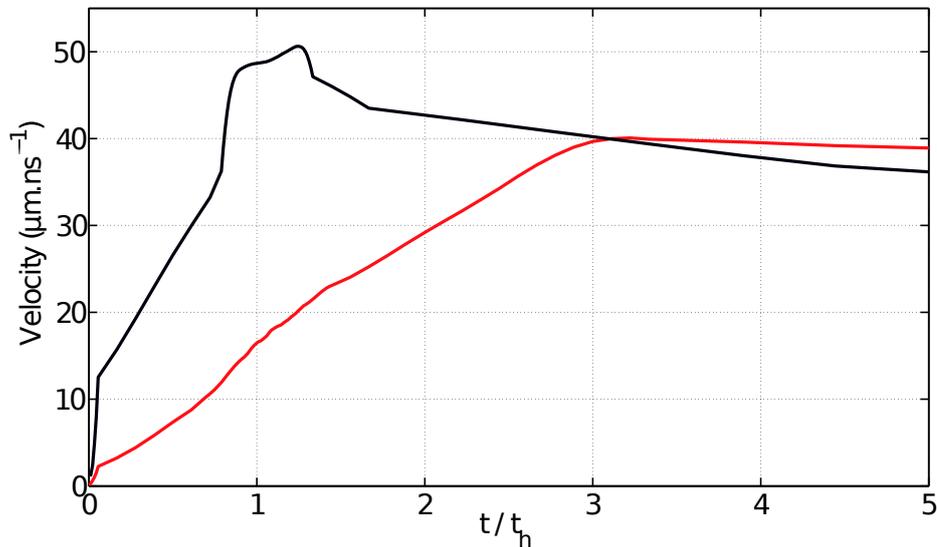


Figure 4.6: Vitesse fluide du plasma en aval du choc pour les distributions monoénergétique (noir) et exponentielle (rouge) .

de la formation du choc dans le cas d'une distribution en énergie exponentielle. Ceci

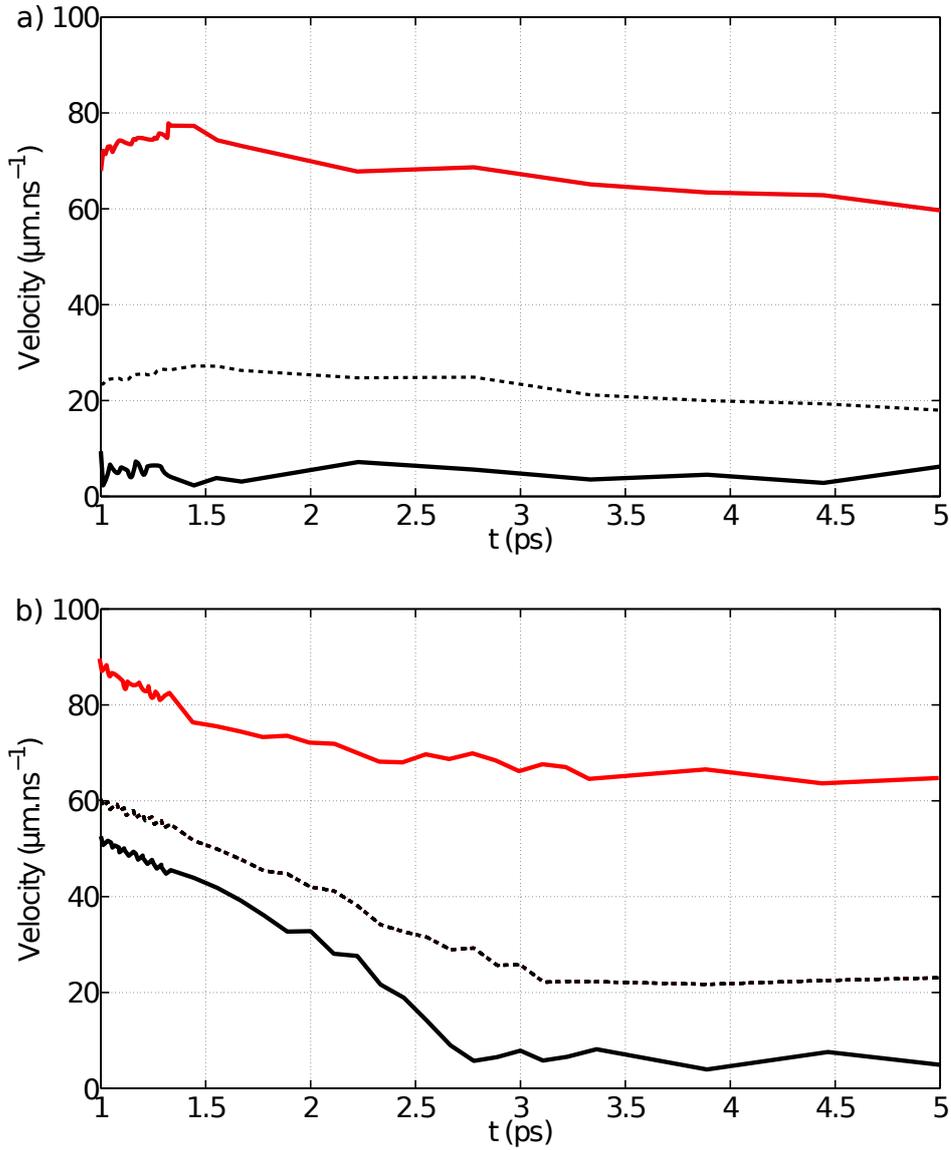


Figure 4.7: Vitesse du choc (rouge) et vitesse acoustique (noir) en amont (tiret) et en aval (trait plein) pour les distributions monoénergétique (a) et exponentielle (b).

indique que le choc n'a pas été formé entièrement au moment de la formation du choc pour la distribution exponentielle. La formation du choc est compromise par le plasma préchauffé en amont par les électrons énergétiques. La pression et la densité à un temps ultérieur $t = 250 \text{ ps} \sim 3t_h$ sont montrées dans la figure 4.8. C'est le temps nécessaire pour que le choc traverse le plasma préchauffé et qu'il atteigne le plasma froid où il peut totalement se développer. Effectivement, nous observons que le front du choc devient de plus en plus raide au fur et à mesure qu'il se propage. Le choc a besoin de 3-4 fois le loading time $t_h = \langle L \rangle / D$ pour traverser toute la zone chauffée et regagner de la force. Parce que l'onde de détente rattrape le choc pendant ce temps, la pression maximale du choc diminue.

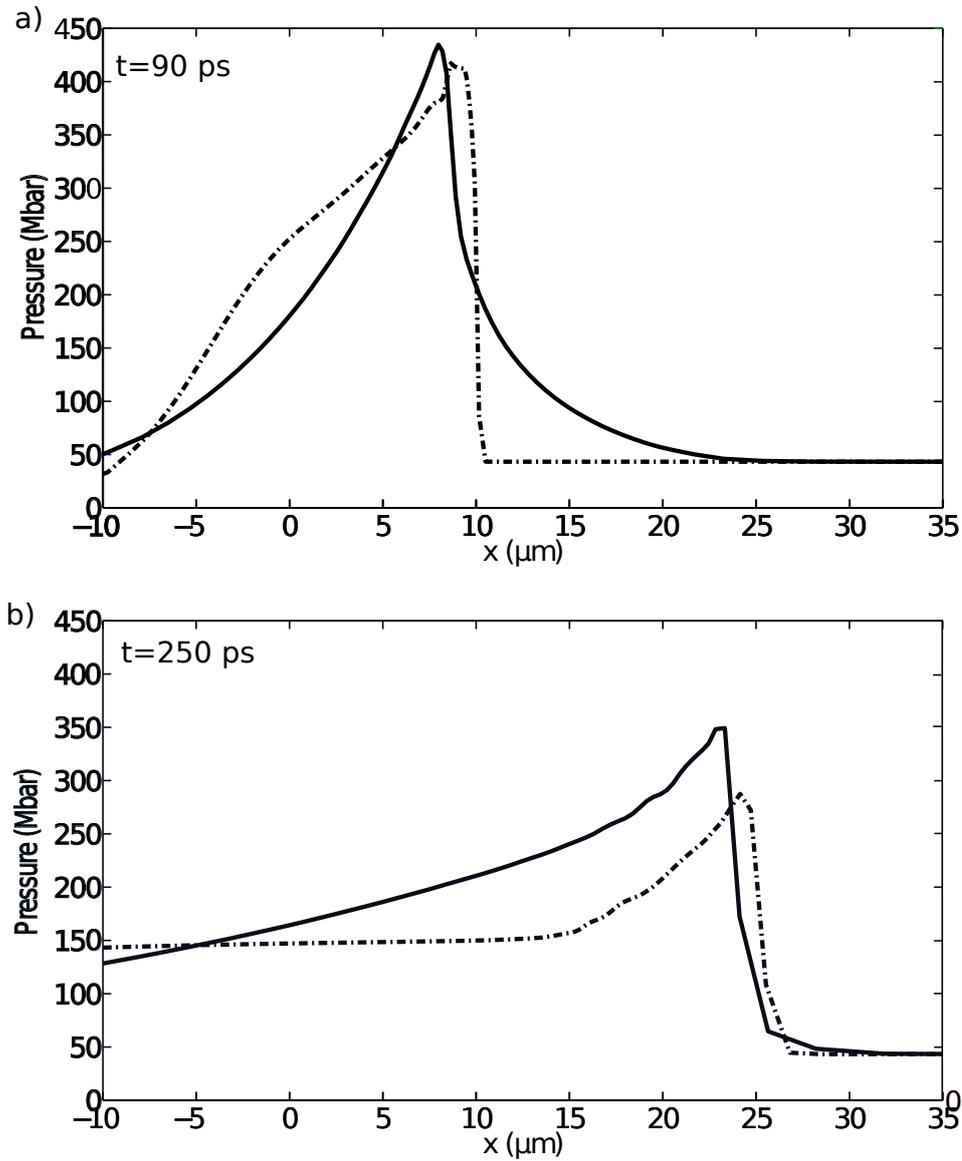


Figure 4.8: Profils de pression pour les distributions monoénergétique (tirets) et exponentielle (trait plein) au moment de la formation du choc $t = t_h$ (a) et à $t \sim 2.8t_h$ (b). L'énergie transportée dans le choc (b) est beaucoup plus importante pour la distribution exponentielle.

Les résultats des simulations numériques et la comparaison avec le critère analytique pour la génération de l'onde de choc sont synthétisés dans le tableau 4.1. Il y a un bon accord entre notre modèle et les simulations, ce qui confirme que le stopping range moyen définit le moment et la position où le choc sera formé pour une fonction de distribution en énergie des électrons arbitraire.

La partie d'énergie initiale du faisceau d'électron qui contribue à la formation du choc peut être estimée à partir de la figure 4.2(b). Dans le cas d'un faisceau quasi monoénergétique, environ 70% de l'énergie est déposée en aval du front du choc et

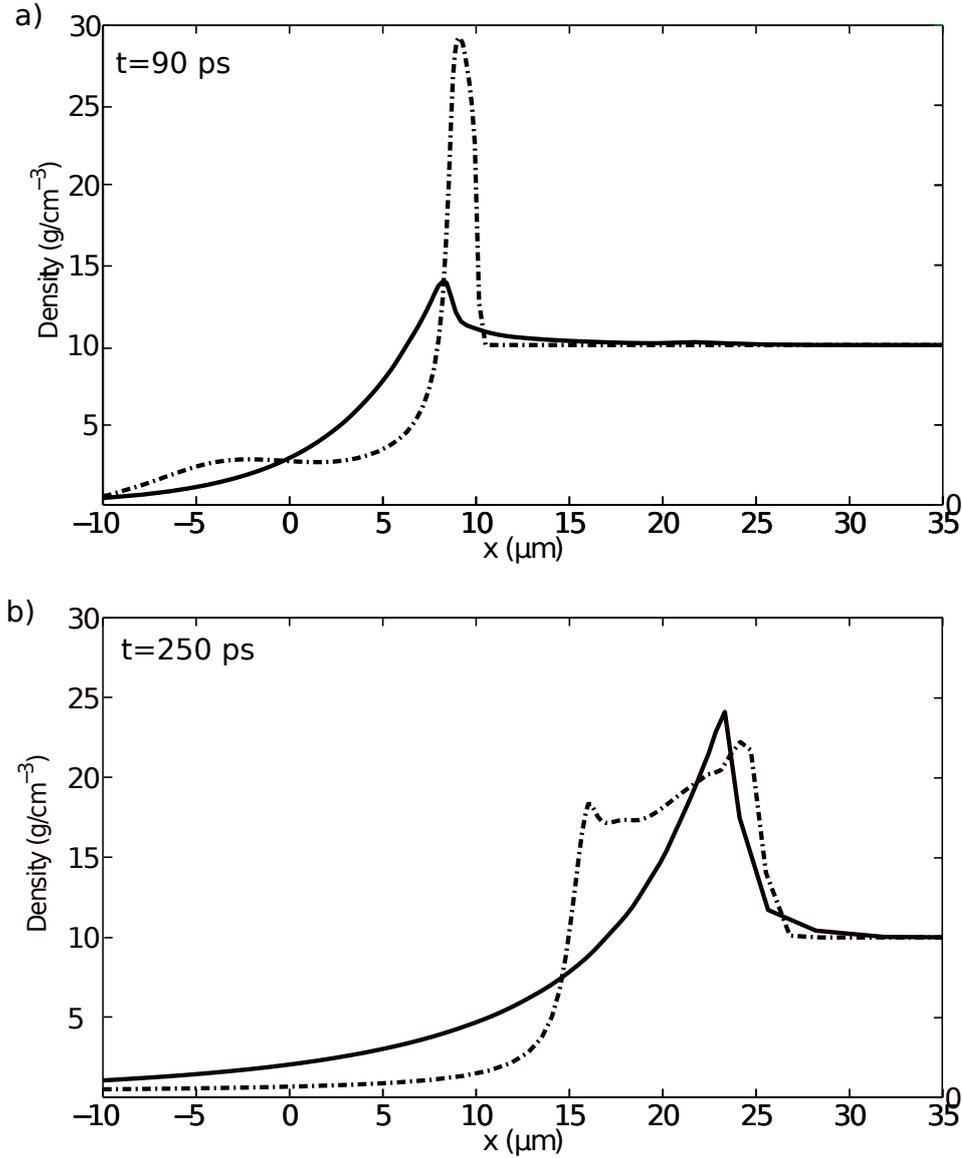


Figure 4.9: Profils de densité pour les distributions monoénergétique (tirets) et exponentielle (trait plein) au moment de la formation du choc $t = t_h$ (a) et à $t \sim 3t_h$ (b). Alors que les profils de pression montrés dans 4.8 sont similaires au moment de la formation du choc, les profils de densité sont complètement différents. L'énergie transportée par le choc dans le panel b) est beaucoup plus importante dans le cas d'une distribution exponentielle.

la zone préchauffée en amont et relativement petite, moins de 30% du range moyen. Au contraire, dans le cas de la distribution exponentielle, seulement environ 60% de l'énergie du faisceau est déposée en aval du front du choc. Ceci correspond à des énergies d'électron $\varepsilon_e < 2T_h$, ce qui confirme les résultats présentés dans la référence [47]. Inversement, les électrons rapides avec des énergies $\varepsilon_e > 2T_h$ se propagent trop loin et la zone préchauffée s'étend jusqu'à environ 3 stopping range moyens.

Formation du choc	Faisceau monoénergétique	Distribution exponentielle
Résultats du modèle	$x_h = 4.4 \mu\text{m}$	$t_h = 75 \text{ ps}$
Résultats numériques	$x_h = 7 \pm 2 \mu\text{m}$ $t_h = 90 \pm 10 \text{ ps}$	$x_h = 6 \pm 2 \mu\text{m}$ $t_h = 90 \pm 10 \text{ ps}$

Table 4.1: Moment et position de la formation du choc calculés avec le modèle et avec les simulations pour le faisceau monoénergétique avec une énergie de 50 keV et une distribution exponentielle avec une température de 25 keV. Dans les deux cas l'intensité du faisceau est de 1 PW.cm^{-2} .

A retenir: Les simulations numériques réalisées avec le code Lagrangien CHIC pour le cas d'un faisceau monoénergétique d'énergie 50 keV et d'une distribution exponentielle de 25 keV, nous permettent de vérifier notre modèle.

Nous montrons que dans le régime caractéristique de l'allumage par choc, le moment de la formation du choc est défini par le loading time donné par l'expression (4.16) et le stopping range moyen donné par l'expression (4.10). D'après notre modèle, peu importe la fonction de distribution, si le stopping range est le même, le choc va se former au même endroit et au même moment.

Néanmoins les conséquences sur la formation du choc ne sont pas les mêmes. Les électrons ayant une fonction de distribution en énergie plus étendue vont déposer plus d'énergie en aval du choc ce qui va conduire au préchauffage de la cible qui aura des conséquences sur la force et l'efficacité du choc.

Evolution temporelle de la force du choc

La force du choc F , définie comme le rapport entre la pression en aval P_2 et en amont P_1 , caractérise l'écoulement en aval et le nombre de Mach du choc selon l'expression (4.20). Comme le montre la figure 4.5, même si le profil de la pression en aval est environ le même pour les deux distributions, en atteignant le maximum au moment du loading time, les pressions en amont sont complètement différentes. Le faisceau d'électrons avec la fonction de distribution exponentielle préchauffe le plasma augmentant la pression en amont. Le profil de pression au moment de la formation du choc pour la distribution exponentielle n'est pas aussi raide que dans le cas du faisceau monoénergétique, ayant pour conséquence une diminution de la force du choc (voir figure 5.21). Pour la distribution monoénergétique, le rapport des pressions atteint un maximum de 8 au moment de la formation du choc, temps qui correspond à un nombre de Mach de 2.5, puis il décroît de façon monotone. Pour la distribution exponentielle, même si la pression maximale est la même, le préchauffage du plasma par la queue de la distribution des électrons (voir figure 4.8) mène à une plus grande pression en amont et donc à un beaucoup plus petit rapport de pressions. Au fur et à mesure que le temps augmente, le profil de pression devient de plus en plus raide ce qui a pour conséquence une augmentation de la force du choc, qui atteint un maximum après 3 fois le temps de formation du choc.

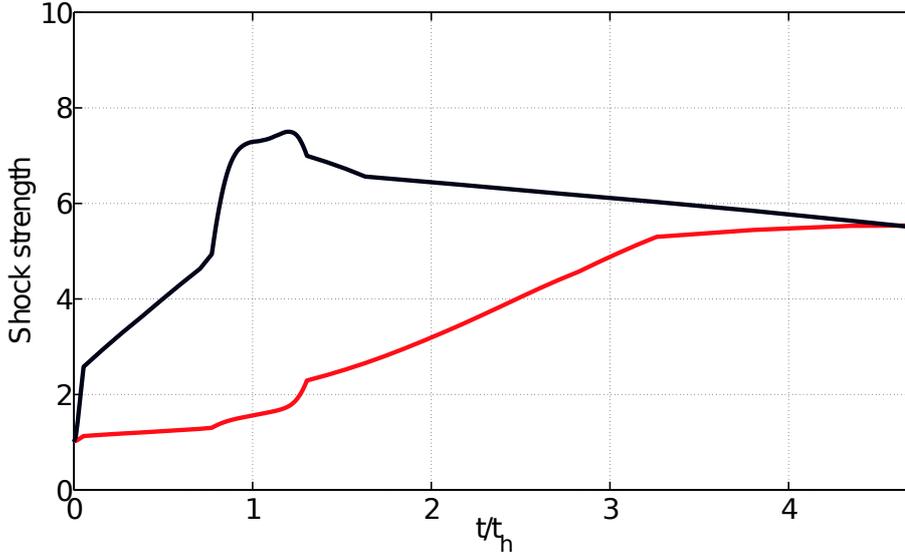


Figure 4.10: Force du choc pour les distributions monoénergétique (noir) et exponentielle (rouge).

En connaissant la longueur de la zone préchauffée et la vitesse du choc $u_s = (1/\rho_1)\sqrt{(P_2 - P_1)/(1/\rho_1 - 1/\rho_2)} \simeq 80 \mu\text{m/ns}$ (voir figure 4.7), nous pouvons obtenir une estimation du temps nécessaire pour le renforcement du choc $t_{ss} = \Delta L/u$, où ΔL est l'épaisseur de la zone préchauffée. Pour le faisceau monoénergétique, la zone préchauffée est petite, $\Delta L \sim 0.3 < L > \sim 3 \mu\text{m}$, voir figure 4.2(b), et le temps de renforcement du choc $t_{ss} \sim 40 \text{ps}$ est relativement faible, c'est à dire $t_{ss} \sim 0.4 t_h$. Pour la distribution exponentielle, la longueur de la zone préchauffée est $\sim 3 < L > \sim 30 \mu\text{m}$, ce qui conduit à un temps de renforcement du choc de $t_{ss} \sim 370 \text{ps}$. C'est à dire, la force maximale est atteinte à $t_{ss} \sim 4 t_h$. Ces estimations sont en accord avec l'évolution temporelle de la force du choc présentée dans la figure 5.21. Si nous voulons atteindre la force de choc maximale dans le cas d'une fonction de distribution exponentielle, nous devons augmenter le temps d'injection des électrons d'un facteur 3-4 comparé au loading time. Pendant ce temps, le choc se propage à travers une distance de plus de $15 \mu\text{m}$ (voir figure 4.4(b)) et la pression maximale décroît de 23%.

Energie transportée par le choc

C'est important d'évaluer l'énergie investie dans le choc. Elle est définie comme l'énergie cinétique du plasma en aval du front du choc, $E_{sh} = (1/2) \int u^2 \rho dz$, où u est la vitesse du plasma derrière le choc (voir figure 4.6). L'intégrale est calculée le long de la zone choquée où $u > 0$. L'efficacité du choc est donnée par le rapport de E_{sh} et de l'énergie injectée par les électrons $E_e = I_{b0} t$. L'évolution temporelle de l'efficacité est montrée dans la figure 4.11. Pour la fonction de distribution quasi monoénergétique, l'efficacité de couplage atteint son maximum $\eta_h = E_{sh}(t_h)/I_{b0} t_h \approx 12\%$ à $t = t_h = 90 \text{ps}$ en accord avec les résultats présentés

dans la référence [84]. L'efficacité décroît ensuite puisque la zone de dépôt d'énergie des électrons est découplée du choc. Au contraire, pour la distribution exponentielle, au moment de la formation du choc $t = t_h = 90$ ps, l'énergie investie dans le choc est relativement faible $\eta_h = E_{sh}(t_h)/I_{b0}t_h \approx 4\%$ et l'efficacité atteint son maximum $\eta_{\max} \approx 9\%$ à $t_{\max} \approx 3t_h$. Effectivement, au moment de la formation du choc $t = t_h$, la vitesse du plasma derrière le choc est relativement faible et l'énergie déposée est emmagasinée dans l'énergie interne du plasma.

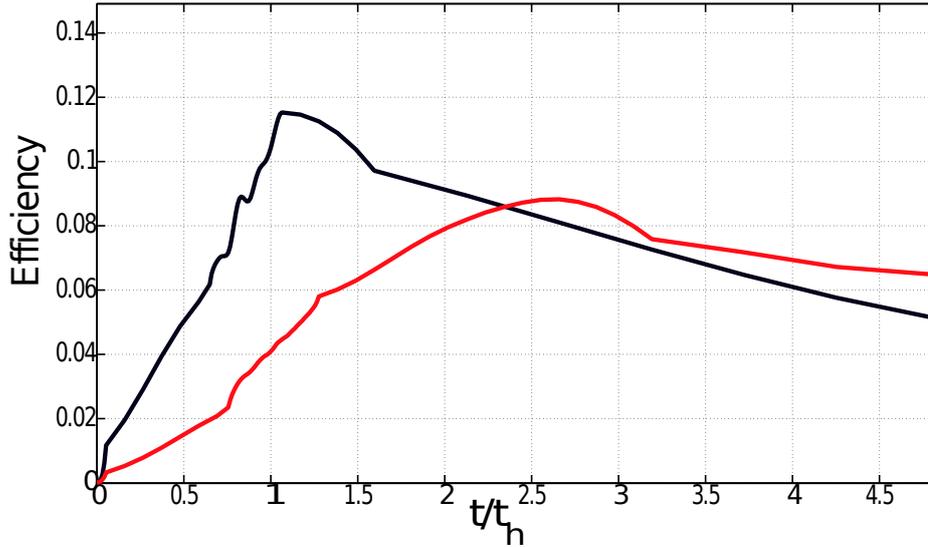


Figure 4.11: Evolution temporelle de l'efficacité du choc pour les distributions monoénergétique (noir) et exponentielle (rouge).

À cause d'une force du choc plus faible, l'accélération du plasma prend plus de temps $\sim 3 - 4t_h$. En accord avec l'analyse présentée dans la section 4.1.3 le choc a besoin de traverser la zone préchauffée pour atteindre sa force maximale ce qui prend environ trois fois le loading time. Pendant cette période, la pression maximale décroît, diminuant l'efficacité du choc principal. Il y a une cohérence entre l'évolution de l'énergie investie dans le choc et l'évolution de la force du choc. C'est à dire, même si le choc est formé au même endroit et au même moment, son évolution dépend de la distribution en énergie des électrons. Pour un faisceau monoénergétique, le profil en pression du choc est raide au moment de la formation du choc et une partie conséquente de l'énergie déposée est transformée en énergie cinétique du plasma. Cependant, l'énergie totale investie dans le choc est relativement basse puisque le choc quitte rapidement la zone de dépôt d'énergie. Pour une distribution exponentielle, la formation du choc prend 3-4 fois plus de temps à cause du préchauffage. Même si l'efficacité d'excitation du choc est faible, l'énergie totale investie dans le choc est plus élevée puisque la zone post choc est beaucoup plus épaisse. En conséquence, en choisissant la fonction de distribution en énergie des électrons, nous pouvons contrôler le temps de formation du choc et son efficacité.

A retenir: Même si la pression du choc est la même, d'environ 400 Mbar, dans le cas de la distribution exponentielle la formation du choc est compromise par le plasma préchauffé en amont par les électrons énergétiques. Dans ce cas, le temps nécessaire pour que le choc traverse le plasma préchauffé et qu'il atteigne le plasma froid où il peut totalement se développer est de $t \sim 3 - 4t_h$. Dans le cas d'une distribution en énergie plus étendue c'est donc le temps nécessaire pour que le choc atteigne la force et l'efficacité maximale. Néanmoins, pendant cette période, la pression décroît diminuant la force et l'efficacité du choc principal.

Application au schéma d'allumage par choc

Il est nécessaire de prendre en compte la distribution en énergie des électrons chauds dans le design de cible pour l'allumage par choc dans la fusion par confinement inertiel. En effet, pour un spectre exponentiel, seulement les électrons avec des énergies inférieures à $2T_h$ contribuent à la formation de la pression en aval du front du choc. Les électrons avec des énergies supérieures pénètrent au delà du front du choc, contribuant au préchauffage de la cible. En plus, puisque la cible a la forme d'une coquille, il est important de choisir les conditions pour lesquelles la longueur de formation du choc est inférieure à l'épaisseur de la coquille. Nous avons comparé numériquement la longueur de la formation du choc avec l'épaisseur de la coquille pour une cible en DT pour HiPER [13, 85]. La figure 4.12 montre le profil de densité au moment du lancement du spike à $t = 11$ ns. Le laser arrive de la droite et la coordonnée $r = 0$ correspond au centre de la cible. L'épaisseur de la coquille est $56 \mu\text{m}$ au moment du lancement du spike.

En accord avec des expériences récentes réalisées à OMEGA [77] à des intensités laser $3 - 5 \text{PW}\cdot\text{cm}^2$ et une longueur d'onde de 351nm , plus de 10% de l'énergie du laser est transmise dans les électrons chauds, avec des énergies de 50-100 keV. Il est donc raisonnable d'approximer la distribution d'électrons par une fonction exponentielle avec une température de 50 keV et une intensité de $0.4 \text{PW}/\text{cm}^2$.

D'après notre modèle, la longueur d'arrêt moyenne des électrons d'une distribution exponentielle de 25 keV est $4.4 \mu\text{m}$, donc pour une distribution exponentielle de 50 keV nous trouvons $\sim 17 \mu\text{m}$. Donc, pour une densité moyenne de la coquille de $\rho_0 \simeq 10 \text{g}/\text{cm}^3$, l'épaisseur de la zone de dépôt d'énergie moyenne est $\sim 17 \mu\text{m}$. La vitesse caractéristique étant $D \sim 74 \mu\text{m}/\text{ns}$, nous pouvons déterminer le moment de la formation du choc $t_h \sim 370 \text{ps}$. La pression du choc attendue est de 250 Mbar. Ces résultats sont confirmés par les simulations numériques présentés dans la figure 4.13. Le choc se forme à une position de $\sim 25 \mu\text{m}$ alors que la zone préchauffée s'étend à une distance de plus de $50 \mu\text{m}$. A ce moment là, la force du choc est de $F = 2$ et elle transporte environ 5% de l'énergie déposée.

D'après les résultats présentés dans les sections 4.1.3 et 4.1.4, le choc a besoin d'un temps de $3t_h$ pour se développer totalement, donc dans ce cas particulier ~ 1 ns. L'évolution temporelle de la position du front du choc est présentée dans la figure 4.14.

Il se propage à une vitesse de $D \sim 74 \mu\text{m}/\text{ns}$. Il lui faudra donc 700 ps pour

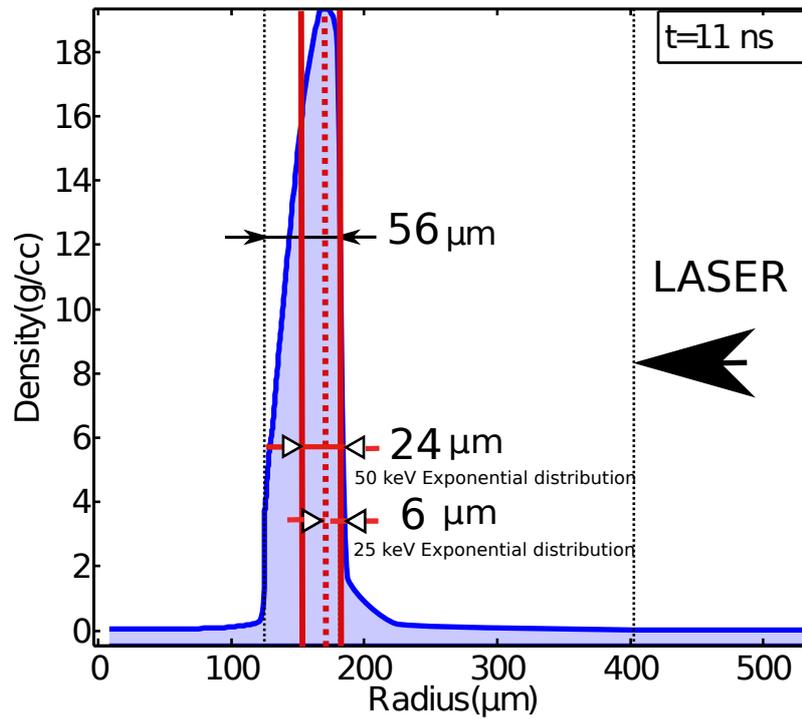


Figure 4.12: Comparaison de la longueur de formation du choc pour une distribution exponentielle et de l'épaisseur de la coquille au moment du spike pour une cible HiPER en DT. D'après les simulations numériques pour une fonction de distribution exponentielle de 25 keV le choc se forme à $6 \mu\text{m}$ de la face externe de la coquille. Donc d'après notre modèle, pour une fonction de distribution exponentielle de 50 keV le choc se formera à $24 \mu\text{m}$ de la face externe de la coquille.

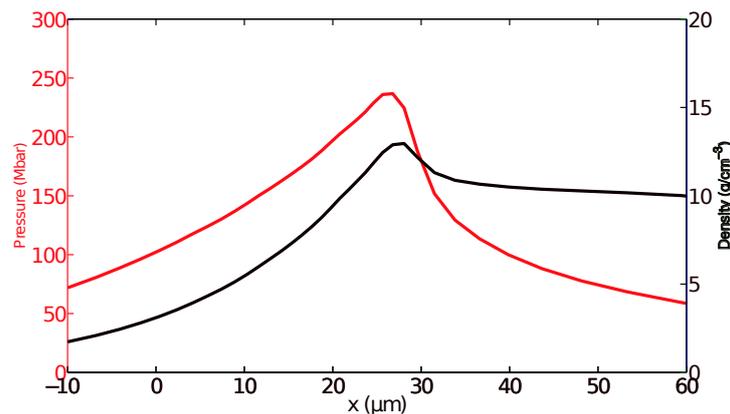


Figure 4.13: Profils de pression (rouge) et densité (noir) pour une distribution d'électrons chauds exponentielle avec une température de 50 keV et une intensité de $0.4 \text{PW}/\text{cm}^2$ au moment de la formation du choc $t_h \sim 370 \text{ps}$.

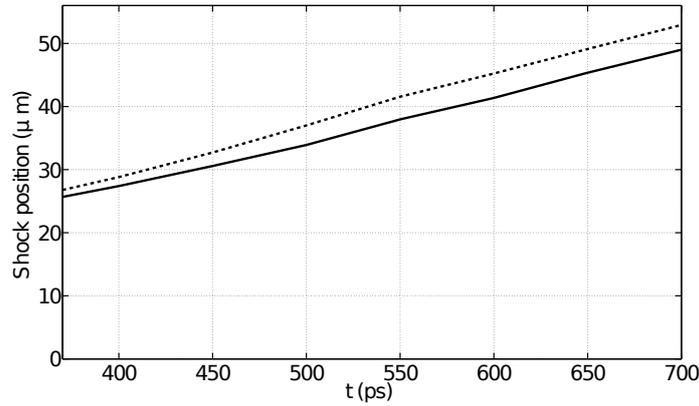


Figure 4.14: Position du choc pour une distribution d'électrons chauds exponentielle avec une température de 50 keV.

atteindre la face intérieure de la coquille. A ce moment là, la force du choc augmente d'un facteur ~ 1.5 et transporte environ 7% de l'énergie du faisceau d'électrons.

Donc la densité surfacique de la coquille n'est pas suffisante pour que le choc puisse se former totalement. Nous pouvons donc conclure que la cible en DT pour HiPER n'est pas adaptée pour l'allumage par choc, confirmant les résultats présentés dans la Ref. [76]. La densité surfacique de la cible au moment du lancement du spike doit être considérablement supérieure au stopping range moyen des électrons afin d'éviter le préchauffage. Nous pouvons modifier la densité surfacique en changeant la masse initiale de la cible ou en retardant le lancement du choc.

Conclusion partielle

Nous avons donc établi un modèle analytique nous permettant d'étudier les effets de la distribution en énergie d'un faisceau d'électrons rapides sur la dynamique de la pression d'ablation, la génération d'une onde de choc et le préchauffage du plasma au delà du choc. Nous avons calculé le flux d'énergie des électrons et le taux d'énergie déposée par les électrons pour deux fonctions de distribution en énergie. Pour cela, nous avons pris en compte la dispersion angulaire des électrons ainsi que l'hypothèse de ralentissement continu.

L'introduction d'un nouveau paramètre, appelé *stopping range moyen*, nous permet de d'établir de façon précise la distribution spatiale de l'énergie déposée par les électrons ainsi que le moment et la position de la formation du choc.

Nous avons également évalué le rôle de la conductivité thermique des électrons en comparant le temps caractéristique de chauffage avec le temps nécessaire pour la formation de l'onde de choc. Grâce à cela, nous avons pu calculer l'efficacité de la génération du choc et déterminer l'impact des électrons chauds dans le design des cibles destinées à l'allumage par choc.

4.2 Génération de choc par un faisceau d'électrons dans un plasma inhomogène

Dans la partie précédente, nous avons établi un modèle nous permettant de calculer le stopping range moyen $\langle R \rangle$ d'un faisceau avec une fonction de distribution en énergie arbitraire en fonction de sa température T_h (voir expression (4.6)) dans un plasma homogène. Mais ce cas, même si nécessaire pour comprendre les mécanismes de base de la formation d'une onde de choc, reste néanmoins très schématique. En effet, si nous voulons considérer un cas plus réaliste, nous devons élargir notre modèle au cas d'un plasma inhomogène. Avant d'atteindre la cible dense, les électrons chauds traversent la couronne, dont la densité est inférieure à celle de la coquille. Dans cette partie nous nous interrogeons sur les effets d'un préplasma de basse densité sur la génération d'une onde de choc. Concrètement, cette section est dédiée à l'étude théorique de la génération d'un choc fort par un faisceau d'électrons monoénergétiques dans un plasma spatialement inhomogène. Pour cela nous allons étendre le modèle présenté dans la partie précédente à un plasma inhomogène, décrit par un profil de densité en escalier: un premier préplasma, de faible densité, suivi par un plasma dense. La densité surfacique du préplasma est supposée être plus petite que le stopping range des électrons, étant ce cas le plus intéressant pour l'allumage par choc. Les résultats analytiques sont comparés avec des simulations numériques réalisées avec le code CHIC. Les paramètres de la simulation correspondent au scénario de l'allumage par choc, où un choc d'allumage est généré dans un cible préalablement comprimée par un flux d'électrons énergétiques.

4.2.1 Onde de choc générée par un faisceau d'électrons rapides dans une cible inhomogène

Pour simplifier, nous modélisons le préplasma comme une couche de densité ρ_1 et de longueur L (voir figure 4.15). Ce plasma de faible densité représentant la couronne ablatée par le laser est suivie par un plasma principal avec la densité $\rho_2 > \rho_1$. Dans le cas d'un préplasma épais où la densité surfacique $\rho_1 L$ est supérieure au stopping range des électrons R_0 , les électrons sont arrêtés dans le préplasma et l'énergie est conduite vers le plasma principal par un choc ou une onde thermique. Inversement, si nous considérons un préplasma avec une densité surfacique moins importante, une partie de l'énergie des électrons est déposée dans le préplasma et la partie restante est déposée dans le plasma principal le long de la longueur λ_2 . Dans ce cas deux chocs sont générés: un vers l'avant dans le bord intérieur de la zone de dépôt d'énergie et un autre au niveau de l'interface entre le plasma principal et le préplasma. Notre but est d'estimer la pression du choc généré dans le plasma principal.

Comme le stopping range des électrons est plus grand que la densité surfacique du préplasma $\rho_1 L$, leur énergie initiale ε_0 diminue jusqu'à la valeur ε_1 à l'entrée du plasma principal. En utilisant les expressions (4.5) et (4.6) nous pouvons calculer l'énergie ε_1 comme une fonction du rapport de la densité surfacique du préplasma

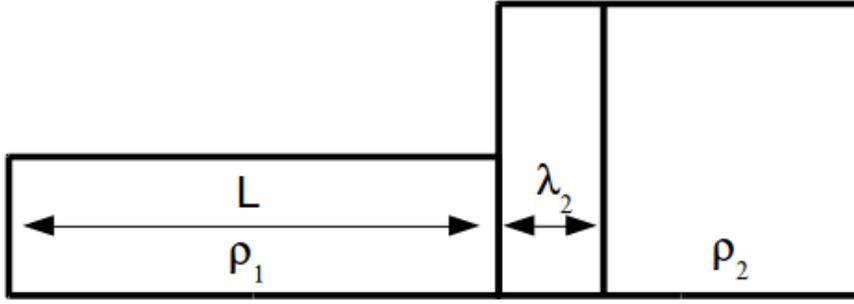


Figure 4.15: Profil initial de densité du plasma.

et du stopping range (voir Fig. 4.16):

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\rho_1 L}{R_0}\right)^{2/5} \quad (4.22)$$

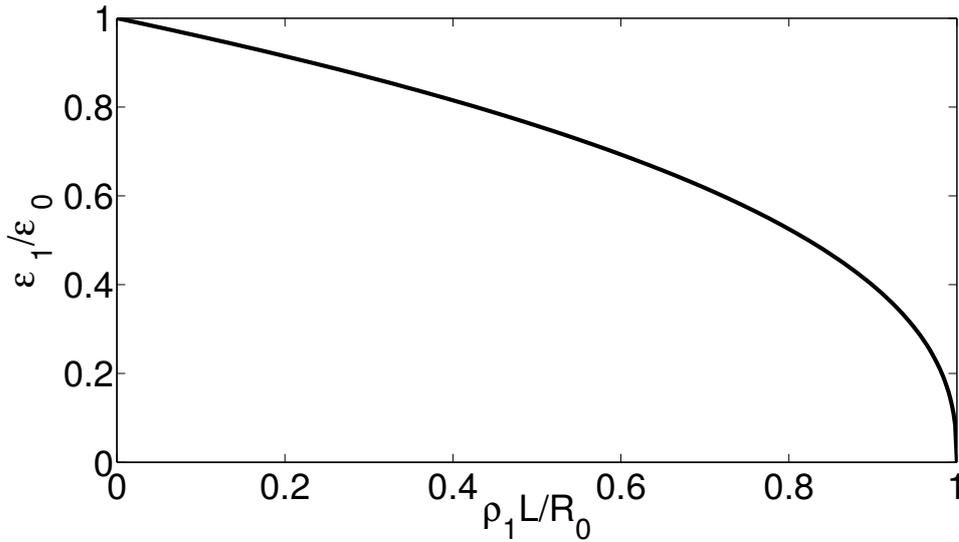


Figure 4.16: Rapport entre l'énergie des électrons chauds arrivant dans le plasma principal ε_1 et l'énergie initiale ε_0 en fonction du rapport $\rho_1 L/R_0$.

Par exemple, pour $\rho_1 L/R_0 = 0.1$ les électrons déposent 4% de leur énergie dans le préplasma alors que pour $\rho_1 L/R_0 = 0.9$ le pourcentage d'énergie déposée augmente jusqu'à 60%. L'intensité du faisceau d'électrons à l'entrée du plasma principal I_1 peut être exprimée comme $I_1 = n_1 \varepsilon_1 v_1$ où n_1 est la densité du faisceau d'électrons et v_1 est la vitesse des électrons rapides. Donc, en utilisant l'expression (4.22) et en supposant que le flux des électrons rapides $n_1 v_1$ est conservé, on peut exprimer l'intensité I_1 comme

$$I_1 = n_1 v_1 \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\rho_1 L}{R_0}\right)^{2/5} = I_0 \left(1 - \frac{\rho_1 L}{R_0}\right)^{2/5}. \quad (4.23)$$

Ce résultat est en accord avec l'expression (4.15) établie dans la section précédente. Le stopping range est une fonction de l'énergie du faisceau d'électrons rapides. Donc le stopping range d'un faisceau d'électrons d'énergie ε_1 dans le plasma principal est

$$R_1 = \frac{2}{5} \frac{\varepsilon_1^2}{S_0} = R_0 \left(1 - \frac{\rho_1 L}{R_0}\right)^{4/5}. \quad (4.24)$$

En connaissant les expressions pour I_1 et R_1 nous pouvons déterminer tous les paramètres de l'onde de choc dans le plasma principal. Dans la suite nous comparons les résultats analytiques avec des simulations hydrodynamiques réalisées avec une version 1D plane du code Lagrangien CHIC [63]. Les simulations sont réalisées avec l'équation d'état d'un gaz parfait. Au moment initial nous considérons un plasma de DT avec une densité constante $\rho_2 = 10 \text{ g/cm}^3$, précédé par un préplasma de faible densité $\rho_1 = 0.5 \text{ g/cm}^3$ de longueur L (voir Fig. 4.15). Un faisceau d'électrons monoénergétiques d'énergie $\varepsilon_0 = 100 \text{ keV}$ est injecté dans le piédestal. Leur énergie est réduite à la valeur ε_1 (4.22) à l'entrée du plasma principal. Ils déposent leur énergie le long de la distance λ_2 dans le plasma principal, calculée avec l'expression (4.6). L'intensité initiale du faisceau d'électrons $I_0 = 1 \text{ PW.cm}^{-2}$ est maintenue constante dans le temps dans toutes les simulations présentées ici. L'intensité à l'entrée du plasma principal I_1 est déduite de l'expression (4.23). Nous considérons que l'énergie des électrons chauds et la densité du préplasma et du plasma principal sont maintenues constantes dans toutes les simulations et seulement la longueur L du préplasma change.

Dynamique de la formation du choc dans le plasma principal

Le taux de dépôt d'énergie W est défini par la divergence du flux d'énergie des électrons:

$$W = -\frac{dI}{dz}. \quad (4.25)$$

En supposant que l'énergie déposée par les électrons rapides par unité de masse est à peu près constant $W/\rho = \text{const}$, l'énergie déposée par les électrons rapides par unité de masse et par unité de temps dans le plasma principal peut être exprimée comme

$$W_2 = \frac{I_1}{\lambda_2}. \quad (4.26)$$

Négligeant la conductivité thermique, la température dans la zone chauffée peut être évaluée comme $T = Wt/\rho C_v$ où $C_v = 3/2 m_i (Z+1)$ est la capacité thermique. Donc la dépendance temporelle de la température caractéristique dans le plasma principal peut être exprimée comme:

$$T_2 = \frac{m_i I_0 t}{3 R_0} \left(1 - \frac{\rho_1 L}{R_0}\right)^{-2/5}. \quad (4.27)$$

La figure 4.17 montre l'évolution temporelle de la température du plasma principal pour $\rho_1 L/R_0 = 0.1, 0.5$ et 0.9 . Ces cas correspondent à une longueur du préplasma

inférieure à la longueur d'arrêt des électrons rapides, à la moitié de la longueur d'arrêt des électrons rapides et comparable à la longueur d'arrêt des électrons rapides respectivement. Pour une énergie initiale des électrons chauds donnée de 100 keV, la température du plasma principal augmente avec la densité surfacique du préplasma et est de l'ordre de quelques centaines de eV.

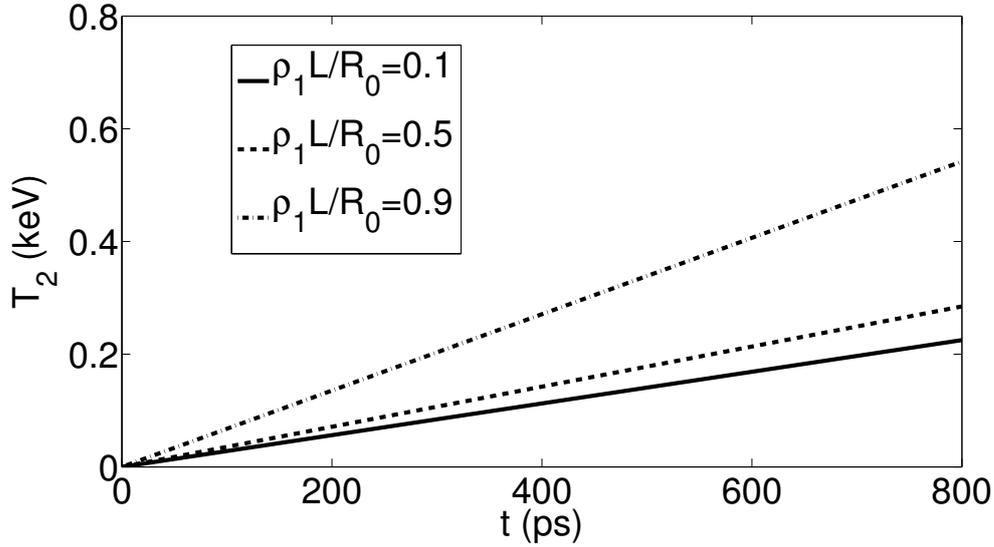


Figure 4.17: Evolution temporelle de la température du plasma principal pour $\rho_1 L/R_0 = 0.1$ (-), $\rho_1 L/R_0 = 0.5$ (- -) et $\rho_1 L/R_0 = 0.9$ (-.) pour une intensité du faisceau d'électrons $I_0 = 1 \text{ PW/cm}^2$ et une énergie $\varepsilon_0 = 100 \text{ keV}$.

La vitesse acoustique caractéristique est définie comme $D = \sqrt{ZT/m_i}$. Donc, en accord avec la définition du loading time $t_{h2} = \lambda_2/D_2$, où D_2 est la vitesse acoustique du plasma principal, nous obtenons l'expression de t_{h2} en fonction de la densité surfacique du préplasma:

$$t_{h2} = R_0 \left(\frac{3}{I_0 \rho_2^2} \right)^{1/3} \left(1 - \frac{\rho_1 L}{R_0} \right)^{2/3}. \quad (4.28)$$

La figure 4.18 montre les résultats analytiques et numériques pour le loading time comme une fonction du rapport $\rho_1 L/R_0$ pour un faisceau d'électrons d'énergie $\varepsilon_0 = 50, 100$ et 150 keV . Le loading time augmente avec l'énergie des électrons rapides et diminue quand le rapport $\rho_1 L/R_0$ augmente. Pour une énergie de $\varepsilon_0 = 100 \text{ keV}$, pour le rapport $\rho_1 L/R_0 = 0.2$ le loading time est $t_{h2} = 190 \text{ ps}$ et pour le rapport $\rho_1 L/R_0 = 0.8$ le loading time est $t_{h2} = 75 \text{ ps}$. Il y a un bon accord entre les résultats analytiques et numériques. Pour une densité surfacique du préplasma plus élevée, l'énergie déposée dans le préplasma augmente donc l'énergie ε_1 diminue. Ceci conduit à une longueur de dépôt d'énergie des électrons rapides plus petite. Si la longueur de la zone chauffée diminue de même que l'intensité du faisceau I_1 , le loading time diminue.

L'effet du préplasma sur le temps de formation du choc peut être mis en évidence en le comparant avec le loading time t_h dans un plasma homogène:

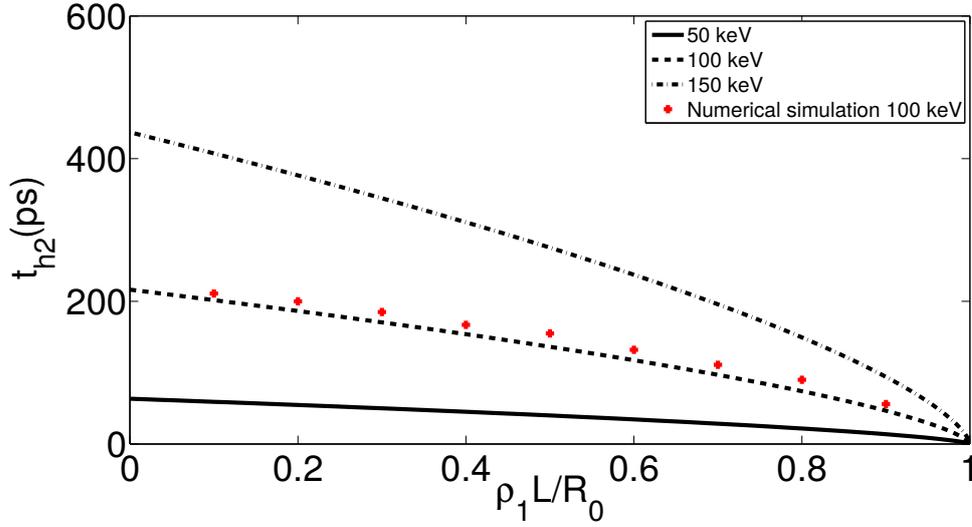


Figure 4.18: Dépendance du loading time en fonction du rapport $\rho_1 L / R_0$ pour les énergies d'électrons $\varepsilon_0 = 50$ keV (-), $\varepsilon_0 = 100$ keV (- -) et $\varepsilon_0 = 150$ keV (-.) selon la formule analytique (4.28) et des simulations numériques avec $\varepsilon_0 = 100$ keV pour une intensité du faisceau d'électrons de $I_0 = 1$ PW/cm².

$$t_h = R_0 \left(\frac{3}{I_0 \rho_2^2} \right)^{1/3}. \quad (4.29)$$

Pour un faisceau d'électrons d'énergie $\varepsilon_0 = 100$ keV, une intensité de $I_0 = 1$ PW/cm² et une densité de $\rho_2 = 10$ g/cm³, le temps nécessaire pour la formation du choc est de $t_h \sim 220$ ps. Dans les simulations numériques nous obtenons un loading time de $t_h \sim 230$ ps, ce qui est en bon accord avec les résultats analytiques. Donc le rapport t_{h2}/t_h peut être exprimé comme

$$\frac{t_{h2}}{t_h} = \left(1 - \frac{\rho_1 L}{R_0} \right)^{2/3}. \quad (4.30)$$

La figure 4.19 montre la dépendance de ce rapport en fonction de la densité surfacique du préplasma $\rho_1 L / R_0$. Le loading time diminue quand la densité surfacique du préplasma augmente.

Nous pouvons également évaluer la pression de l'onde de choc. Selon l'expression (3.65), pour une intensité du faisceau d'électrons de $I_0 = 1$ PW/cm², l'énergie d'électrons de 100 keV et une densité de $\rho_2 = 10$ g/cm³, la pression du choc est $P_h \sim 380$ Mbar. Dans les simulations numériques nous obtenons une pression du choc de $P_h \sim 460$ Mbar. La pression du choc dans le cas d'un préplasma est

$$P_{h2} = 175 \rho_2^{1/3} I_0^{2/3} \left(1 - \frac{\rho_1 L}{R_0} \right)^{4/15}. \quad (4.31)$$

Elle diminue avec la densité surfacique du préplasma.

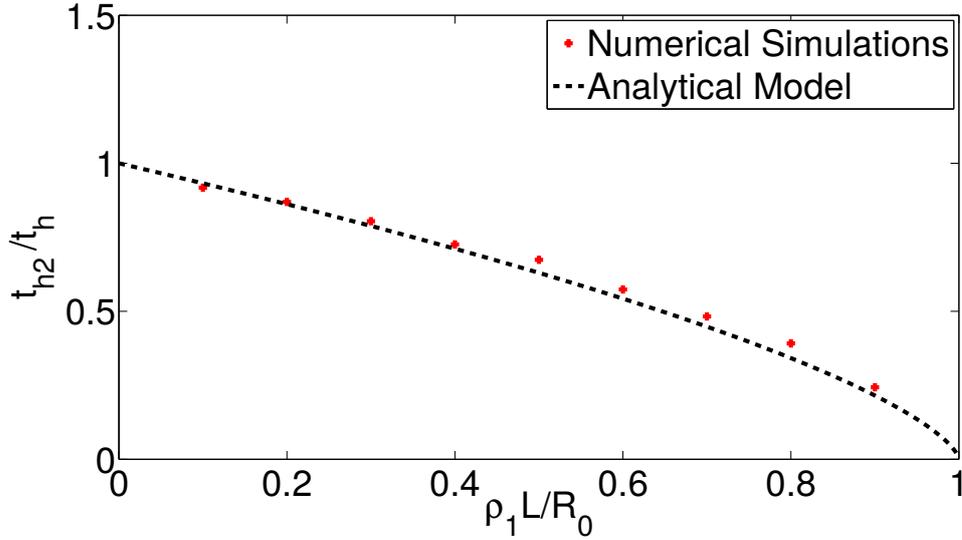


Figure 4.19: Comparaison du rapport des temps t_{h2}/t_h dépendant de la densité surfacique du préplasma $\rho_1 L / R_0$ (- -) obtenu avec le modèle analytique (4.30) et des simulations numériques (points rouges).

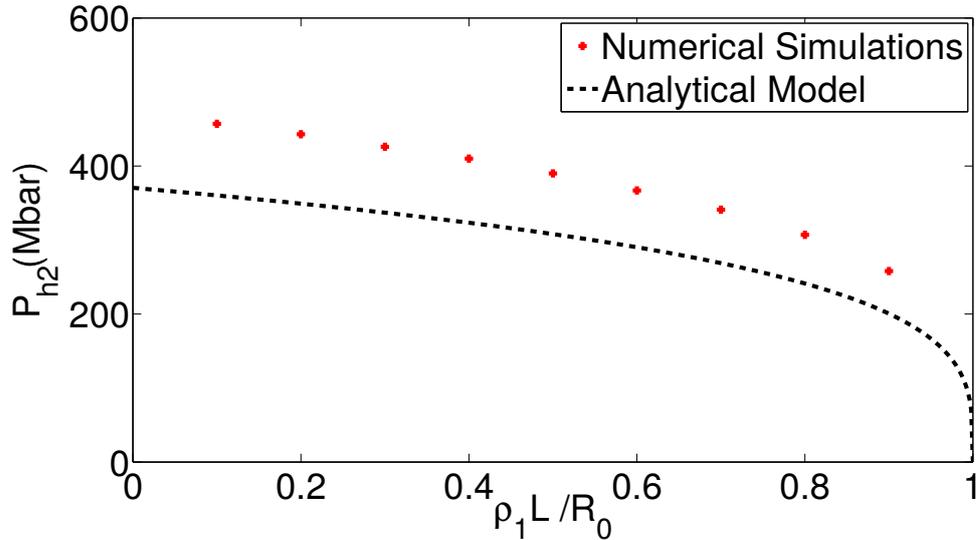


Figure 4.20: Comparaison entre l'expression analytique (4.31) pour la pression du choc P_{h2} en fonction du rapport $\rho_1 L / R_0$ (- -) et les simulations numériques (points rouges) pour une intensité du faisceau d'électrons de $I_0 = 1 \text{ PW/cm}^2$ et l'énergie d'électrons de 100 keV. La densité du plasma principal est $\rho_2 = 10 \text{ g/cm}^3$.

La figure 4.20 montre que la pression du choc dans un plasma dense diminue si la densité surfacique du préplasma augmente. Avec le modèle analytique (4.31) nous trouvons, pour le rapport $\rho_1 L / R_0 = 0.2$ une pression de $P_h \sim 350 \text{ Mbar}$ et pour le rapport $\rho_1 L / R_0 = 0.8$ la pression du choc est $P_h \sim 240 \text{ Mbar}$. Ceci doit être comparé avec les pressions $P_h \sim 440 \text{ Mbar}$ et $P_h \sim 300 \text{ Mbar}$ des simulations

Formation du choc	Résultats analytiques	Résultats numériques
Plasma homogène	$P_h = 463$ Mbar $t_h = 220$ ps	$P_h = 460$ Mbar $t_h = 230$ ps
$\rho_1 L/R_0 = 0.2$	$P_{h2} = 436$ Mbar $t_{h2} = 190$ ps	$P_{h2} = 440$ Mbar $t_{h2} = 200$ ps
$\rho_1 L/R_0 = 0.8$	$P_{h2} = 301$ Mbar $t_{h2} = 75$ ps	$P_{h2} = 300$ Mbar $t_{h2} = 90$ ps

Table 4.2: Pression et temps de formation du choc déterminés à partir du modèle et des simulations numériques, pour un plasma homogène avec une densité $\rho_1 = 10 \text{ g/cm}^3$ et pour un plasma inhomogène pour les cas $\rho_1 L/R_0 = 0.2$ et $\rho_1 L/R_0 = 0.8$. La densité du préplasma est $\rho_1 = 0.5 \text{ g/cm}^3$, la densité du plasma principal est $\rho_1 = 10 \text{ g/cm}^3$. Nous considérons un faisceau monoénergétique avec une énergie de 100 keV et une intensité de 1 PW.cm^{-2} .

numériques. Le modèle analytique sous estime donc systématiquement la pression du choc. Le coefficient numérique dans les équations (3.65) et (4.31) peut être modifié pour avoir un meilleur accord avec les simulations numériques. La pression du choc peut donc être exprimée comme $P_{h2} \simeq 215 \rho_2^{1/3} I_1^{2/3}$. En considérant cette expression pour la pression du choc, nous pouvons résumer nos résultats dans Table I. Il y a un bon accord entre les résultats analytiques et numériques.

Le rapport P_{h2}/P_h prend la forme

$$\frac{P_{h2}}{P_h} = \left(1 - \frac{\rho_1 L}{R_0}\right)^{4/15}. \quad (4.32)$$

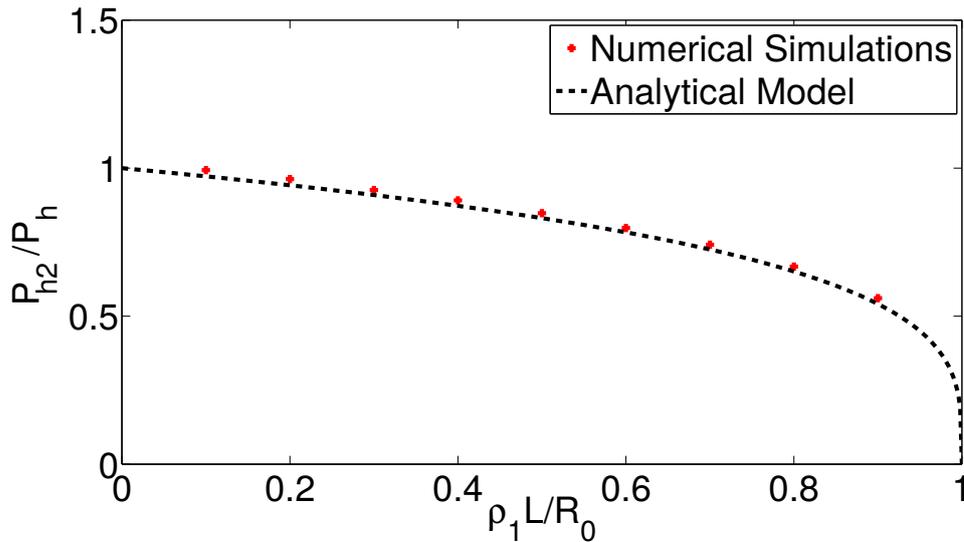


Figure 4.21: Comparaison du rapport analytique P_{h2}/P_h donné par la formule (4.32) dépendant du rapport $\rho_1 L/R_0$ (- -) et des simulations numériques (points rouges).

Nous montrons dans la figure 4.21 que la pression du choc diminue quand la densité surfacique du préplasma augmente. Il y a un bon accord entre les résultats analytiques et numériques. Mais pour le loading time, alors que pour $\rho_1 L/R_0 = 0.5$ le loading time a diminué de 40%, la décroissance de la pression du choc est plus faible, inférieure à 18%. Effectivement, la pression du choc dépend uniquement de la densité initiale du plasma principal et de l'intensité I_1 du faisceau d'électrons. Le loading time est une fonction de la densité initiale du plasma principal, de l'intensité du faisceau d'électrons et aussi une fonction du stopping range R_1 des électrons chauds. Parce que l'intensité du faisceau d'électrons I_1 dépend du rapport entre la densité surfacique du préplasma et du stopping range des électrons R_0 , de même que le stopping range des électrons chauds R_1 , le loading time est plus sensible à la présence d'un préplasma comparé à la pression du choc. Pour une énergie donnée des électrons chauds ε_0 , en contrôlant la densité surfacique du préplasma nous pouvons diminuer le loading time d'un facteur 2, en perdant moins de 20% de la pression du choc. Ceci est une bonne nouvelle pour l'allumage par choc puisque ça donne un moyen d'optimiser les paramètres du spike et des conditions de la formation du choc en modifiant la couronne de plasma.

A retenir: Nous avons élargi le modèle analytique présenté dans la section 4.1 au cas d'un plasma inhomogène. A partir de ce modèle nous pouvons calculer l'énergie des électrons à l'entrée du plasma principal c'est-à-dire, l'énergie des électrons après avoir traversé le plasma de faible densité. Vu que les autres paramètres (intensité, stopping range...) dépendent de l'énergie des électrons, nous pouvons ré exprimer les lois d'échelle décrivant la pression du choc et le loading time données par les expressions (4.28) et (4.31). Ces expressions sont exactement les mêmes que dans le cas d'un plasma homogène avec un terme en plus qui prend en compte la perte d'énergie des électrons dans le préplasma. Nous observons que:

-Le temps de formation du choc augmente avec l'énergie des électrons mais diminue avec la densité surfacique du préplasma. C'est-à-dire, plus les électrons déposent de l'énergie dans le préplasma, plus le choc va se former vite.

-Plus les électrons déposent d'énergie dans le préplasma, plus la pression du choc diminue.

D'après notre modèle, si on réussit à contrôler la densité surfacique du préplasma, nous pouvons contrôler la pression et le moment de la formation du choc. Nous observons également que le seul paramètre important étant la densité surfacique du préplasma, donc peu importe le profil de densité du préplasma, si la densité surfacique est la même, le moment de la formation du choc et la pression du choc seront les mêmes.

Hydrodynamique du préplasma

En utilisant les mêmes arguments que dans la section précédente et sachant que le taux de dépôt d'énergie des électrons dans le préplasma peut être exprimé comme

$W_1 = \frac{I_0 - I_1}{L}$, nous pouvons calculer la température du préplasma

$$T_1 = \frac{m_i (I_0 - I_1) t}{3 L \rho_1} \quad (4.33)$$

et l'exprimer en fonction de la densité surfacique du préplasma:

$$T_1 = \frac{m_i I_0 t}{3 \rho_1 L} \left(1 - \left(1 - \frac{\rho_1 L}{R_0} \right)^{2/5} \right). \quad (4.34)$$

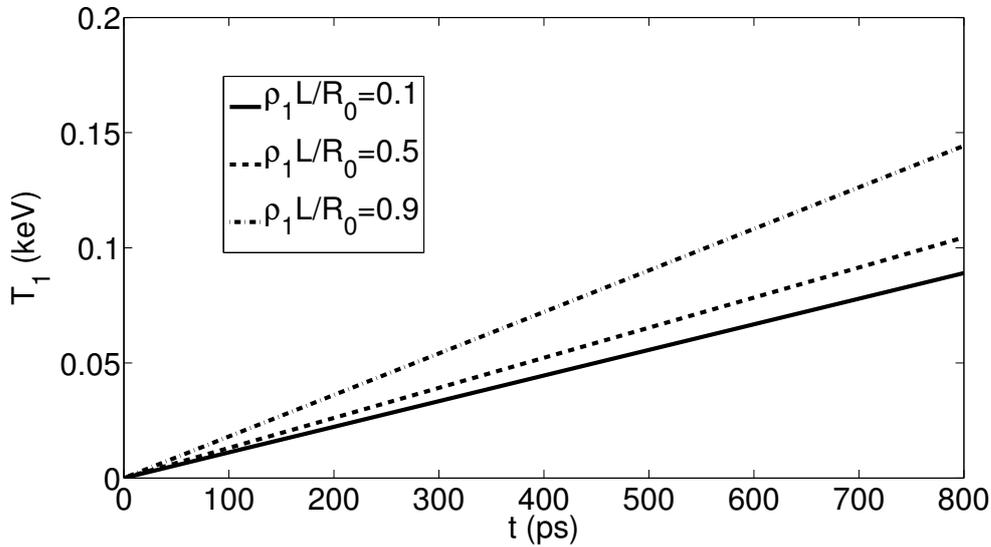


Figure 4.22: Evolution temporelle de la température du préplasma pour $\rho_1 L / R_0 = 0.1$ (-), $\rho_1 L / R_0 = 0.5$ (- -) et $\rho_1 L / R_0 = 1$ (-.). L'intensité du faisceau d'électrons est $I_0 = 1 \text{ PW/cm}^2$ et son énergie est $\varepsilon_0 = 100 \text{ keV}$.

La figure 4.22 montre l'évolution de la température du préplasma pour différents rapports $\rho_1 L / R_0$. Pour une énergie d'électrons donnée, elle augmente avec la longueur du préplasma de quelques dizaines à quelques centaines de eV.

Donc le rapport entre la température dans le plasma principal et dans le préplasma peut être exprimée comme

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{\rho_1 L}{R_0} \frac{\left(1 - \frac{\rho_1 L}{R_0} \right)^{-2/5}}{1 - \left(1 - \frac{\rho_1 L}{R_0} \right)^{2/5}} \quad (4.35)$$

La température dans le plasma principal est au moins 2.5 fois supérieure à la température dans le préplasma et ce rapport augmente avec $\rho_1 L / R_0$ (voir figure 4.23).

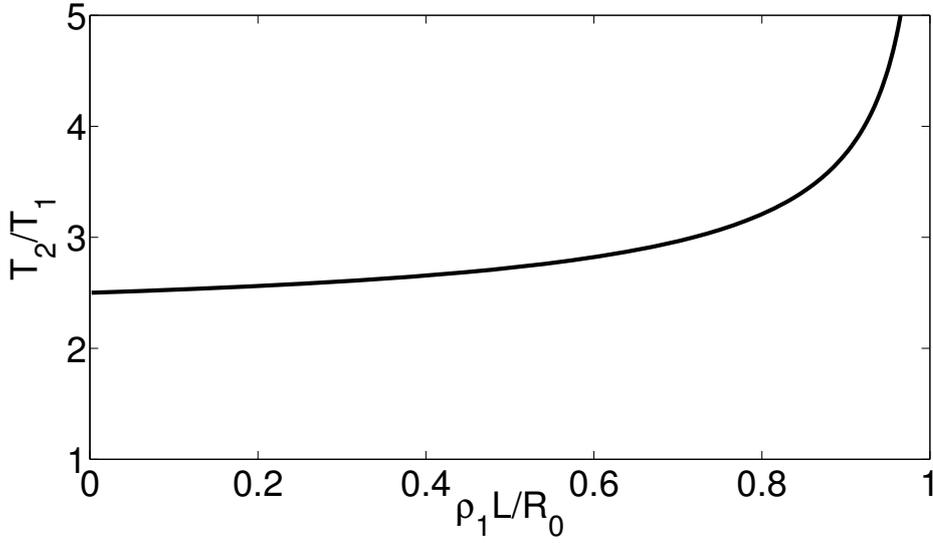


Figure 4.23: Evolution du rapport entre la température dans le plasma principal et la température dans le préplasma en fonction du rapport $\rho_1 L/R_0$ selon la formule (4.35).

En utilisant l'expression (4.34) nous pouvons calculer la vitesse acoustique dans le préplasma:

$$D_1 = \sqrt{\frac{I_0 t}{3} \frac{\left(1 - \left(1 - \frac{\rho_1 L}{R_0}\right)^{2/5}\right)}{\frac{\rho_1 L}{R_0} R_0}} \quad (4.36)$$

Donc le temps caractéristique $t_1 = L/D_1(t_1)$ au cours duquel l'onde de détente traverse le préplasma peut être estimé comme

$$t_1 = R_0 \frac{\rho_1 L}{R_0} \left(\frac{3}{I_0 \rho_1^2 \left(1 - \left(1 - \frac{\rho_1 L}{R_0}\right)^{2/5}\right)} \right)^{1/3} \quad (4.37)$$

La figure 4.24 montre le temps caractéristique d'expansion du préplasma en fonction de $\rho_1 L/R_0$ pour différentes densités surfaciques du préplasma. Par exemple, pour une densité du préplasma de $\rho_1 = 0.5 \text{ g/cm}^3$ et une longueur de $L = 100 \mu\text{m}$ le temps caractéristique t_1 augmente avec le rapport $\rho_1 L/R_0$. Donc le rapport entre le loading time dans le plasma principal (4.28) et le temps de chauffage dans le préplasma (4.37) peut être exprimé comme

$$\frac{t_{h2}}{t_1} = \frac{R_0}{\rho_1 L} \left(\frac{\rho_1}{\rho_2} \right)^{1/3} \frac{\left(1 - \frac{\rho_1 L}{R_0}\right)^{2/3}}{\left(1 - \left(1 - \frac{\rho_1 L}{R_0}\right)^{2/5}\right)^{1/3}}. \quad (4.38)$$

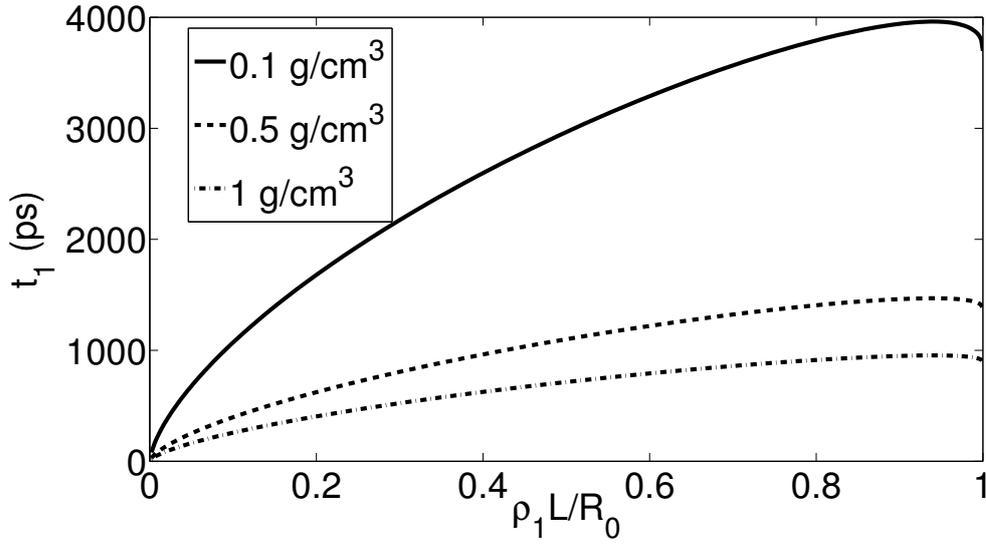


Figure 4.24: Temps caractéristique de l'expansion du préplasma en fonction du rapport $\rho_1 L/R_0$ pour les densités $\rho_1 = 0.1 \text{ g/cm}^3$ (-), $\rho_1 = 0.5 \text{ g/cm}^3$ (- -) et $\rho_1 = 1 \text{ g/cm}^3$ (-.) pour un faisceau d'électrons d'intensité $I_0 = 1 \text{ PW/cm}^2$ et un énergie de 100 keV.

Il diminue fortement avec la densité surfacique du préplasma pour une énergie des électrons ε_0 donnée (voir figure 4.25).

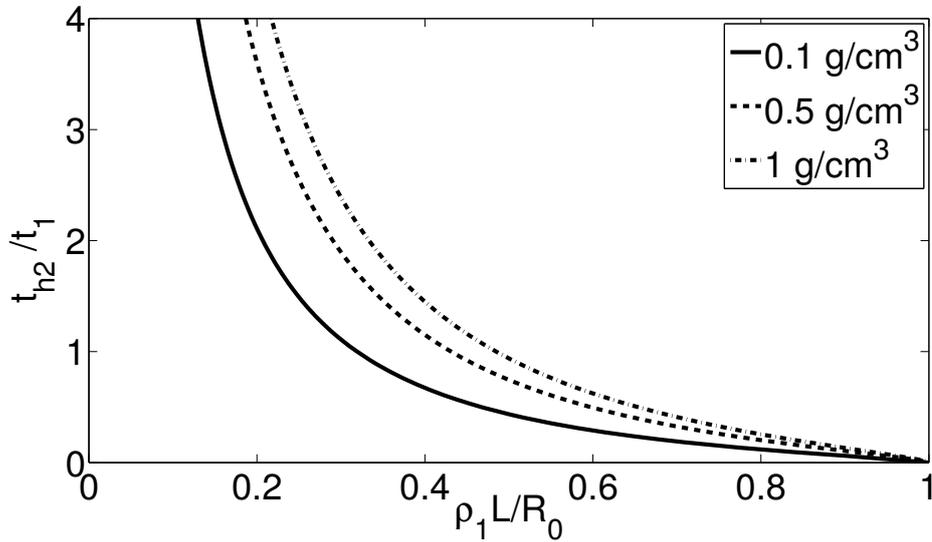


Figure 4.25: Dépendance du rapport du loading time dans le plasma principal et du temps caractéristique de chauffage dans le préplasma avec le rapport $\rho_1 L/R_0$ pour les densités $\rho_1 = 0.1 \text{ g/cm}^3$ (-), $\rho_1 = 0.5 \text{ g/cm}^3$ (- -) et $\rho_1 = 1 \text{ g/cm}^3$ (-.) pour une densité du plasma principal de $\rho_2 = 10 \text{ g/cm}^3$.

Il y a deux situations possibles: soit $t_{h2} \lesssim t_1$ ou $t_{h2} > t_1$. Le premier cas

correspond à des densités surfaciques du préplasma plus élevées. Le préplasma n'a pas le temps de chauffer, donc il n'y a pas d'onde thermique et l'onde de choc se forme directement au bord de la zone de dépôt d'énergie. Dans l'autre cas, quand la densité surfacique du préplasma est suffisamment basse, une onde thermique se forme dans un temps de l'ordre de grandeur de t_1 dans le préplasma. Mais parce que la température dans le plasma principal est considérablement plus élevée que la température dans le préplasma, ceci n'a aucun effet dans la formation du choc.

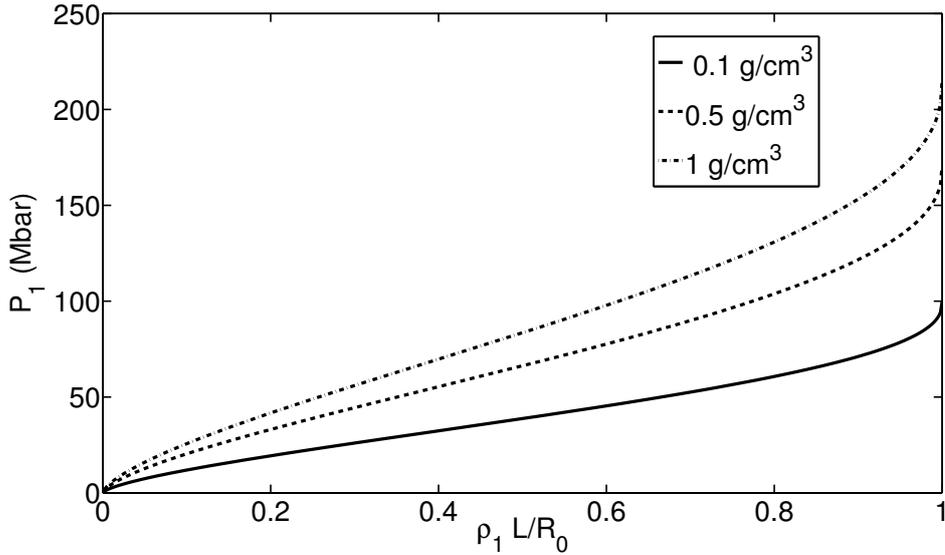


Figure 4.26: Pression du préplasma en fonction de la densité surfacique du préplasma $\rho_1 L/R_0$. L'intensité du faisceau d'électrons est $I_0 = 1 \text{ PW/cm}^2$ et la densité du préplasma est $\rho_1 = 0.5 \text{ g/cm}^3$.

La pression du préplasma peut être exprimée comme $P_1 \sim 215 \rho_1^{1/3} (I_0 - I_1)^{2/3}$ (voir figure 4.26). Elle augmente graduellement avec la densité surfacique du préplasma de $P_1 \sim 33 \text{ Mbar}$ pour $\rho_1 L/R_0 = 0.2$ jusqu'à $P_1 \sim 104 \text{ Mbar}$ pour $\rho_1 L/R_0 = 0.8$. Donc nous pouvons évaluer le rapport entre la pression dans le plasma principal et dans le préplasma:

$$\frac{P_{h2}}{P_1} = \left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\right)^{1/3} \frac{\left(1 - \frac{\rho_1 L}{R_0}\right)^{4/15}}{\left(1 - \left(1 - \frac{\rho_1 L}{R_0}\right)^{2/5}\right)^{2/3}} \quad (4.39)$$

Ce rapport augmente quand la densité du préplasma diminue et diminue quand le rapport entre la densité surfacique du préplasma et le stopping range des électrons augmente (voir figure 4.27). Pour un plasma principal avec une densité de 10 g/cm^3 , nous trouvons $P_{h2}/P_1 = 13.2$ pour $\rho_1 L/R_0 = 0.2$ et $P_{h2}/P_1 = 2.9$ pour $\rho_1 L/R_0 = 0.8$.

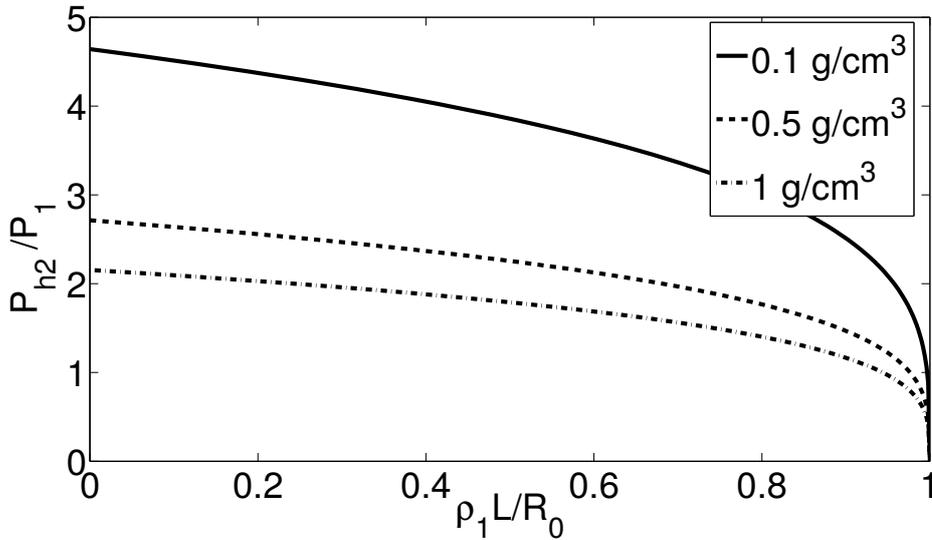


Figure 4.27: Dépendance du rapport P_{h2}/P_1 avec le rapport $\rho_1 L/R_0$ pour les densités du préplasma $\rho_1 = 0.1 \text{ g/cm}^3$ (-), $\rho_1 = 0.5 \text{ g/cm}^3$ (- -) et $\rho_1 = 1 \text{ g/cm}^3$ (-.) et une densité du plasma principal de $\rho_2 = 10 \text{ g/cm}^3$.

A retenir: Dans cette section nous avons établi quelques paramètres caractéristiques du préplasma en fonction de sa densité surfacique: température, temps caractéristique au cours duquel l'onde de détente traverse le préplasma et sa pression. Nous observons que:

- La température dans le plasma principal est au moins 2.5 fois supérieure à la température du préplasma.
- Plus les électrons déposent d'énergie dans le plasma de faible densité, plus l'onde de détente met du temps à traverser le préplasma.
- Plus les électrons déposent de l'énergie dans le préplasma, plus la pression dans ce plasma de faible densité diminue.

Profils hydrodynamiques

Les profils hydrodynamiques donnent plus d'informations sur la dynamique de la formation du choc. Dans cette partie nous comparons les profils de pression, densité et température pour trois cas différents: un plasma homogène de densité $\rho_2 = 10 \text{ g/cm}^3$, et un plasma inhomogène en escalier avec $\rho_1 L/R_0 = 0.2$ et $\rho_1 L/R_0 = 0.8$. La densité du préplasma est $\rho_1 = 0.5 \text{ g/cm}^3$ et la densité du plasma principal est $\rho_2 = 10 \text{ g/cm}^3$. L'intensité du faisceau d'électrons est 1 PW/cm^2 et l'énergie des électrons est 100 keV .

La figure 4.28 montre les profils de pression. Les courbes noires représentent la pression au moment de la formation du choc. La pression croît vite et atteint sa valeur maximale pour des temps considérablement plus petits que le loading time. Par exemple, pour $t = 50 \text{ ps}$ la pression atteint le niveau de $P_h \sim 300 \text{ Mbar}$ pour tous les cas considérés. Mais la formation du choc prend moins de temps

4.2. Génération de choc par un faisceau d'électrons dans un plasma inhomogène

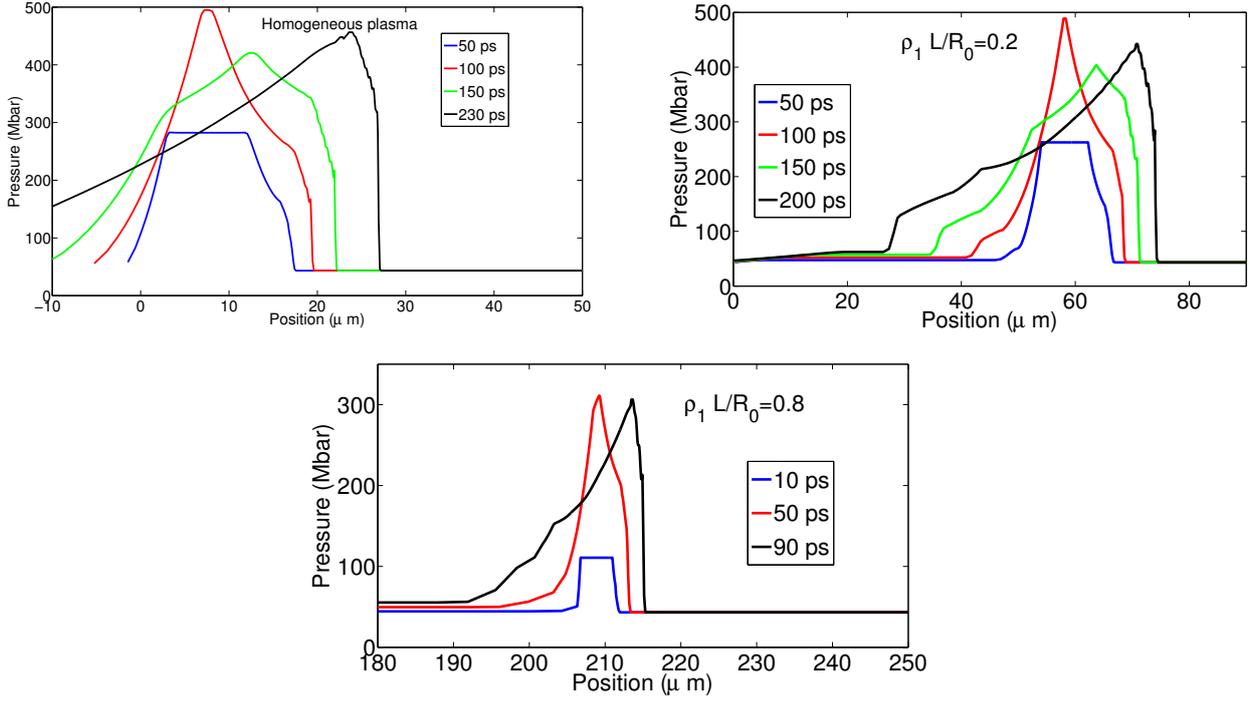


Figure 4.28: Profils de pression pour un plasma homogène avec une densité de $\rho_2 = 10 \text{ g/cm}^3$ (haut), pour un plasma inhomogène pour les cas $\rho_1 L/R_0 = 0.2$ (milieu) et $\rho_1 L/R_0 = 0.8$ (bas) pour différents temps. La densité du préplasma est $\rho_1 = 0.5 \text{ g/cm}^3$, la densité du plasma principal est $\rho_2 = 10 \text{ g/cm}^3$. L'intensité du faisceau d'électrons est $I_0 = 1 \text{ PW/cm}^2$ et l'énergie des électrons est 100 keV . La courbe noire correspond à la formation du choc.

quand la densité surfacique du préplasma augmente. Ceci peut être expliqué par la distance nécessaire pour la formation du choc. En effet pour le cas $\rho_1 L/R_0 = 0.8$ la pression maximale $P_h \sim 300 \text{ Mbar}$ est atteinte à $t = 50 \text{ ps}$ et à $t = 90 \text{ ps}$ le choc est formé. Par contre, pour le cas $\rho_1 L/R_0 = 0.2$ cela prend 100 ps pour atteindre la pression maximale de $P_h \sim 500 \text{ Mbar}$ et le choc est formé à $t = 200 \text{ ps}$. Ceci peut s'expliquer par la diminution de la taille de la zone de dépôt d'énergie λ_2 quand la densité surfacique du préplasma augmente. En effet, pour un plasma homogène, $\lambda_2 = 15 \mu\text{m}$ et le choc se forme à $x_h \sim 25 \mu\text{m}$, c'est à dire, à $10 \mu\text{m}$ du bord de la zone de dépôt d'énergie. Pour le cas $\rho_1 L/R_0 = 0.2$, la zone de dépôt d'énergie diminue à $\lambda_2 = 13 \mu\text{m}$ et le choc se forme à $x_h \sim 73 \mu\text{m}$, c'est à dire à $8 \mu\text{m}$ du bord de la zone de dépôt d'énergie, sachant que dans ce cas la longueur du préplasma est $L \sim 52 \mu\text{m}$. Cette tendance est plus évidente pour le cas $\rho_1 L/R_0 = 0.8$ où $\lambda_2 = 5 \mu\text{m}$ et le choc se forme à $x_h \sim 216 \mu\text{m}$, c'est à dire à une distance de $5 \mu\text{m}$ du bord de la zone de dépôt d'énergie, sachant que dans ce cas la longueur du préplasma est $L \sim 206 \mu\text{m}$. Ces résultats sont schématisés dans la figure 4.29.

De plus, pour $\rho_1 L/R_0 = 0.2$ et 0.8 la pression du préplasma est la même $P_1 \sim$

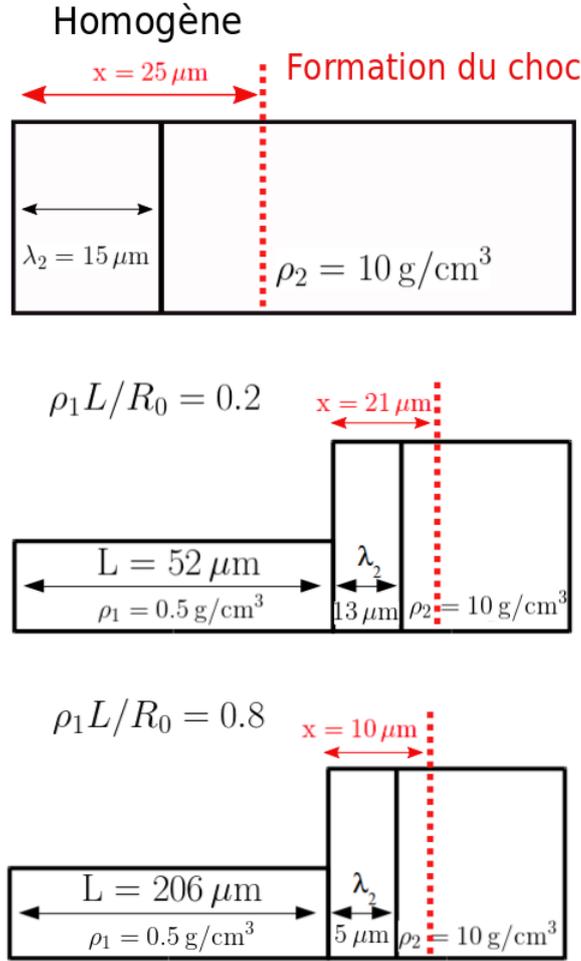


Figure 4.29: Schémas représentant le profil de densité dans le cas d'un plasma homogène de densité $\rho_2 = 10 \text{ g/cm}^3$ (haut), pour un plasma inhomogène pour les cas $\rho_1 L/R_0 = 0.2$ (milieu) et $\rho_1 L/R_0 = 0.8$ (bas). La densité du préplasma est $\rho_1 = 0.5 \text{ g/cm}^3$, la densité du plasma principal est $\rho_2 = 10 \text{ g/cm}^3$. L'intensité du faisceau d'électrons est $I_0 = 1 \text{ PW/cm}^2$ et l'énergie des électrons est 100 keV . La longueur de la zone de dépôt est de $\lambda_2 = 15 \mu\text{m}$ dans le cas homogène, de $\lambda_2 = 13 \mu\text{m}$ dans le cas $\rho_1 L/R_0 = 0.2$ et de $\lambda_2 = 5 \mu\text{m}$ dans le cas $\rho_1 L/R_0 = 0.8$. La position de la formation du choc est représenté en rouge dans les trois cas, elle se trouve à $25 \mu\text{m}$ de l'entrée du plasma principal dans le cas homogène, à $21 \mu\text{m}$ dans le cas $\rho_1 L/R_0 = 0.2$ et à $10 \mu\text{m}$ dans le cas $\rho_1 L/R_0 = 0.8$.

100 Mbar. Ceci correspond à un rapport entre la pression du choc et la pression du préplasma de $P_{h2}/P_1 \sim 4.4$ et $P_{h2}/P_1 \sim 3$ respectivement. Alors que ces valeurs sont en accord avec l'équation (4.39) et la figure 4.26 pour le cas d'un préplasma épais, la pression du préplasma est considérablement plus grande dans les simulations numériques que dans notre modèle pour le rapport $\rho_1 L/R_0 = 0.2$. En effet, dans le modèle théorique nous ne prenons pas en compte l'effet de l'onde de choc se

propageant du plasma dense vers le préplasma. Cet effet est important pour un préplasma peu dense.

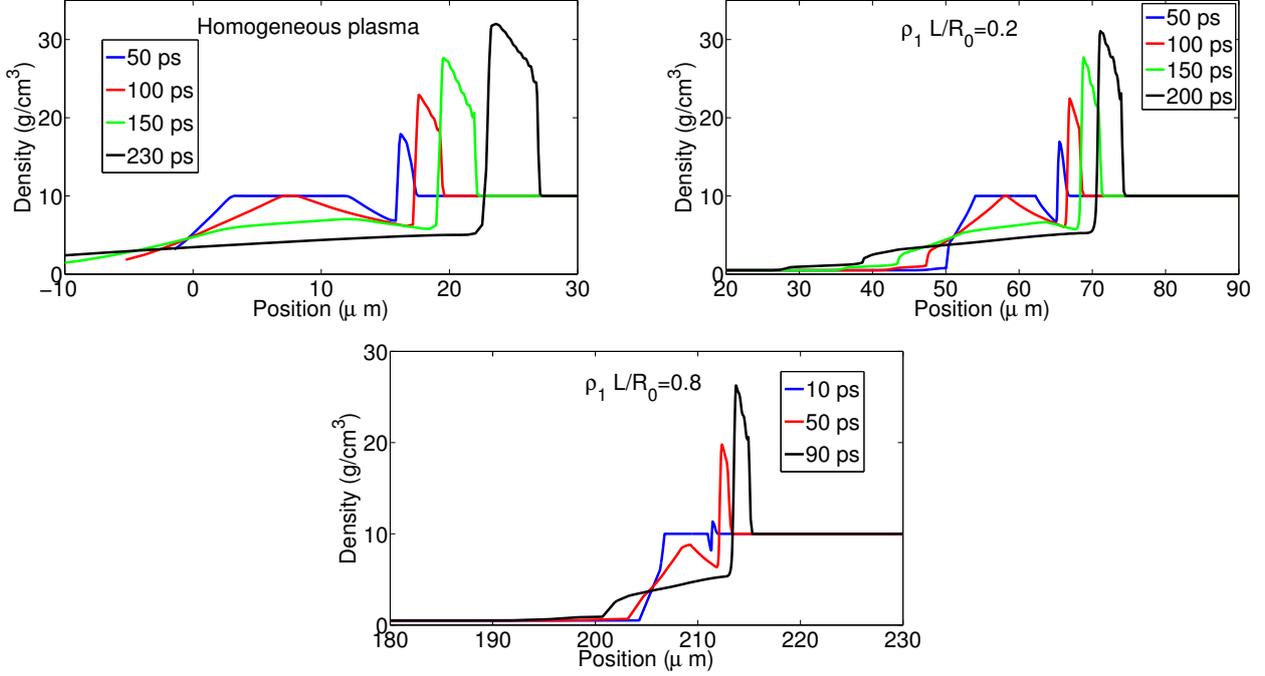


Figure 4.30: Profils de densité pour un plasma homogène avec une densité de $\rho_2 = 10 \text{ g/cm}^3$ (haut), pour un plasma inhomogène pour les cas $\rho_1 L/R_0 = 0.2$ (milieu) et $\rho_1 L/R_0 = 0.8$ (bas) pour différents temps. La densité du préplasma est $\rho_1 = 0.5 \text{ g/cm}^3$, la densité du plasma principal est $\rho_2 = 10 \text{ g/cm}^3$. L'intensité du faisceau d'électrons est $I_0 = 1 \text{ PW/cm}^2$ et l'énergie des électrons est 100 keV. La courbe noire correspond à la formation du choc.

La figure 4.30 montre les profils de densité pour un plasma homogène avec une densité $\rho_2 = 10 \text{ g/cm}^3$, et pour un plasma inhomogène pour les cas $\rho_1 L/R_0 = 0.2$ et $\rho_1 L/R_0 = 0.8$ pour différents moments. Elle montre la propagation de l'onde de détente à travers la zone de dépôt d'énergie et la formation du choc au bord de cette zone. Les profils du plasma homogène et du cas $\rho_1 L/R_0 = 0.2$ sont très semblables. Dans les deux cas le maximum de densité $\rho \sim 30 \text{ g/cm}^3$ est atteint au moment de la formation du choc. Pour le cas $\rho_1 L/R_0 = 0.8$ le maximum de densité est plus faible $\rho \sim 26 \text{ g/cm}^3$. Dans les deux cas avec un préplasma nous pouvons voir le choc réfléchi se propageant à travers le piédestal.

La figure 4.31 montre les profils de température. La distribution en température est plate dans un plasma homogène. Ceci correspond à une onde de détente isotherme. Pour le cas $\rho_1 L/R_0 = 0.2$ le pic de température se propageant dans le préplasma correspond à son chauffage par la compression du choc réfléchi. La température dans le plasma principal $T_2 \sim 0.1 \text{ keV}$ est à peu près la même que dans le cas d'un plasma homogène. Pour le cas $\rho_1 L/R_0 = 0.8$ la température dans

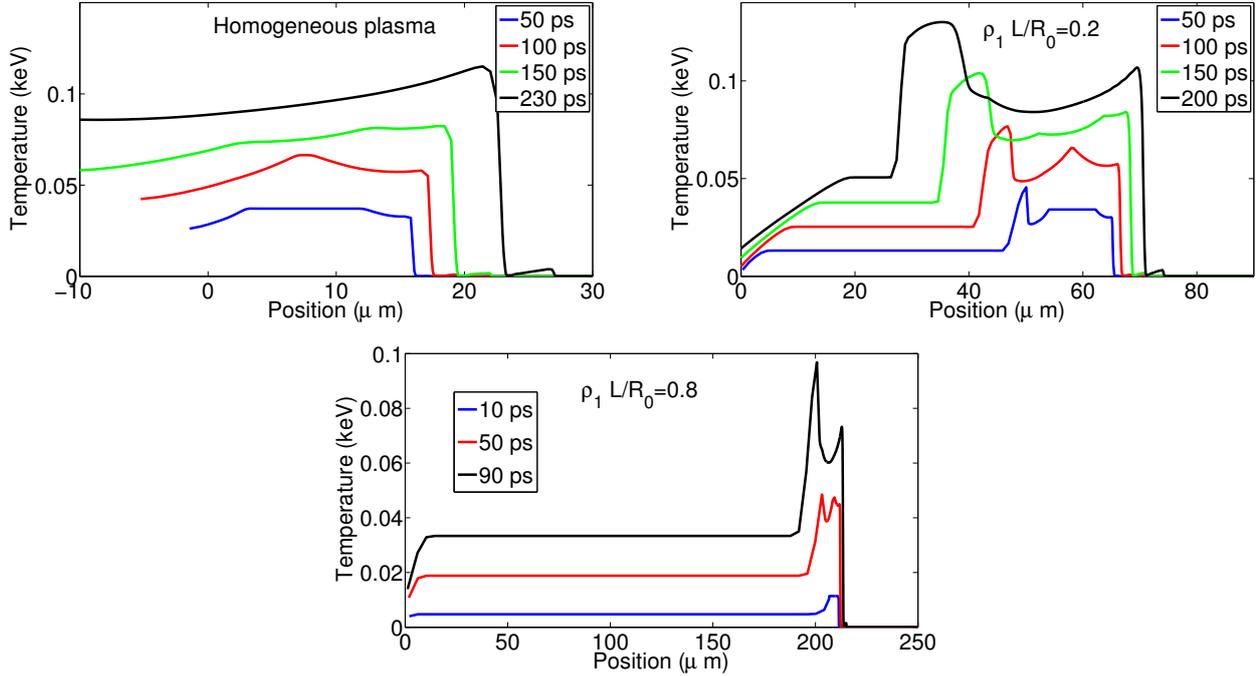


Figure 4.31: Profils de température pour un plasma homogène avec une densité de $\rho_2 = 10 \text{ g/cm}^3$ (haut), pour un plasma inhomogène pour les cas $\rho_1 L/R_0 = 0.2$ (milieu) et $\rho_1 L/R_0 = 0.8$ (bas) pour différents temps. La densité du préplasma est $\rho_1 = 0.5 \text{ g/cm}^3$, la densité du plasma principal est $\rho_2 = 10 \text{ g/cm}^3$. L'intensité du faisceau d'électrons est $I_0 = 1 \text{ PW/cm}^2$ et l'énergie des électrons est 100 keV. La courbe noire correspond à la formation du choc.

le préplasma est d'environ $T_1 \sim 0.04 \text{ keV}$ est nous pouvons voir deux pics dans la partie gauche de la figure 4.31 correspondant au chocs se propageant vers l'avant et vers l'arrière. Les valeurs de température dans le préplasma et dans le plasma principal sont en bon accord avec les résultats présentés dans les figures 4.17 and 4.22.

Cette analyse montre que le préplasma diminue l'énergie des électrons qui arrivent dans le plasma principal et leur flux d'énergie, mais ne change pas les profils hydrodynamiques dans le plasma principal. Dans le but de confirmer cette hypothèse nous avons réalisé des simulations avec un plasma homogène avec une densité de 10 g/cm^3 chauffé par un faisceau d'électrons rapides avec une énergie de 92 keV et 53 keV et des intensités de 0.92 et 0.53 PW/cm^2 . Ces cas correspondent à des électrons ayant perdu une partie de leur énergie dans un préplasma avec des densités surfaciques de 0.2 et 0.8 R_0 , respectivement.

Les profils hydrodynamiques obtenus dans ces simulations sont exactement les mêmes que les profils présentés dans cette partie pour le plasma principal. Nous pouvons donc conclure que le préplasma absorbe juste une certaine quantité de l'énergie du faisceau d'électrons et donc affecte la formation du choc en diminuant

le loading time et la pression d'ablation.

Remarque: Dans cette section nous avons analysé les profils hydrodynamiques dans le cas d'un plasma homogène et dans deux cas différents avec préplasma. Nous avons vu que dans les trois cas le choc va se former à des endroits différents dans le plasma principal, avec des pressions différentes. De plus, ces chocs vont se propager à des vitesses différentes. En effet, en considérant que le choc formé est un choc fort, nous pouvons calculer la vitesse du choc à partir de l'expression (2.68). La vitesse du choc dans le cas d'un plasma homogène est de $u_s = 78 \mu\text{m/ns}$, dans le cas $\rho_1 L/R_0 = 0.2$ elle est de $u_s = 77 \mu\text{m/ns}$ et dans le cas $\rho_1 L/R_0 = 0.8$ la vitesse du choc est de $u_s = 63 \mu\text{m/ns}$.

Pour pouvoir donc conclure sur la densité surfacique idéale pour la génération d'un choc, nous devons réaliser une application numérique simple.

Considérons que ce choc se forme dans une coquille d'épaisseur $56 \mu\text{m}$ correspondant à l'épaisseur de la coquille d'une cible type HiPER au moment du lancement du spike (voir section 4.1.4). Le temps nécessaire t_{tot} au choc pour traverser la coquille peut se décomposer dans le temps t_{h2} nécessaire à la formation du choc plus le temps t_t nécessaire au choc pour traverser le restant de la coquille. Le temps de traversé t_t peut être calculé à partir de la vitesse du choc et de la position de la formation du choc dans le plasma principal indiqué sur la figure 4.29. Dans le cas d'un plasma homogène on obtient $t_t = 400 \text{ ps}$, dans le cas $\rho_1 L/R_0 = 0.2$ on obtient $t_t = 460 \text{ ps}$ et dans le cas $\rho_1 L/R_0 = 0.8$ on obtient $t_t = 730 \text{ ps}$. Le choc va donc atteindre la face interne de la coquille à $t_{tot} = 630 \text{ ps}$ dans le cas homogène, à $t_{tot} = 660 \text{ ps}$ dans le cas $\rho_1 L/R_0 = 0.2$ puis à $t_{tot} = 820 \text{ ps}$ dans le cas $\rho_1 L/R_0 = 0.8$. Plus la densité surfacique du préplasma augmente, plus le choc va mettre du temps à traverser la coquille. Or, nous avons vu que la pression du choc diminue avec la densité surfacique de la coquille. Nous pouvons donc conclure que contrôler la densité surfacique de la couronne permet de contrôler l'arrivée du choc dans le combustible, mais a priori il faut que la densité surfacique soit la plus faible possible afin d'avoir un choc avec la pression la plus élevée possible.

Energie investie dans le choc

C'est important d'évaluer l'énergie investie dans le choc. Elle est définie comme l'énergie cinétique du plasma se trouvant en aval du choc, $E_{sh} = (1/2) \int u^2 \rho dz$ où u et la vitesse du plasma derrière le choc. L'intégrale est prise le long de la zone choquée où $u > 0$. L'efficacité du choc est donnée par le rapport de E_{sh} et de l'énergie injectée par les électrons $E_e = I_0 t$. Pour un plasma homogène, l'efficacité du choc est donnée par la Ref. [84] avec l'expression

$$\eta(t) = \eta_h \times \begin{cases} (t/t_h)^{3/2} & \text{si } 0 \leq t \leq t_h \\ 10(t_h/t)^{3/2} - 9t_h/t & \text{si } t \geq t_h \end{cases} \quad (4.40)$$

où $\eta_h = E_{sh} t_h / I_0 t_h \approx 0.8$. L'évolution temporelle de l'efficacité de couplage du faisceau d'électrons calculée numériquement est présentée dans la figure 4.32. Pour

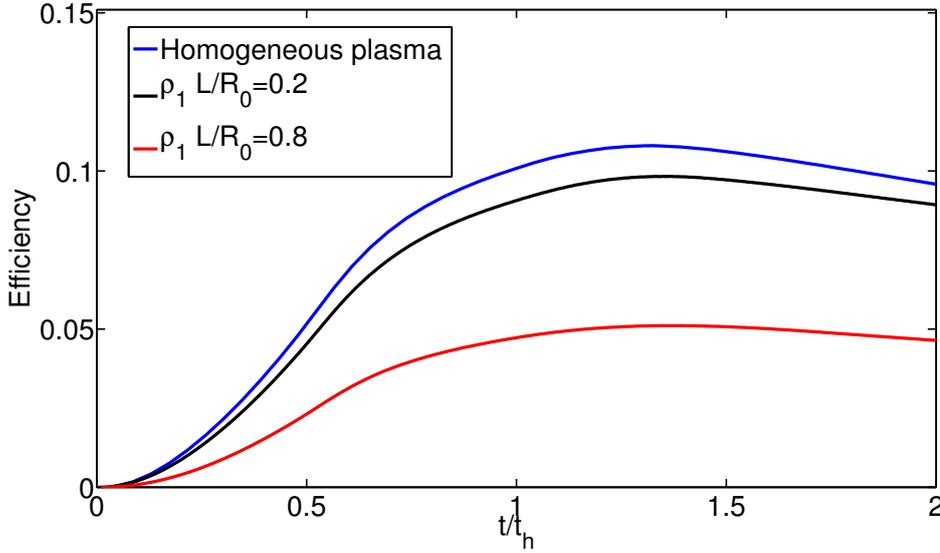


Figure 4.32: Evolution temporelle de l'efficacité du choc pour un plasma homogène avec une densité de $\rho_2 = 10 \text{ g/cm}^3$ (bleu) et pour un plasma inhomogène pour les cas $\rho_1 L/R_0 = 0.2$ (noir) and $\rho_1 L/R_0 = 0.8$ (rouge). La densité du préplasma est $\rho_1 = 0.5 \text{ g/cm}^3$, la densité du plasma principal est $\rho_2 = 10 \text{ g/cm}^3$. L'énergie des électrons chauds est $\varepsilon_0 = 100 \text{ keV}$ et l'intensité du faisceau d'électrons est $I_0 = 1 \text{ PW/cm}^2$.

le plasma homogène avec une densité de 10 g/cm^3 l'efficacité au moment de la formation du choc est $\eta_h = E_{sh}(t_h)/I_{b0}t_h \approx 9\%$ et atteint son maximum $\eta_{max} \approx 11\%$ à $t \sim 1.3t_h = 300 \text{ ps}$ en accord avec les résultats présentés sur la figure 4.11 dans les Refs. [46, 84]. L'efficacité diminue pour des temps ultérieurs puisque la zone de dépôt d'énergie des électrons est découplée du choc. L'efficacité du choc diminue avec la densité surfacique du préplasma. Pour le rapport $\rho_1 L/R_0 = 0.2$ l'efficacité du choc au moment de la formation du choc est $\eta_h = E_{sh}(t_h)/I_{b0}t_h \approx 9\%$ et atteint son maximum $\eta_{max} \approx 10\%$ à $t \sim 1.3t_h = 260 \text{ ps}$ et pour le rapport $\rho_1 L/R_0 = 0.8$ l'efficacité au moment de la formation du choc est $\eta_h = E_{sh}(t_h)/I_{b0}t_h \approx 5\%$ et atteint son maximum $\eta_{max} \approx 5.1\%$ à $t \sim 1.3t_h = 117 \text{ ps}$. L'efficacité maximale est atteinte au même temps $t \sim 1.3t_h$, pour le plasma homogène et pour le plasma inhomogène pour toutes les densités surfaciques du préplasma. Néanmoins le préplasma a un effet sur l'efficacité maximale. Il peut être caractérisé par le rapport $\eta(t)/\eta_1(t) = (1 - \rho_1 L/R_0)^{2/5}$, où $\eta_1(t) = E_{sh}/I_1 t$ est l'efficacité de la génération du choc dans un plasma homogène irradié par un faisceau d'électrons avec une intensité plus basse qui prend en compte les pertes d'énergie dans le préplasma correspondant. Ce rapport est $\eta(t)/\eta_1(t) \sim 0.91$ pour $\rho_1 L/R_0 = 0.2$ et $\eta(t)/\eta_1(t) \sim 0.52$ pour $\rho_1 L/R_0 = 0.8$. Ce facteur caractérise les pertes d'efficacité dues aux pertes d'énergie par les électrons dans le préplasma.

4.2.2 Conclusion partielle

Dans cette partie nous avons étudié analytiquement la génération d'un choc fort par un faisceau d'électrons monoénergétiques dans un plasma spatialement inhomogène. Pour cela nous avons étendu le modèle présenté dans la première partie de ce chapitre en considérant un profil de densité en escalier : un premier préplasma de faible densité représentant la couronne entourant la cible suivi par un plasma principal de densité plus élevée jouant le rôle de la coquille dense. Nous supposons que la densité surfacique du préplasma est inférieure au stopping range des électrons chauds, situation rencontrée dans l'allumage par choc. Les pertes d'énergie des électrons dans le préplasma conduisent à une diminution de la pression du choc et du temps de formation du choc. L'efficacité du choc diminue avec la densité surfacique du préplasma, même si l'efficacité maximale est atteinte au même temps pour le plasma homogène et pour le plasma inhomogène pour toutes les densités surfaciques du préplasma. Néanmoins, le préplasma n'a pas énormément d'effet sur l'hydrodynamique de la formation du choc dans le plasma principal et donc son évolution temporelle.

4.3 Conclusion

Dans la première partie de ce Chapitre nous avons présenté la solution analytique pour le dépôt d'énergie des électrons rapides avec une distribution initiale en énergie arbitraire. Ce modèle, qui prend en compte la dispersion angulaire des électrons et les pertes d'énergie, ouvre la possibilité de prédire les caractéristiques de l'onde de choc. La forme de la distribution en énergie des électrons chauds a un effet sur le dépôt d'énergie dans la matière. Dans le but de prendre en compte la distribution en énergie des électrons, nous avons introduit un nouveau paramètre, appelé le stopping range moyen, qui va définir la profondeur de la zone chauffée par les électrons.

En comparant les estimations analytiques et les simulations numériques, nous avons établi un critère sur la formation de l'onde de choc, qui est déduit de la condition que l'onde de détente traverse toute la zone de dépôt d'énergie.

Les paramètres clés sont le stopping range moyen $\langle R \rangle$, la densité du plasma ρ_0 et le flux du faisceau d'électron I_{b0} , qui définissent en conséquence la position caractéristique de la formation du choc $\langle L \rangle = \langle R \rangle / \rho_0$, la vitesse du choc $D = (I_{b0} / \rho_0)^{1/3}$, le temps de formation du choc $t_h = \langle L \rangle / D$, et la pression en aval du choc $P_h = \rho_0 D^2$. Néanmoins, la force du choc et l'énergie cinétique du plasma en aval du choc dépendent fortement de la distribution en énergie des électrons. Dans le cas d'une distribution exponentielle, le préchauffage de la cible retarde d'un facteur 3-4 la formation complète du choc.

En conséquence, l'énergie totale du faisceau d'électrons et l'épaisseur de la cible doivent être augmentées afin de pouvoir obtenir la force du choc maximale.

L'extension de ce modèle simple au cas d'un plasma inhomogène nous a permis de déterminer le degré d'influence d'une couronne de faible densité sur les caractéristiques d'une onde de choc générée par un faisceau monoénergétique d'électrons rapides. Nous avons considéré des paramètres réalistes en lien avec les cibles conçues

pour l'allumage par choc. La dépendance résultante entre les caractéristiques de l'onde de choc et la densité surfacique de la couronne ainsi que l'énergie des électrons rapides sont en bon accord avec les simulations numériques. La couronne de faible densité diminue l'énergie des électrons rapides et donc la quantité d'énergie déposée dans la cible comprimée. Ceci conduit à une réduction du temps nécessaire à la formation du choc, de la pression du choc et de l'efficacité de la conversion de l'énergie des électrons vers l'onde de choc. Les résultats analytiques présentés ici confirment les résultats numériques présentés dans la Ref. [76].

Les études expérimentales de l'effet du préplasma sur la génération de l'onde de choc dans l'installation laser PALS sont présentées dans les Ref. [16, 83]. La densité surfacique du préplasma était contrôlée par le retard temporel entre deux pulses laser consécutifs. Le premier pulse a été utilisé pour la formation du préplasma et le deuxième, en tant que source d'électrons chauds. Cependant, la densité surfacique du préplasma ainsi que le nombre d'électrons chauds furent trop faibles pour l'observation d'un effet. Une autre campagne expérimentale appelée "Strong Spherical Shock", et qui sera développée dans le chapitre suivant, à été mise en place sur l'installation laser OMEGA [77]. La comparaison entre les tirs avec/sans électrons chauds indiquent que les électrons chauds augmentent la pression d'ablation de 30% en augmentant également la pression du choc d'un facteur 2. Ceci indique qu'en diminuant l'épaisseur de la couronne, il serait possible d'augmenter la force du choc. Par contre, en redimensionnant ces résultats pour les autres installations laser comme le NIF ou le LMJ, nous devons faire attention à l'apparition d'une couronne plus épaisse. Cela pourrait se traduire par une plus forte absorption de l'énergie des électrons dans les parties moins denses de la cible et donc par la génération d'une onde de choc de pression plus faible.

Ce premier modèle a permis de mettre en avant deux paramètres décisifs qui nous permettent de comprendre des situations plus réalistes. Le premier est le stopping range moyen $\langle R \rangle$. En effet, sachant que le moment et la position de la formation du choc dépendent uniquement de ce paramètre, et donc de l'énergie ε_0 , nous pouvons conclure que, du moment que le stopping range moyen des électrons chauds est le même, le choc se formera au même moment et au même endroit pour n'importe quelle fonction de distribution en énergie. Il faut quand même rester attentif, les conséquences sur la formation du choc pouvant varier à cause, par exemple, d'un préchauffage. Le deuxième paramètre est la densité surfacique du préplasma $\rho_1 L$ qui, avec un raisonnement similaire nous permet d'affirmer que peu importe le profil spatial de densité du préplasma, du moment que la densité surfacique est la même, les conséquences sur la formation du choc seront identiques.

Chapitre 5

Génération de chocs et expériences

Ce chapitre est dédié à l'étude des résultats expérimentaux, principalement ceux réalisés dans l'installation laser OMEGA [7]. Notre but est d'analyser et de comprendre les effets des électrons chauds sur la génération et la dynamique du choc. Cette étude s'insère concrètement au sein de la campagne *Strong Spherical Shock*, menée par une équipe de chercheurs de l'université de Rochester, avec qui nous collaborons. Dans la première partie de ce chapitre 5.1, nous analysons les résultats obtenus lors de cette campagne. Pour cela, après avoir décrit brièvement l'installation laser OMEGA et avoir rappelé les premiers résultats de cette série d'expériences, nous nous centrerons dans l'étude d'un tir caractéristique. Nous analysons les résultats expérimentaux puis nous décrivons en détail les simulations numériques que nous avons réalisées avec une nouvelle version du code CHIC [28, 29, 30]. La possibilité de réaliser des simulations avec ou sans électrons chauds nous permet de comprendre l'effet des électrons dans la pression du choc. Nous caractérisons précisément la source d'électrons chauds, et choisissons les paramètres permettant de décrire le mieux possible les résultats expérimentaux, ce qui nous permet de déduire la pression du choc et la pression d'ablation. Nous montrons que la présence d'électrons chauds permet de renforcer la pression du choc malgré un effet indésirable: le préchauffage, qui réduit fortement la force du choc.

Dans un deuxième temps nous présenterons les résultats numériques préliminaires effectués dans le but de mettre en place une expérience au LMJ-PETAL. Contrairement aux résultats présentés dans un premier temps, dédiés à l'étude d'un choc sphérique, dans cette partie nous considérons un choc plan. Les diagnostics disponibles permettraient à priori d'étudier la physique mise en jeu dans l'allumage par choc et en particulier d'évaluer la pression du choc qui pourrait être atteinte au LMJ. Concrètement, dans cette proposition d'expérience les objectifs sont d'étudier:

- Le couplage laser-cible dans des conditions de fusion inertielle réalistes, obtenues avec les faisceaux laser du LMJ et son effet dans la génération de choc.
- Les énergies et flux caractéristiques des électrons chauds.
- Les effets du lissage des faisceaux laser dans la production d'électrons chauds et la force du choc.

Mais comme nous verrons par la suite, même si la proposition d'expérience a été acceptée, la préparation de l'expérience est loin d'être terminée.

5.1 “Strong Spherical Shock campaign”: étude d’un choc sphérique sur OMEGA

Des expériences cherchant à montrer la faisabilité de l’allumage par choc se déroulent depuis l’année 2008 [96, 97, 100, 101]. Mais il faudra attendre l’année 2013 pour que les chercheurs se penchent sur la question du rôle des électrons chauds dans la génération du choc. Depuis 3 ans, la campagne d’expériences “Strong Spherical Shock” se déroule au LLE (Rochester) sur l’installation laser OMEGA avec les diagnostics permettant de mesurer dans chaque tir la pression du choc et les caractéristiques des électrons chauds. Les premiers résultats, présentés lors du *55th Annual Meeting of the APS Division of Plasma Physics* [99] démontrent expérimentalement la possibilité d’atteindre la pression de choc nécessaire pour l’allumage par choc (~ 300 Mbar) sur OMEGA. Les dernières expériences [77, 98] montrent que les électrons chauds jouent un rôle crucial dans la génération de ce choc fort.

5.1.1 Description de OMEGA

L’installation laser OMEGA [6] se trouve au Laboratory for Laser Energetics (LLE [7]) à l’Université de Rochester (États-Unis). Elle est opérationnelle depuis 1995. Cette installation est utilisée dans les expériences ayant besoin de plusieurs faisceaux laser de très haute intensité et est principalement dédiée aux études de la physique de haute densité d’énergie en géométrie sphérique. Pour cela, on a besoin d’un grand nombre des faisceaux laser intenses, focalisés sur une cible aussi petite que quelques dizaines de longueurs d’onde de la lumière laser. Sur OMEGA on peut créer des intensités jusqu’à 10^{16} W/cm². Un solide soumis à de tels pulses laser, se transforme rapidement en plasma avec des températures comprises entre $10^7 - 10^8$ K et des densités allant au-delà de 10 g/cm³. Les conditions nécessaires pour l’étude de la fusion thermonucléaire et de l’allumage par choc en particulier sont donc atteintes.

L’installation OMEGA possède 60 faisceaux capables de délivrer 30 kJ d’énergie laser grâce à son système de laser neodymium:glass converti en troisième harmonique ($\lambda = 0.35 \mu\text{m}$). La géométrie des faisceaux autour de la chambre d’expérience (gris) ainsi que la position des diagnostics sont présentées dans la figure 5.1.

Les 60 faisceaux laser sont répartis en 6 groupes et disposés dans la chambre selon les angles polaires $\vartheta = 21.4^\circ, 42.0^\circ, 58.9^\circ, 81.3^\circ, 98.7^\circ, 121.1^\circ, 138.0^\circ$ et 158.6° . Le taux de répétition est de un tir toutes les 45 minutes. Une campagne d’une journée comprend en moyenne 12 tirs.

5.1.2 Premiers résultats de la SSS campaign

La première démonstration expérimentale de la possibilité de générer des pressions d’ablation au-delà de 300 Mbar avec des intensités laser absorbées de $\sim 3 \times 10^{15}$ W/cm² dans les cibles sphériques a été publiée dans la Ref. [77]. Les cibles utilisées ont un diamètre compris entre 380 et 550 μm et sont composées de CH dopé à 5% de titane. Elles sont recouvertes par une couche de 50 μm de CH qui joue le rôle d’ablateur. Ces cibles sont irradiées symétriquement par un pulse laser

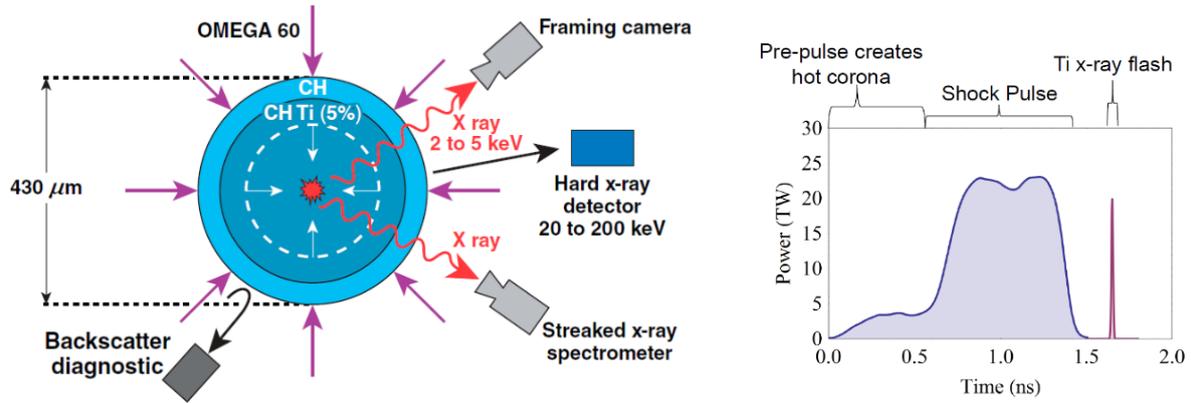


Figure 5.2: Dispositif expérimental (gauche) et pulse laser (droite) utilisés pendant la campagne SSS à OMEGA [77].

du pulse laser. Grâce au SXS, qui détermine la fenêtre temporelle de l'émission des rayons X (avec une précision inférieure à 50 ps), on pourra connaître avec précision le moment où le choc atteint le centre de la cible.

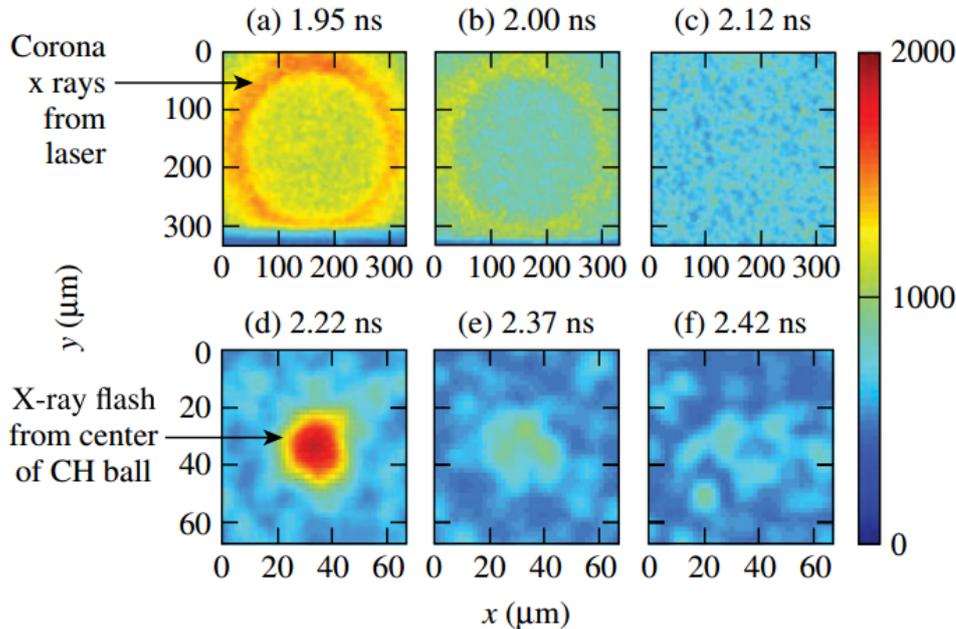


Figure 5.3: Intensité d'émission des rayons X en unités arbitraires mesurée avec le diagnostic XRFC. On observe un flash de rayons X au moment où le choc atteint le centre de la cible [77].

L'analyse de l'interaction laser plasma est effectuée avec le diagnostic appelé en anglais *Full Aperture Backscatter Stations (FABS)*. Ce dispositif est utilisé pour caractériser la lumière rétro-diffusée par la cible. L'analyse spectrale permet d'identifier la lumière diffusée par l'instabilité SRS ($\lambda = 400\text{-}700\text{ nm}$) et SBS ($\lambda = 350\text{-}352\text{ nm}$).

De précieuses informations sur les électrons chauds peuvent également être recueillies. Quand les électrons sont diffusés par les ions, il y a émission Bremsstrahlung. Cette radiation est caractérisée par un spectre continu de rayons X qui contient des informations sur le nombre d'électrons chauds et son énergie. La température des électrons chauds est déduite à partir du diagnostic HERIE (High Energy Radiography Imager on EP) et le spectromètre à rayons X BMXS (Bremsstrahlung MeV X ray spectrometer). Pour plus de détails sur la partie expérimentale consulter la Ref. [101].

La température des électrons suprathermiques peut être modélisée par une distribution Maxwellienne, avec des températures autour de 50-100 keV. Jusqu'à 2 kJ (i.e. $\sim 8\%$) du total de l'énergie laser incidente a été convertie dans les d'électrons suprathermiques. Ces expériences ont également permis de montrer que l'énergie totale mesurée des électrons suprathermiques augmente avec l'énergie laser totale et dépend du fonctionnement ou pas du lissage SSD.

La figure 5.4 (gauche) montre l'évolution temporelle de l'émission des rayons X durs (unités arbitraires). Le pulse laser (en gris) et l'énergie absorbée pendant l'expérience (bleu en traits pleins) servent de référence. C'est cette émission de rayons X, qui n'apparaît que ~ 200 ps après le début du spike, qui caractérise la présence des électrons chauds. La génération d'électrons chauds n'est donc pas instantanée avec l'augmentation de l'intensité. Ce retard est dû à la montée en température de la couronne ainsi que le temps mis par le laser pour modifier le gradient de densité et atteindre le seuil des instabilités, comme on verra par la suite.

Il ne faut pas perdre de vue notre objectif final, qui est de mesurer la pression d'ablation générée. Or, il n'y a pas de diagnostics nous permettant d'accéder de façon directe à ces données. Il va donc falloir procéder de façon indirecte. Suite aux expériences, nous possédons une série de données expérimentales: l'énergie laser absorbée par la cible, moment de l'émission du flash X, l'énergie des électrons suprathermiques et leurs distribution en température, ainsi que l'évolution temporelle de l'émission de rayons X. C'est donc par la comparaison des résultats des simulations numériques avec toutes ces données expérimentales, que la pression d'ablation et la pression du choc sont déduites.

Les simulations numériques présentées dans la figure 5.4, réalisées avec le code LILAC [41], permettent de déduire la pression d'ablation (en bleu) et la pression du choc (en rouge). La pression d'ablation augmente au cours du temps dû à l'augmentation de l'énergie laser absorbée qui est partiellement transformée dans les électrons suprathermiques puis diminue rapidement après l'extinction du laser. Au contraire, la pression du choc augmente rapidement après la fin de l'impulsion laser dû aux effets de convergence [42]. Ces simulations ont été effectuées avec un limiteur de flux de 5% (paramètre libre de la simulation). La même simulation sans électrons suprathermiques est représentée en pointillés. On observe qu'en présence d'électrons chauds, les pressions d'ablation et du choc augmentent considérablement (+ 50%). Des résultats avec limiteur de flux 8% sans électrons chauds qui recalent les données expérimentales sont également présentés. Néanmoins la présence des électrons chauds ayant été démontrée, ces simulations sont sans intérêt. Le fait que

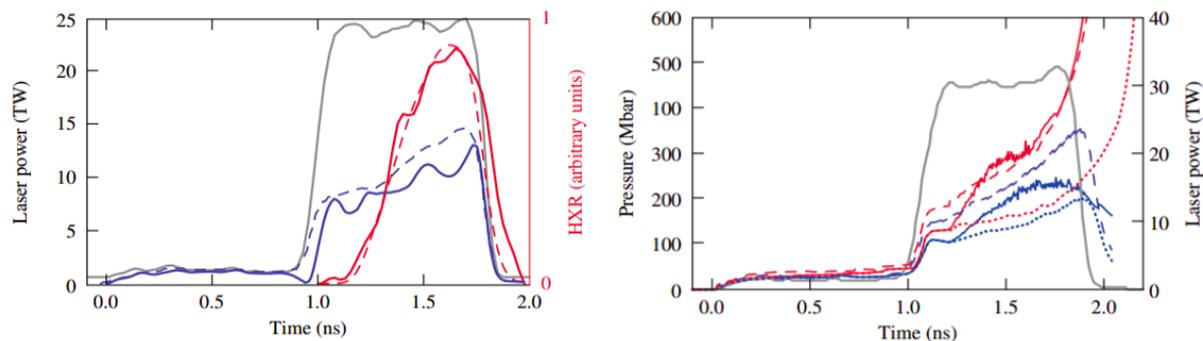


Figure 5.4: Gauche: comparaison entre les résultats expérimentaux (lignes continues) et numériques réalisées avec le code LILAC [41] (pointillés) pour le tir #71589. La puissance laser incidente est représentée en gris, l’énergie absorbée est représentée en bleu et l’émission des rayons X durs résultants des électrons suprathermiques en rouge. Droite: Résultats numériques pour la pression d’ablation (bleu) et la pression du choc (rouge), en fonction du temps pour le tir # 72679. Le trait continu représente la simulation qui recale toutes les quantités observées expérimentalement utilisant un limiteur de flux de 5%. Les pointillés représentent les résultats numériques sans électrons chauds. Les tirets indiquent le cas où on recale également le flash time, mais sans électrons chauds. Le limiteur de flux a été augmenté dans ce cas à 8%.

la pression d’ablation ne soit pas particulièrement perturbée par la présence des électrons chauds nous permet d’en déduire qu’une partie importante de l’énergie transportée par les électrons chauds est déposée au delà du front d’ablation et contribue à la pression du choc. Une analyse détaillée de l’écoulement plasma et la dynamique des chocs dans le cas avec ou sans électrons chauds est présentée dans la Ref. [104].

5.1.3 Etude d’un tir caractéristique: résultats expérimentaux

Vu les résultats prometteurs obtenus lors de cette première série d’expériences, les recherches ont continué. Dans cette partie nous abordons la suite des résultats expérimentaux effectués lors d’une collaboration avec une équipe de recherche du LLE et qui est soumise à la publication (Ref. [98]). Par souci de clarté, nous précisons que nous n’avons pas participé à la réalisation de ces expériences mais à l’interprétation par les simulations numériques. Les résultats des simulations sont présentés dans la partie suivante. Les effets des ablateurs avec différents numéros atomiques Z sur la pression d’ablation et la production d’électrons chauds pour les intensités laser caractéristiques de l’allumage par choc sont abordés.

La mise en place expérimentale est la même que celle présentée dans la figure 5.2 (gauche). La cible est irradiée par 60 faisceaux ($\lambda = 351$ nm) sur l’installation OMEGA. La forme du pulse laser (noir) ainsi que l’énergie absorbée mesurée ex-

périmentalement est présentée dans la figure 5.5 (rouge). Dans un premier temps, la cible est irradiée pendant environ 1 ns par un pré-pulse, qui va générer un préplasma autour de la cible dense. Ensuite on envoie le pulse principal avec une puissance d'environ 30 TW. L'énergie totale envoyée sur la cible est comprise entre 22 et 26 kJ et une intensité de $\sim 5 \times 10^{15}$ W/cm².

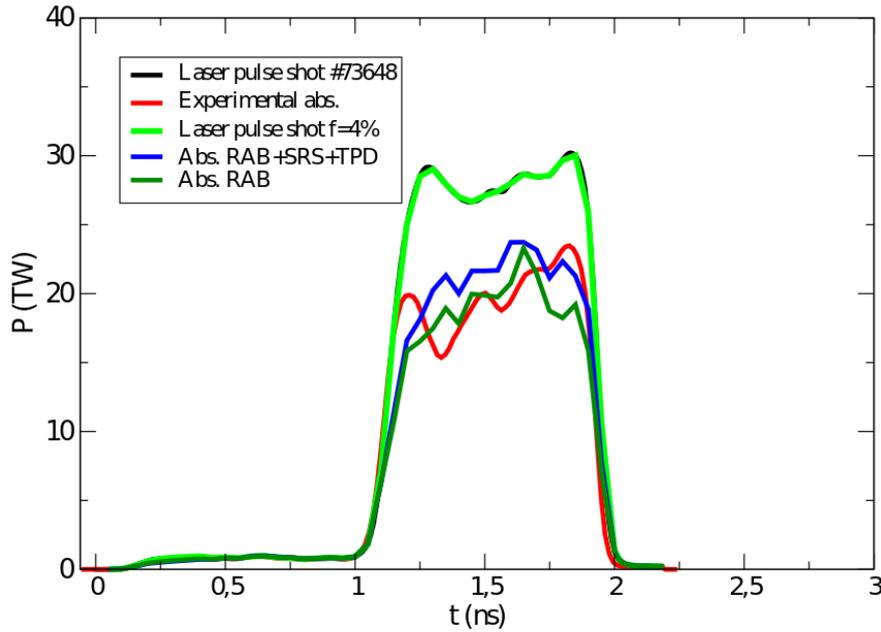


Figure 5.5: Comparaison entre l'énergie laser absorbée mesurée expérimentalement (rouge) et l'énergie laser absorbée dans les simulations numériques réalisées avec le code hydrodynamique CHIC avec un limiteur de flux de 4%. Les simulations numériques ont été réalisées avec électrons chauds (bleu) et sans électrons chauds (vert foncé). Le pulse laser expérimental du tir # 73648 (noir) et numérique (vert clair) sont également présentés.

Les cibles utilisées sont des micro-sphères en CH dopé au titane à 5%. Elles sont recouvertes par un ablateur d'épaisseur comprise entre 20 et 46 μm de différents matériaux: Be, CH, C et SiO₂. Le rayon total de cibles est compris entre 412 et 496 μm . Pour chaque ablateur les tirs avec et sans SSD sont réalisés.

Comme nous avons déjà vu, une des informations les plus importantes pour pouvoir déduire la pression du choc est le moment où le choc atteint le centre de la cible. Ces résultats sont présentés dans la figure 5.6, qui montre le moment de l'émission du flash X pour les différents ablateurs dans les tirs avec SSD (carrés) et sans SSD (cercles). On peut observer une tendance générale: le choc atteint le centre de la cible plus vite quand le numéro atomique de l'ablateur augmente. Néanmoins, le CH est une exception. Dans ce cas le flash apparaît beaucoup plus tôt que pour

les autres ablateurs. C’est également le seul ablateur dont le moment de l’émission du flash est conditionné par le lissage du faisceau laser: pour le CH, le fait d’enlever le SSD réduit par rapport au cas avec SSD le temps du flash d’environ 70 ps, alors que pour les autres ablateurs il n’y a pas de différence significative. Les résultats présentés sont une moyenne sur plusieurs tirs, extrapolée pour une énergie nominale de 24 kJ et une cible de 430 μm de diamètre.

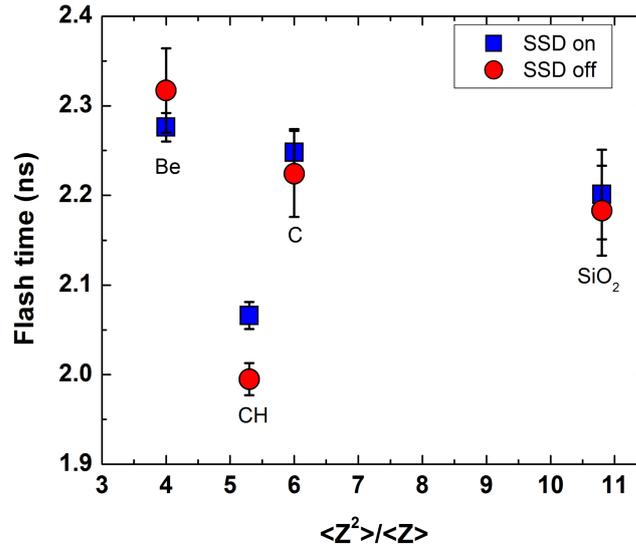


Figure 5.6: Apparition du flash de rayons X pour les différents ablateurs avec SSD on (carrés) et SSD off (cercles) [98].

Le pourcentage d’électrons chauds générés intégré dans le temps est présenté sur la figure 5.7 (gauche). Encore une fois, c’est pour le plastique que le plus d’électrons chauds sont générés: 8%, contre 2 à 4 % pour les autres ablateurs (SSD off). Pour le CH, quand il n’y a pas de lissage, ~ 2 kJ d’énergie totale des électrons chauds est déposée dans la cible. Cela veut dire que, entre 7% et 9% de l’énergie totale est transformée en électrons chauds.

Même si le CH est une exception, il y a quand même une tendance générale. Plus le numéro atomique de l’ablateur augmente, plus d’électrons chauds sont générés. Pour tous les matériaux, quand on enlève le lissage, le nombre d’électrons chauds générés double par rapport au cas où la SSD est activée. La température des électrons chauds (figure 5.7 (droite)) est comprise entre 60 et 80 keV et est indépendante de l’ablateur de la cible et du lissage du faisceau laser.

Le résultat le plus marquant de cette série d’expériences est le pourcentage élevé d’électrons chauds générés avec le plastique. Le CH produit environ 3 fois plus d’électrons chauds que le Be alors que SiO₂ et le carbone produisent seulement 1.6 et 1.2 fois plus d’électrons chauds que le Be respectivement. La raison de cette différence avec le CH est encore en discussion, mais une des réponses envisagée est le

fort amortissement des ondes acoustiques ioniques dans le plasma en CH à cause de la présence des ions légers d'hydrogène. En effet, pour une température électronique et une densité fixe, les ions d'hydrogène ont une contribution très importante dans l'amortissement Landau des ondes acoustiques ioniques. Cela peut avoir un effet important pour la saturation non-linéaire de la diffusion stimulée SRS. Comme c'est démontré dans la Ref. [31], SRS est saturé par l'instabilité paramétrique secondaire LDI - la décomposition de l'onde Langmuir générée par SRS dans une autre onde Langmuir et l'onde acoustique-ionique. Quand cette instabilité est opérationnelle l'amortissement des ondes Langmuir et acoustiques ioniques est faible. Par contre, un amortissement fort des ondes acoustiques-ioniques supprime LDI et permet de générer une onde Langmuir d'amplitude plus importante. Cela correspond à une plus forte génération d'électrons chauds. Par conséquent, on peut dégager une conclusion générale: une plus grande fraction d'électrons chauds correspond à une émission du flash plus précoce. C'est à dire, le choc atteint plus tôt le centre de la cible quand il y a des électrons chauds. Il est donc légitime de déduire que les électrons chauds jouent un rôle positif dans la formation du choc.

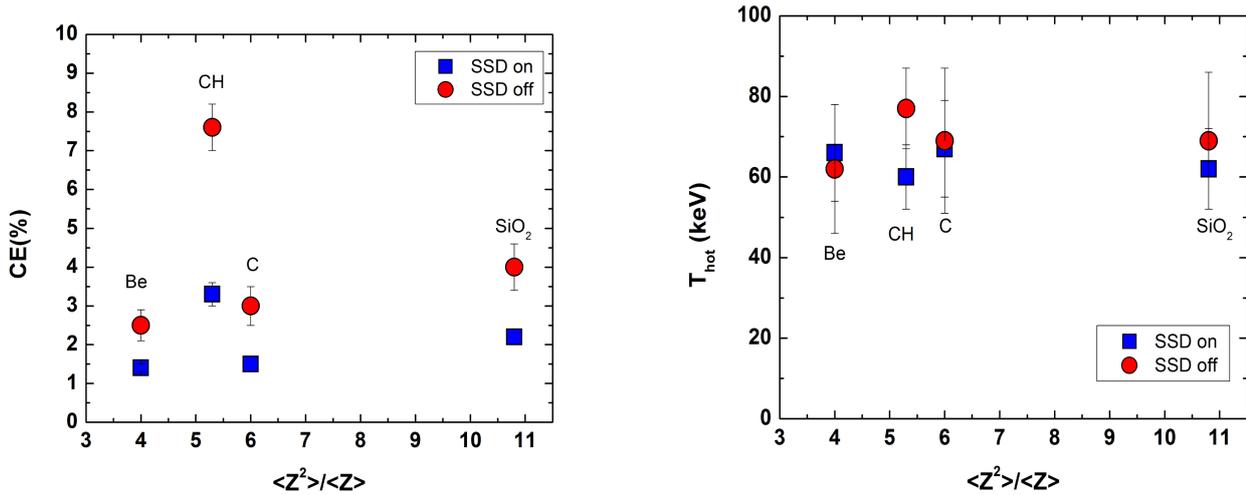


Figure 5.7: (Gauche) Mesure expérimentale de l'efficacité de conversion de l'énergie laser en électrons chauds intégrée dans le temps pour les différents ablateurs pour les tirs avec (carrés) et sans lissage SSD (cercles). (Droite) Température des électrons chauds pour les différents ablateurs avec (carrés) et sans lissage SSD (cercles).

Les données expérimentales nous renseignent également sur le mécanisme dominant de génération d'électrons chauds. La quantité d'électrons chauds produits par l'instabilité Raman ou TPD est représentée sur la figures 5.8 en unités arbitraires. Avec lissage (carrés), le signal SRS est considérablement diminué pour tous les ablateurs. Ceci est sûrement dû à la suppression des sur-intensités dans la distribution des faisceaux sur la cible.

Encore une fois, le cas du plastique se démarque des autres ablateurs. Le fait d'éteindre le SSD, permet d'augmenter d'un facteur supérieur à 13 la production

Tir #	SSD	Ablateur	Cible (μm)	Energie (J)
73648	off	CH	CHTi[214]CH[33.9]	23588
Flashtime (ps)	Erreur (ps)	T_{hot} (keV)	Erreur (keV)	CE
2439	5	86	24	9.0%

Table 5.1: Données expérimentales du tir #73648.

d’électrons chauds par SRS, alors que pour les autres ablateurs cette augmentation est inférieure à un facteur 2. L’autre mécanisme qui peut contribuer dans la génération d’électrons chauds, le TPD, n’est pas affecté par le SSD et semble être secondaire par rapport au SRS. L’émission optique générée par le TPD est beaucoup plus faible que l’émission SRS et croit de façon monotone avec le numéro atomique Z . Dans ce cas, le CH se comporte comme les autres ablateurs.

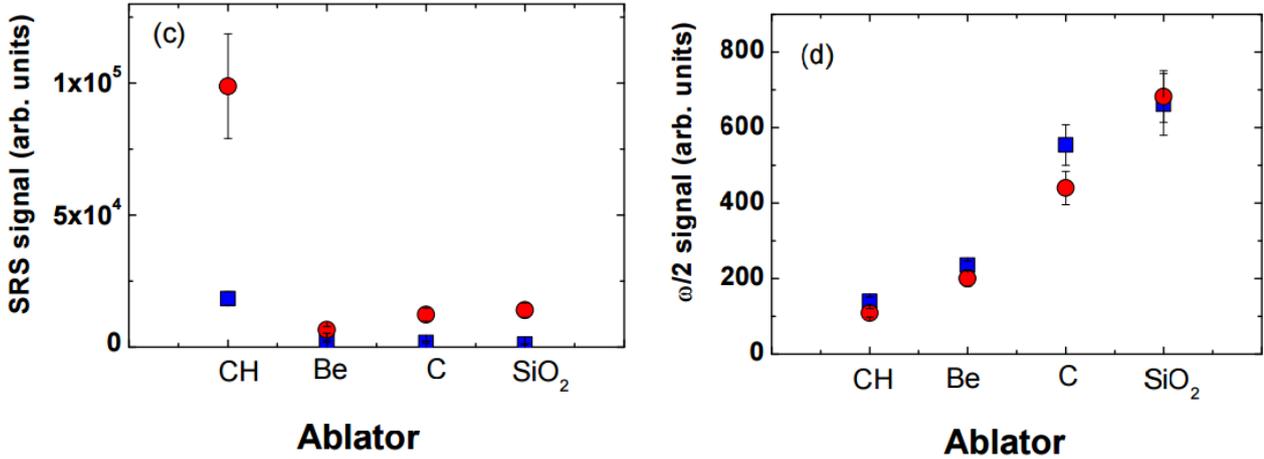


Figure 5.8: Signal SRS (gauche) et signal TPD (droite) mesurés pour les différents ablateurs avec SSD on (carrés) et SSD off (cercles).

C’est avec un ablateur en plastique que la production d’électrons chauds est la plus importante. C’est donc ce cas que nous avons analysé numériquement. En effet, la grande différence d’électrons chauds générés avec et sans lissage SSD va nous permettre d’identifier plus facilement les conséquences des électrons sur la génération, la dynamique du choc et l’écoulement plasma. Nous avons choisi le tir #73648, dont les données expérimentales sont résumées dans le tableau 5.1.

5.1.4 Résultats numériques: étude du tir #73648

Notre objectif principal est de déterminer l’effet des électrons chauds sur la pression du choc. Pour cela nous allons procéder comme expliqué dans la section précédente. Nous disposons d’une série de données expérimentales. Nous allons donc réaliser

des simulations numériques. Si les données numériques reproduisent les valeurs expérimentales mesurées, nous pourrions en déduire les caractéristiques du choc.

Les simulations numériques ont été réalisées avec le code CHIC, qui a été couplé à un modèle de transport d'électrons chauds [28, 29, 30]. Le code utilisé nous permet de réaliser différents types de simulations. Pour un même pulse laser, nous pouvons activer séparément les modules décrivant les électrons générés par absorption résonante (RAB), Raman (SRS) et TPD. Nous avons donc, dans un premier temps réalisé des simulations avec électrons chauds (RAB+SRS+TPD) afin de retrouver les résultats obtenus expérimentalement. Dans le but de comprendre l'effet des électrons chauds dans la dynamique du choc, nous avons, pour le même pulse laser du tir #73648, pris en compte seulement les électrons chauds produits par l'absorption résonnante sans tenir compte des instabilités paramétriques.

On utilise un limiteur de flux de 4%. Cette valeur pour le limiteur de flux est différente de celle utilisée dans le chapitre précédent. Quand nous avons réalisé les simulations numériques du chapitre 4, le module d'optique géométrique complexe PCGO (voir Annexe) n'était toujours pas opérationnel. Nous avons donc utilisé le limiteur de flux validé par la Ref. [104]. Le limiteur de flux de la nouvelle version du code CHIC a été testé et validé dans la Ref. [27]. Initialement nous disposons du pulse laser expérimental représentée dans la figure 5.5 et de la cible correspondant au tir #73648 représentée dans la figure 5.13.

Comparaison CHIC-LILAC

Avant de présenter les résultats numériques obtenus avec le code CHIC, nous allons démontrer que l'utilisation de ce code sans les électrons chauds produit le mêmes résultats que le code LILAC [41] du laboratoire LLE. En effet, les expériences réalisées sur l'installation OMEGA ont toujours été comparées avec les simulations numériques réalisées avec le code LILAC. Cependant, dans le code LILAC, le nombre d'électrons chauds est un paramètre libre qui ne peut être calculé. En outre, dû au schéma numérique différent, le limiteur de flux n'est pas nécessairement le même que dans le code CHIC. Par contre, dans le code CHIC il y a un module qui tient compte de l'excitation des instabilités paramétriques SRS et TPD et de la génération des électrons chauds (voir Annexe). Pour mieux justifier les résultats obtenus avec nos simulations numériques, nous avons comparé l'hydrodynamique décrite par les deux codes. Nous avons comparé les profils de l'absorption du pulse laser, ainsi que les profils hydrodynamiques (densité, pression et température) pour une simulation sans électrons chauds pour le tir #73648. Les simulations numériques réalisées avec le code LILAC on été faites avec un limiteur de flux de 8% et pour le code CHIC avec un limiteur de flux de 4%. La cible est la même que celle décrite dans la section 5.1.4.

La figure 5.9 montre les profils d'absorption obtenus pour ces simulations. À titre indicatif nous avons tracé également l'absorption mesurée lors de l'expérience. En effet, même si les simulations sont réalisées sans électrons chauds et l'expérience correspond à un cas sans lissage laser, comme on verra par la suite la présence ou non d'électrons chauds ne modifie pas significativement l'énergie laser absorbée. On

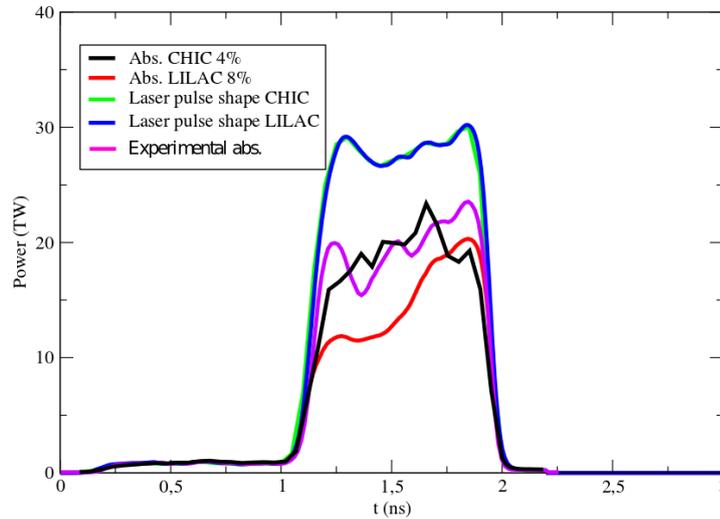


Figure 5.9: Comparaison de la puissance laser absorbée entre le code CHIC avec un limiteur de flux de 4% (noir) et le code LILAC avec un limiteur de flux de 8% (rouge) pour le tir #73648. L’absorption expérimentale est représentée en magenta. La forme du pulse laser est également représentée pour le code CHIC (vert) et le code LILAC (bleu).

observe que le profil d’absorption obtenue avec le code CHIC est bien plus proche de celle mesurée dans l’expérience. L’absorption calculée par le code LILAC présente un comportement anormal dans la première moitié de l’impulsion principale. En effet, au moment du spike, l’absorption augmente pour stagner pendant environ 400 ps à 10 TW pour augmenter brusquement vers la fin de l’implosion ~ 1500 ps jusqu’à 20 TW.

Les figures 5.10, 5.11 et 5.12 montrent les profils de densité, pression et température pour le code CHIC (4%) et le code LILAC (8%) toutes les 300 ps. On observe que les profils de densité obtenus avec ces deux codes sont pratiquement superposés. Les profils de pression diffèrent un peu plus. En effet, pendant les premiers instants de la simulation la pression calculée avec le code CHIC augmente et passe de 20 Mbar à 300 ps à ~ 35 Mbar à 900 ps, alors que pour le code LILAC la pression reste constante pendant tout ce temps et égale à ~ 20 Mbar. Mais à partir de ~ 1200 ps, donc au moment du lancement du spike, la pression du code LILAC rattrape celle calculée avec CHIC et les profils des deux simulations deviennent similaires. Cette différence dans les profils de pression jusqu’à 1300 ps peut s’expliquer par le comportement anormal de l’absorption calculée par le code LILAC pendant les premiers 400 ps du spike.

Les profils des température ont un comportement similaire. Pendant les premiers instants de l’implosion, jusqu’à 1.2 ns, les profils de température diffèrent un peu. En effet, on observe à 900 ps une diminution brusque de la température dans la

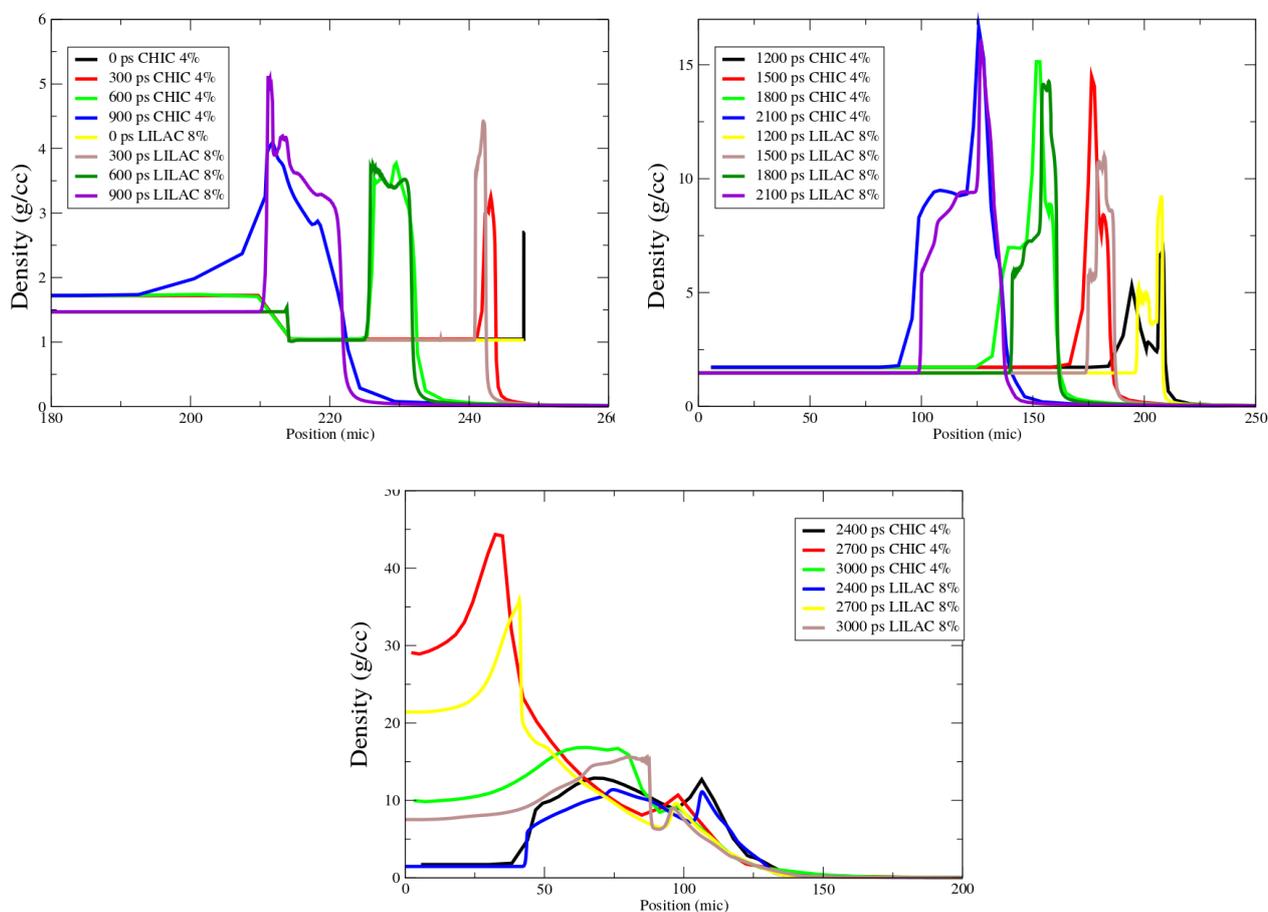


Figure 5.10: Comparaison des profils de densité entre le code CHIC avec un limiteur de flux de 4% et le code LILAC avec un limiteur de flux de 8% à différents moments de la simulation.

couronne avec le code LILAC. Mais à partir de 1.2 ns les profils sont les mêmes.

Cette comparaison montre une bonne performance du code CHIC et la possibilité de l'utiliser pour interpréter les résultats expérimentaux.

Cible et impulsion laser

La cible utilisée, illustrée sur la figure 5.13, est constituée d'une micro-sphère de rayon $214\mu\text{m}$ de CH dopé à 5% de titane dont la densité est $\rho = 1.72\text{g/cm}^3$. Elle est recouverte d'une couche de CH de $34\mu\text{m}$ d'épaisseur et de densité $\rho = 1.044\text{g/cm}^3$. Le diamètre total de la cible est donc de $496\mu\text{m}$. Cette cible est irradiée symétriquement par le pulse laser présenté dans la figure 5.5. En noir on peut observer le pulse laser expérimental du tir #73648 ainsi que l'absorption mesurée en expérience en rouge. L'énergie laser absorbée dans les deux simulations

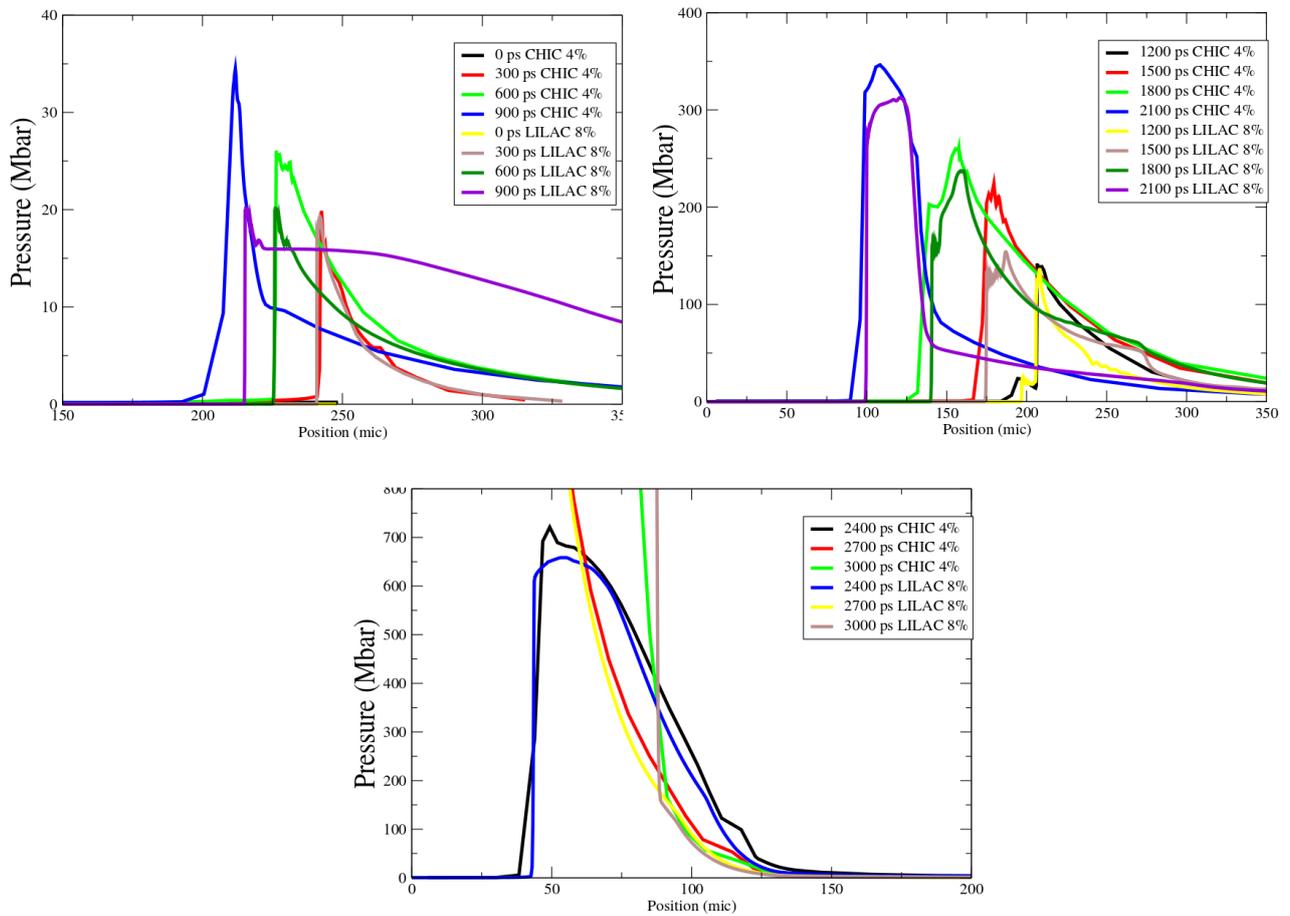


Figure 5.11: Comparaison des profils de pression entre le code CHIC avec un limiteur de flux de 4% et le code LILAC avec un limiteur de flux de 8% à différents moments de la simulation.

(avec et sans électrons chauds) est présentée dans la figure 5.5. On observe que dans le cas avec électrons chauds, l’absorption est légèrement supérieure (69%) à la simulation sans électrons chauds (67%). Néanmoins, on verra par la suite, que la répartition de l’énergie absorbée ne se fait pas de la même façon dans le cas où il y a génération d’électrons chauds que dans le cas pas où il n’y en a pas.

Dans un premier temps la cible est irradiée pendant 1 ns par un pré-pulse de ~ 1 TW, qui permet de créer un préplasma. Ensuite, on envoie un spike de ~ 30 TW pendant une nanoseconde également. L’énergie totale est de 24 kJ.

On peut évaluer analytiquement l’intensité totale à partir de l’expression $I = P/4\pi r^2$ où r est le rayon de la cible et P est la puissance. On obtient $I \sim 3.9$ PW/cm². Expérimentalement l’absorption est de 60%. On peut en déduire l’intensité absorbée qui est de $I_{abs} \sim 2.3$ PW/cm².

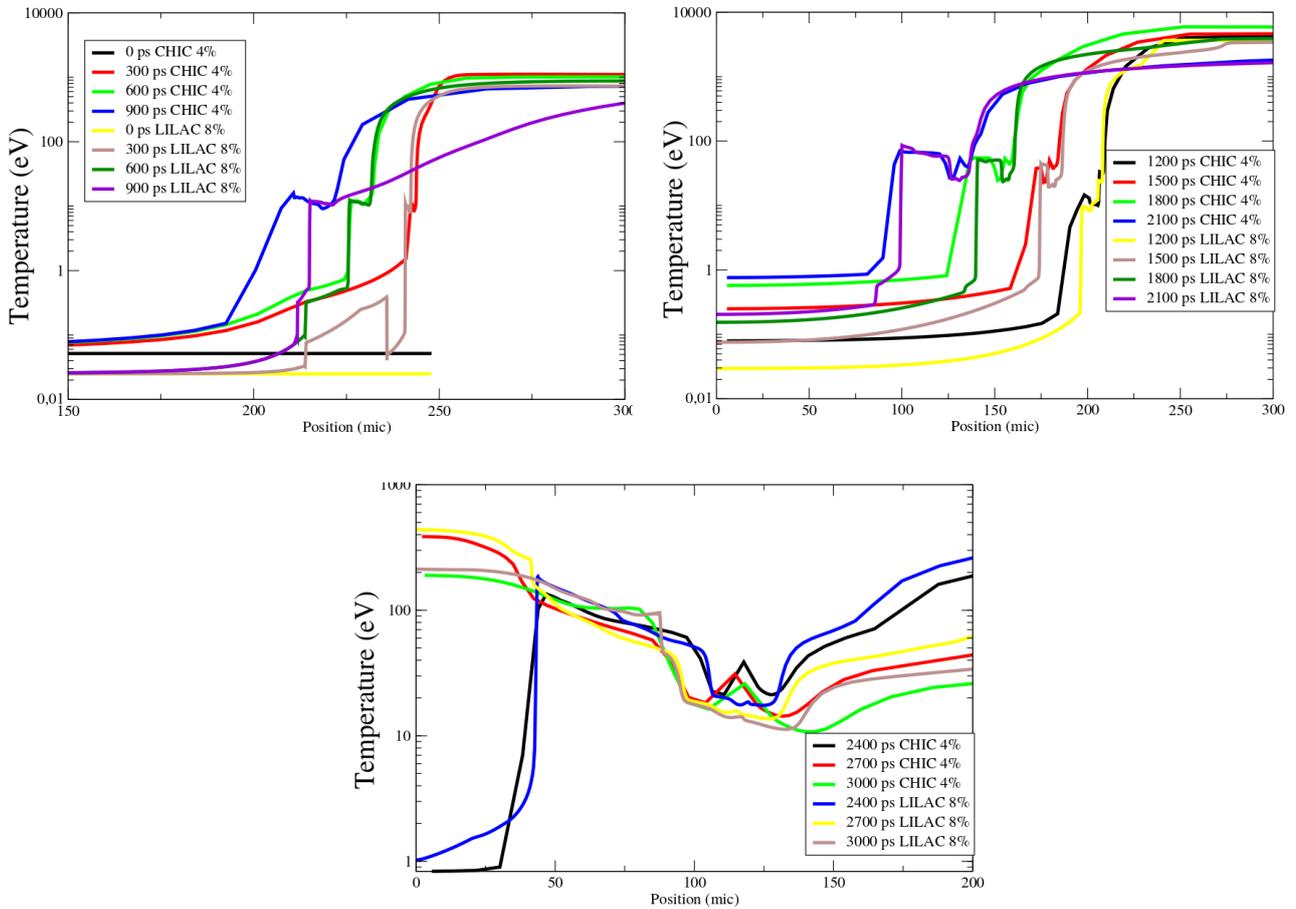


Figure 5.12: Comparaison des profils de température entre le code CHIC avec un limiteur de flux de 4% et le code LILAC avec un limiteur de flux de 8% à différents moments de la simulation.

Bilan d'énergie

Regardons plus en détail les effets liés aux électrons chauds. La figure 5.14 montre le pourcentage instantané de puissance incidente absorbée par les électrons chauds (gauche). Nous avons superposé la forme du pulse laser (gris) pour avoir une référence. On remarque que les instabilités SRS et TPD ne se déclenchent pas avant le spike à $t = 1$ ns. On observe même un décalage d'environ 300 ps tant pour le TPD que pour le SRS par rapport au spike pour le déclenchement de ces instabilités. Ce retard est en accord avec les mesures expérimentales de rayons X présentées dans la figure 5.4 (droite).

Pour expliquer ce retard regardons l'évolution du profil de densité ainsi que le rapport entre la densité électronique et la densité critique $n_c = 9,1 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ à $t = 900$ ps et $t = 1200$ ps, c'est-à-dire, juste avant le spike et au moment de l'apparition des électrons chauds, tracés dans la figure 5.15. On observe que la

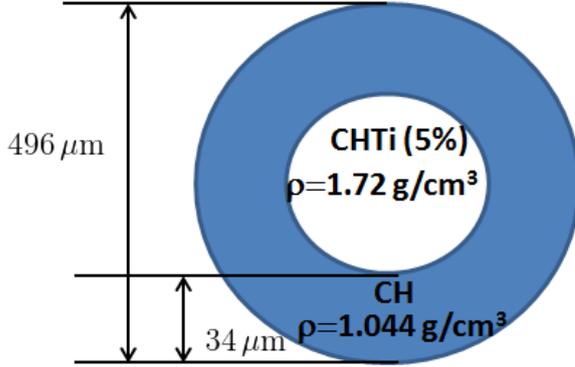


Figure 5.13: Cible utilisée pour le tir #73648. Elle est constituée d’une micro-sphère de rayon $214 \mu\text{m}$ de CH dopé à 5% de titane dont la densité est $\rho = 1,72 \text{ g/cm}^3$. Elle est recouverte d’une couche de CH de $34 \mu\text{m}$ d’épaisseur et de densité $\rho = 1,044 \text{ g/cm}^3$.

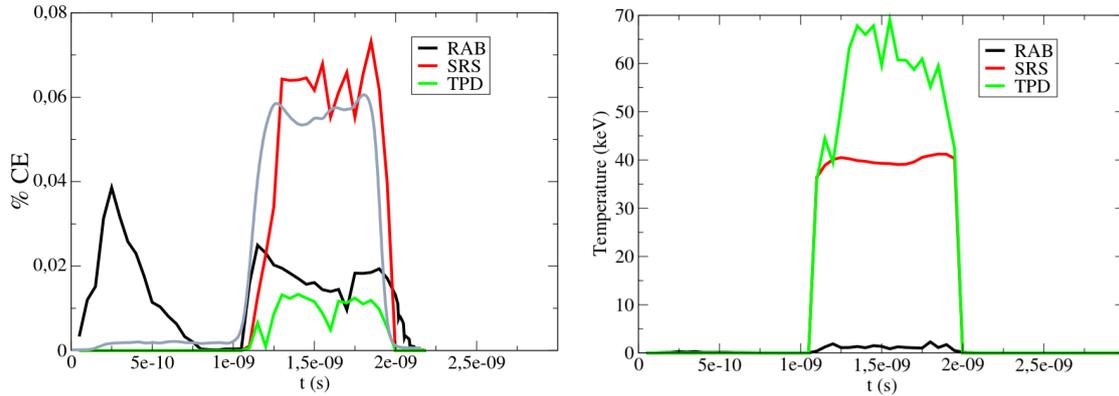


Figure 5.14: Pourcentage (gauche) et température (droite) instantanés d’électrons chauds générés par absorption résonante (noir), Raman (rouge) et TPD (vert).

position de la densité critique $x_{nc} = 238 \mu\text{m}$ ne varie pas entre ces deux moments contrairement à la position de $n_c/4$, qui passe de $x_{n_c/4} = 292 \mu\text{m}$ à $t = 900 \text{ ps}$ à $x_{n_c/4} = 308 \mu\text{m}$ à $t = 1200 \text{ ps}$. Le gradient de densité et la température à $x_{n_c/4}$ vont également changer et passer de $x = 100 \mu\text{m}$ et $T_e = 0,6 \text{ keV}$ pour $t = 900 \text{ ps}$ à $x = 110 \mu\text{m}$ et $T_e = 3,8 \text{ keV}$ pour $t = 1200 \text{ ps}$. En utilisant les expressions du tableau 3.1 avec $\lambda = 351 \text{ nm}$, nous pouvons donc déterminer le seuil en intensité pour l’apparition des instabilités Raman et TPD. Ces valeurs sont résumées dans le tableau 5.2

On remarque que l’intensité relative pour l’instabilité Raman passe de $I/I_{SRS} =$

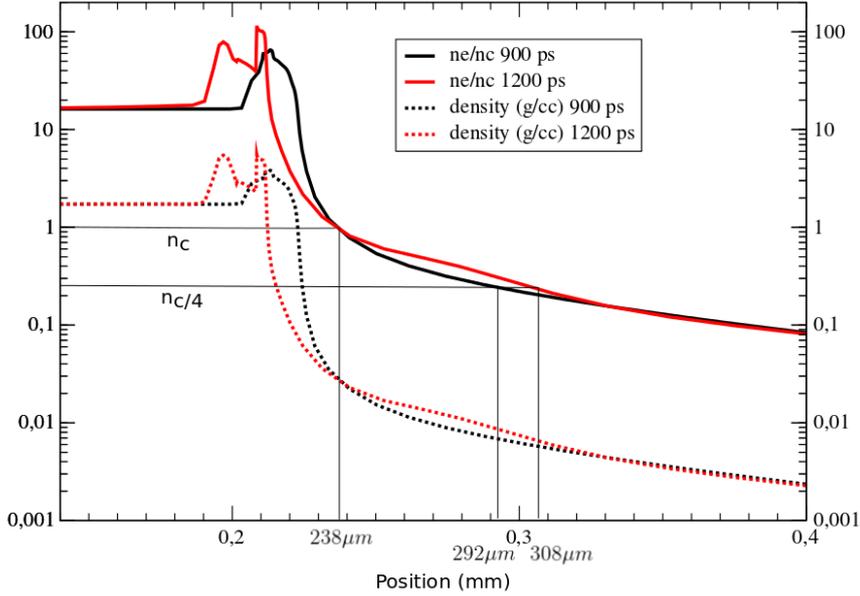


Figure 5.15: Rapport de la densité électronique et la densité critique (trait plein) et de la densité (tiret) à $t = 900$ ps (noir) et $t = 1200$ ps (rouge). Les positions de la densité critique $x_{n_c} = 238 \mu\text{m}$ et de $n_c/4$ à $t = 900$ ps ($x_{n_c/4} = 292 \mu\text{m}$) et à $t = 1200$ ps ($x_{n_c/4} = 308 \mu\text{m}$) sont indiquées.

0.21 pour $t = 900$ ps à $I/I_{SRS} = 8.39$ pour $t = 1200$ ps. L'intensité relative pour l'instabilité TPD passe de $I/I_{TPD} = 0.64$ pour $t = 900$ ps à $I/I_{TPD} = 3.97$ pour $t = 1200$ ps. Le seuil inhomogène en éclairage n'est donc pas dépassé à $t = 900$ ps dans aucun des cas. Il n'y a donc pas production d'électrons suprathermiques. Mais à $t = 1200$ ps la température de la couronne a augmenté ainsi que l'intensité du laser et ce dernier a eu le temps de modifier le gradient de densité. Il faut alors un peu de temps après le début du spike pour que les seuils des instabilités paramétriques Raman et TPD soient dépassés et donc il y aura génération d'électrons suprathermiques.

Pendant toute la durée du spike, le pourcentage instantané de puissance laser transformée en électrons chauds est d'environ 1% pour le TPD et 6% pour le SRS. Le SRS domine clairement par rapport au TPD. L'absorption résonnante est dé-

Temps (ps)	Gradient densité à $n_c/4$ (μm)	T_e (keV) à $n_c/4$	I (10^{14} W/cm 2)	I_{SRS} (10^{14} W/cm 2)	I_{TPD} (10^{14} W/cm 2)
900	100	0.6	0.9	4.33	1.40
1200	110	3.8	32	3.81	8.07

Table 5.2: Gradient de densité et température à $n_c/4$ (μm), intensité (10^{14} W/cm 2) et seuils inhomogènes en terme d'éclairage (10^{14} W/cm 2) pour les instabilités Raman et TPD à $t = 900$ ps et $t = 1200$ ps.

clenchée pendant le prépulse, en atteignant jusqu’à 4% à ~ 300 ps. Ensuite elle décroît pour réapparaître en même temps que les instabilités paramétriques pour atteindre environ 2% de l’énergie absorbée. La figure 5.14 (droite) montre la température instantanée des électrons chauds générés. On observe que les électrons générés par absorption résonnante pendant la phase de compression ont une température négligeable de quelques dizaines d’eV. Pendant le spike, la température des électrons générés par RAB atteint seulement environ 2 keV, ce qui ne contribue pas à la génération du choc. Par contre, les électrons générés par SRS atteignent environ 50 keV et les électrons générés par TPD atteignent des températures de jusqu’à 70 keV. On peut donc en déduire que les électrons générés par RAB ne jouent aucun rôle dans la dynamique du choc, contrairement à ceux générés par SRS et TPD. En effet, même si la température des électrons SRS est modérée, ils sont générés en quantité suffisante pour avoir un impact sur l’hydrodynamique. Le pourcentage des électrons TPD est assez faible, mais leur température élevée peut avoir des effets sur le préchauffage. Cette question sera examinée plus tard.

Une analyse plus détaillée du bilan énergétique est présentée dans le tableau 5.3. L’absorption totale présentée dans la figure 5.5 peut se décomposer en absorption collisionnelle plus l’absorption convertie en électrons chauds. Dans notre simulation avec RAB+SRS+TPD, l’absorption totale est de 69%, dont 60% est due aux collisions électrons-ions, et 9% est transformée en électrons chauds. Concrètement $\sim 2\%$ est transformée par RAB, 5% par SRS et 2% par TPD (forward et backward confondu). La lumière réfléchie, qui comprend également la lumière Raman réfléchie, est de $\sim 31\%$. On remarquera que les électrons détectés par les diagnostics grâce à l’émission des raies $K\alpha$, sont ceux se dirigeant vers l’intérieur de la cible. La valeur numérique est de 8% bien que, expérimentalement, on trouve pour ce tir 9% d’électrons chauds. Les résultats numériques sont donc en accord avec les données expérimentales.

Dans ce tableau nous avons également présenté les résultats pour la même simulation en “débranchant” les électrons chauds. Le pourcentage d’absorption collisionnelle dans ce cas est de 66%, ce qui est légèrement supérieur au cas avec les électrons chauds. Seulement 2% de l’énergie totale est transformée en électrons par absorption résonnante. La lumière réfléchie est de $\sim 33\%$.

Émission du flash du rayonnement X

Les résultats numériques jusqu’à présent sont en accord avec les données expérimentales. Le dernier paramètre à comparer est le moment du collapse de choc signalé par l’émission du flash X. Pour déterminer numériquement cette valeur nous utilisons le code Transpec [81]. Ce code nous permet de calculer les raies d’émission du titane (4.7 keV) par le post-processing des données de la température et de la pression plasma obtenus avec CHIC. L’émission X est produite par le plasma en aval du choc et elle atteint son maximum au moment où le choc arrive au centre de la cible. Les calculs sont présentés dans la figure 5.16. La gamme de longueurs d’ondes observée est comprise entre 3 et 5 keV. Dans la simulation sans électrons chauds, le flash apparaît 2818 ps après le début du pulse laser, c’est à dire ~ 382 ps après

		RAB	RAB+SRS+TPD	Expérience (SSD off)
Abs. collisionnelle		65.7%	59.9%	
Génération d'électrons chauds	SRS	-	5.4%	
	TPD forward	-	1.0%	
	TPD backward	-	1.0%	
	RAB	1.6%	1.7%	
	Total	1.6%	9.0%	9%
Abs. totale		67.3%	68.8%	60%
Raman backscattering + lumière réfléchie		32.7%	31.2%	

Table 5.3: Bilan d'énergie des simulations sans (RAB) et avec électrons chauds (RAB+SRS+TPD). Les valeurs expérimentales sont également indiquées. L'absorption d'énergie laser totale se décompose entre absorption collisionnelle et énergie laser transformée en électrons chauds

le cas avec électrons chauds (2436 ps). Expérimentalement, pour ce tir, le flash est mesuré à 2439 ± 5 ps.

D'après les résultats expérimentaux, pour le CH, la différence entre le cas sans et avec lissage SSD est de 70 ps. Dans nos simulations cette différence est bien plus grande. En effet, expérimentalement, le cas avec lissage SSD produit aussi des électrons chauds mais dans une quantité moindre (3%). C'est différent du cas sans électrons chauds réalisé avec les simulations numériques qui n'est pas comparable directement avec l'expérience. Par contre, notre simulation avec électrons chaud est en très bon accord avec les expériences. L'énergie laser absorbée, le pourcentage d'électrons chauds ainsi que le moment où le choc atteint le centre de la cible sont en accord avec les résultats expérimentaux. On peut déjà conclure à l'existence d'électrons chauds. Il est donc maintenant légitime d'analyser l'effet des électrons chauds sur la dynamique du choc et de déduire la pression d'ablation et la pression du choc.

Dynamique des chocs et pression d'ablation

L'évolution de la pression en fonction du temps et de la position dans la cible (haut) est présentée dans la figure 5.17 pour le cas sans électrons chauds (gauche) et avec électrons chauds (droite). La courbe rouge représente la face externe de la cible et la courbe verte représente l'interface entre le CH et le CHTi. En bas on montre la pression d'ablation (définie comme la pression à la position où la vitesse de la matière est nulle dans le référentiel du laboratoire) et la pression du choc le plus fort, représenté par la courbe noir dans les figures se trouvant en haut. Dans la simulation avec électrons chauds nous avons superposé le pourcentage relatif d'électrons chauds générés par RAB (bleu), SRS (vert) et TPD (magenta).

Dans un premier temps, avec ou sans électrons chauds, un choc est généré tout au début du pulse laser avec une pression de ~ 30 Mbar. Ce choc se propage à travers

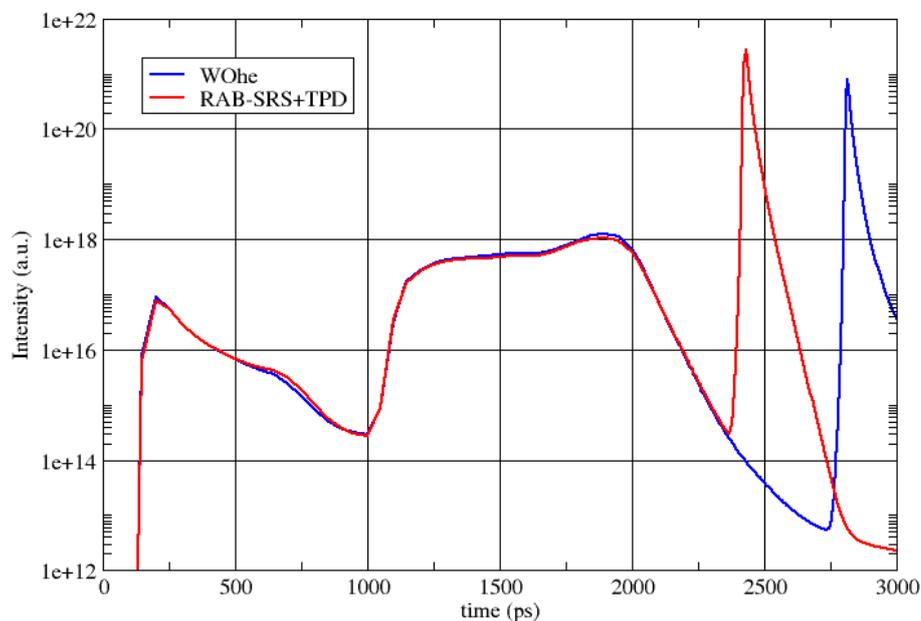


Figure 5.16: Raies d’émission du titane (4.7 keV) en fonction du temps pour la simulation sans électrons chauds (bleu) et avec électrons chauds (rouge). Le range des rayons X observé est compris entre 3 et 5 keV. Dans la simulation sans électrons chauds, le flash apparaît 2818 ps après le début du pulse laser alors que dans la simulation avec électrons chauds le flash apparaît 2436 ps après le début du pulse laser.

l’ablateur en CH. À $t = 1$ ns, le spike est lancé, ce qui va générer un deuxième choc avec une pression de ~ 150 Mbar et qui est alimenté par l’augmentation de la pression d’ablation.

Dans le cas sans électrons chauds, le choc va traverser l’interface CH/CHTi avant de coalescer avec le premier choc vers 1,5 ns. On observe qu’à ce moment la pression du choc, qui avait légèrement augmentée, rediminue jusqu’à ~ 150 Mbar pour ensuite croître grâce à l’effet de convergence. On remarque que cette valeur est en accord avec celle obtenue à partir de la loi d’échelle (3.27) établie dans le Chap. 3. Pour un laser de longueur d’onde $\lambda = 351$ nm et en considérant l’intensité $I_{abs} = 2,3$ PW/cm² qui est de 180 Mbar. Le choc va ensuite converger pour atteindre le centre de la cible à 2818 ps.

Dans le cas avec électrons chauds nous avons vu qu’environ 300 ps après le lancement du spike, des électrons chauds sont créés, notamment par instabilité SRS. On remarque une forte augmentation de la pression juste au moment où ces électrons apparaissent. En effet, la pression passe de 150 Mbar au moment où le choc est généré jusqu’à presque 300 Mbar quand les électrons sont générés. Le choc traverse

ensuite l'interface entre le CH et le CHTi, pour coalescer avec le premier choc. Dans ce cas la pression du choc ne cesse d'augmenter. La pression du choc est deux fois plus importante dans le cas avec électrons chauds. Nous pouvons donc conclure que les électrons chauds contribuent effectivement à augmenter la pression du choc. Le choc converge ensuite pour atteindre le centre de la cible à 2436 ps. Le choc se propage donc plus vite dans le cas avec électrons chaud.

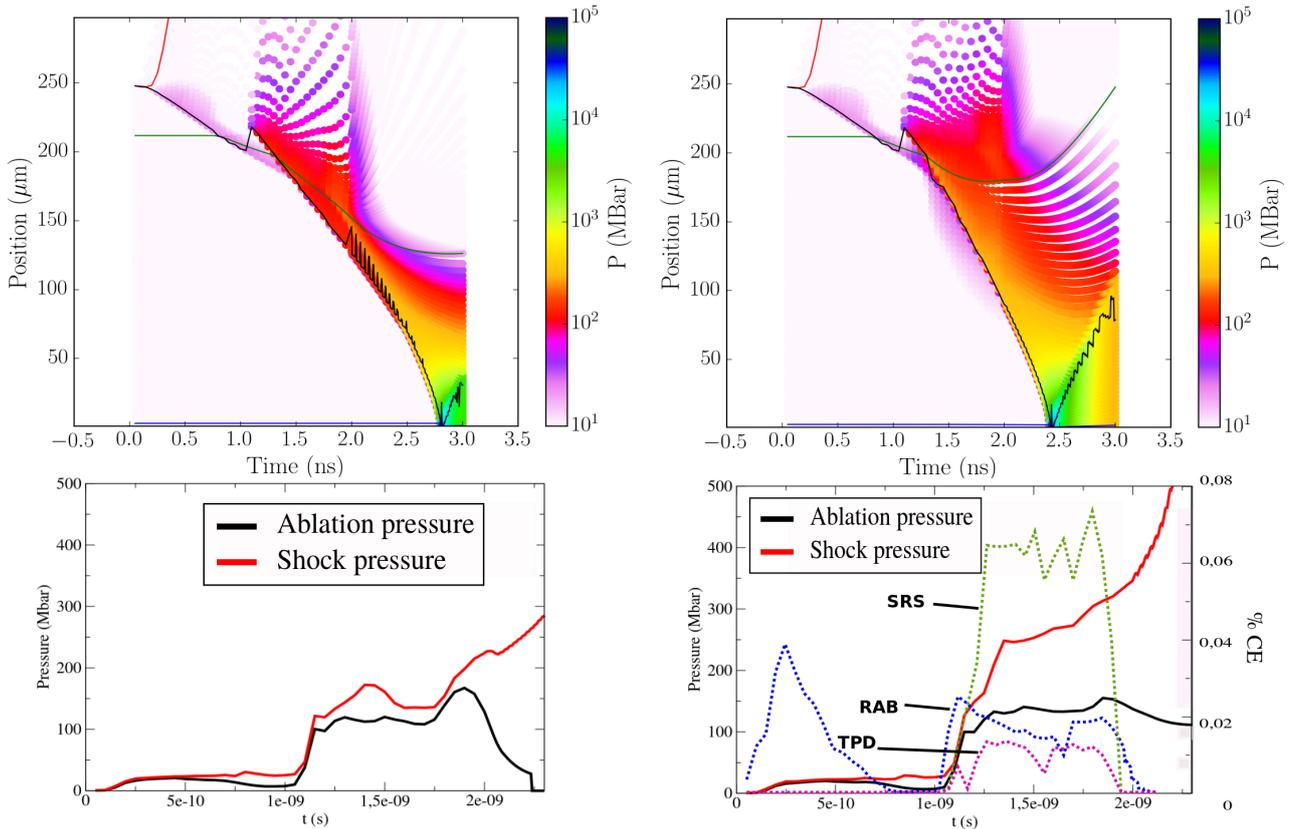


Figure 5.17: Évolution de la pression en fonction de la position et du temps (haut) dans le cas sans électrons chauds (gauche) et dans le cas avec électrons chauds (droite). La courbe rouge représente la face interne de la cible et la courbe verte représente l'interface entre le CH et le CHTi. La courbe noire montre la position du choc le plus fort. En bas on montre les profils temporels de la pression d'ablation, définie comme la pression où la vitesse de la matière est nulle dans le référentiel du laboratoire (noir) ainsi que la pression du choc le plus fort (rouge). Dans la simulation avec électrons chauds nous avons également représenté le pourcentage instantané d'électrons chauds produits par absorption résonante (bleu), SRS (vert) et TPD (magenta).

Cependant, la pression d'ablation est la même dans les deux cas ~ 140 Mbar. Nous confirmons ainsi un résultat présenté dans la Ref. [77]: l'énergie transportée par les électrons chauds est déposée au delà du front d'ablation, contribuant seulement à la pression du choc, mais sans perturber trop la pression d'ablation. En

effet on remarque que dans la figure 5.18 qui représente le profil de densité de la cible en fonction de la position et du temps, la densité de cible en aval du front de choc (tracée par la courbe noire) n’est pas perturbée. Cela signifie que l’énergie des électrons chauds est déposée surtout en amont du choc sans produire trop de préchauffage.

On remarque également que, dès que les électrons chauds sont générés, la pression devant le choc est plus importante que dans le cas sans électrons chauds. C’est une des conséquences du préchauffage, que nous allons examiner dans la suite.

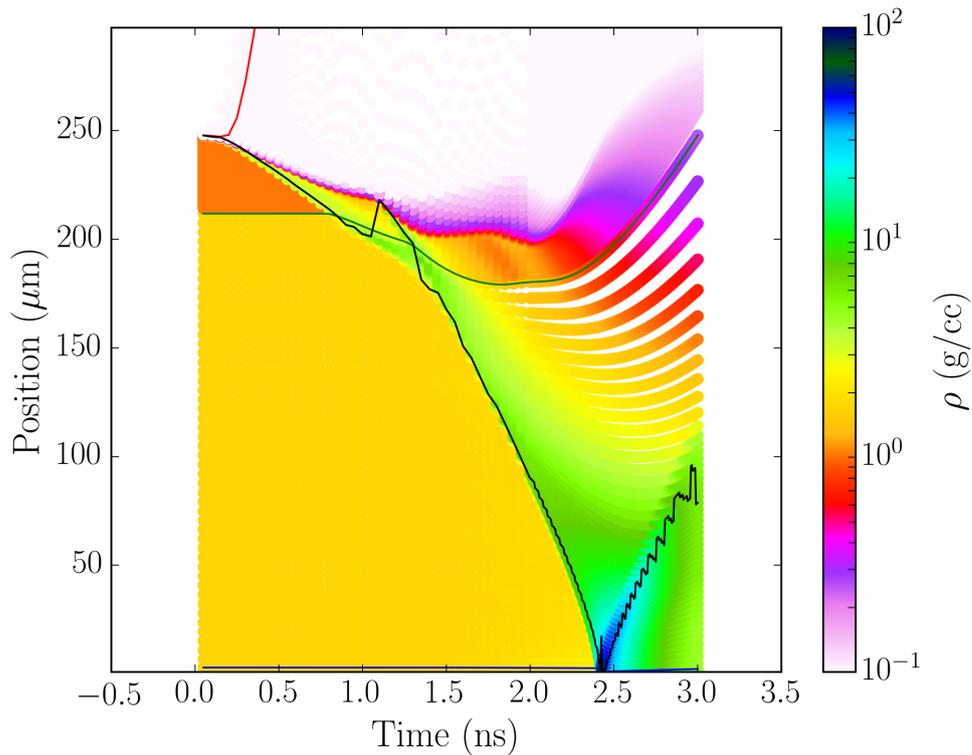


Figure 5.18: Evolution de la densité en fonction de la position et du temps dans une simulation prenant en compte la présence d’électrons chauds.

Effet du préchauffage

Nous venons juste d’évoquer l’effet du préchauffage. En effet, comme nous avons déjà mentionné dans l’introduction, une des conséquences les plus nuisibles pour l’allumage des réactions nucléaires est le préchauffage de la cible par les électrons chauds. Regardons un peu plus en détail quelles sont les conséquences sur la dynamique du choc.

La température électronique est représentée dans la figure 5.19 dans le cas sans électrons chauds (gauche) et avec électrons chauds (droite). Avant la génération d’électrons chauds le profil est le même dans les deux cas: la température dans la couronne est de quelques keV alors qu’à l’intérieur de la cible la température

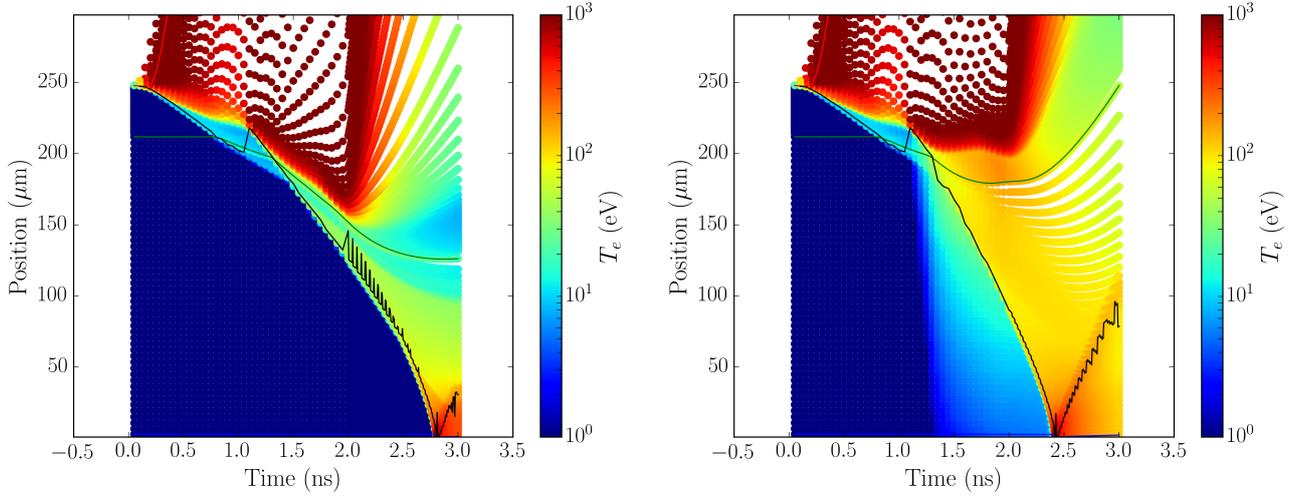


Figure 5.19: Évolution de la température électronique en fonction du temps et de la position dans le cas sans électrons chauds (gauche) et avec électrons chauds (droite).

est de quelques eV. Mais dès que les électrons chauds sont générés, la température augmente à l'intérieur de la cible jusqu'à une dizaine de eV. En effet, nous avons représenté dans la figure 5.20 (droite) les profils spatiaux de la température en échelle logarithmique dans le cas sans et avec électrons chauds à $t = 1,4$ ns, le moment auquel les électrons chauds ont déjà eu le temps de déposer leur énergie dans la cible et que la pression est maximale. On constate que, même si effectivement la température dans la couronne est globalement la même dans les deux cas, les électrons chauds préchauffent la cible jusqu'à des températures comprises entre ~ 100 eV et ~ 300 eV, ce qui va perturber la pression du choc en amont et donc diminuer sa force.

La figure 5.19 (gauche) représente les profils de pression à $t = 1,4$ ns également, dans le cas sans électrons chauds et dans le cas avec électrons chauds. On voit que la pression dans le cas sans électrons chauds est de ~ 150 Mbar, alors qu'elle dépasse les 250 Mbar dans le cas avec électrons chauds. On observe également que dans le cas sans électrons chauds, la pression devant le choc est très basse, alors que dans le cas des électrons chauds, la pression devant le choc est d'environ ~ 25 Mbar. Le préchauffage a donc un effet direct sur la force du choc. L'augmentation de la température et donc de la pression en aval, va entraîner, malgré l'augmentation de la pression en amont, une diminution de la force du choc (voir figure 5.21).

Jusqu'à $t = 1$ ns, la force du choc (choc généré par le prépulse), est la même dans les deux cas et supérieure à 100. Au moment du spike, le choc le plus fort n'est plus le premier choc, mais le choc généré par le spike. La force décroît donc fortement jusqu'à atteindre une valeur de 10. Ensuite, dans le cas sans électrons chauds, la force du choc augmente jusqu'à atteindre une valeur de 1000: la pression devant le choc est toujours très faible alors que la pression en amont du choc augmente. Mais, dans le cas avec électrons chauds, dès leurs apparitions, même si la pression en amont ne cesse d'augmenter, et est supérieure au cas sans électrons chauds, à cause

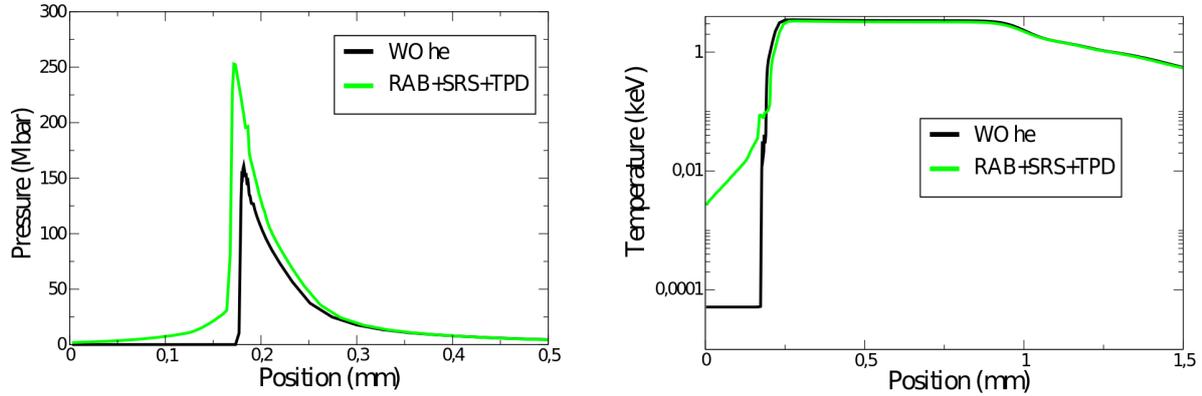


Figure 5.20: Profils spatiaux de la pression (gauche) et de la température (droite) à $t = 1.4$ ns dans le cas sans électrons chauds (noir) et avec électrons chauds (vert).

du préchauffage, la pression en aval augmente également, ce qui réduit la force du choc.

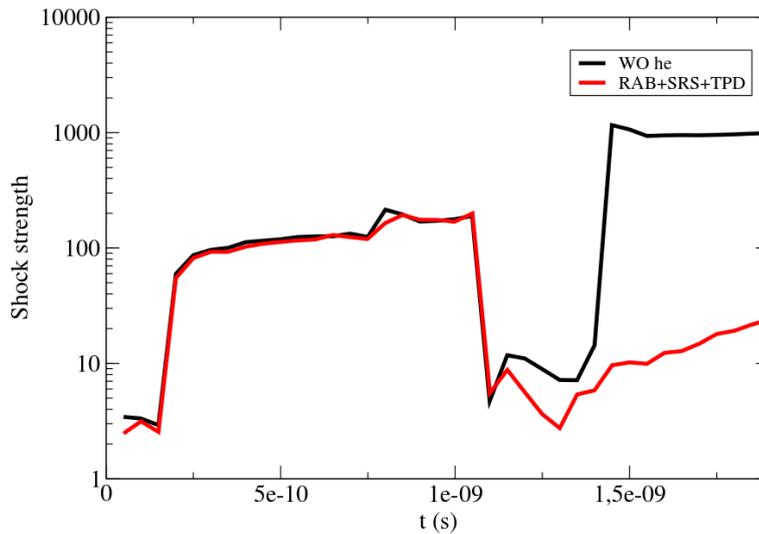


Figure 5.21: Force du choc dans le cas sans électrons chauds (noir) et avec électrons chauds (rouge).

Nous avons vu que les électrons chauds sont générés par deux mécanismes en particulier. L’instabilité Raman, qui domine mais dont les électrons chauds ont une température modérée, et le TPD, qui ne produit pas beaucoup d’électrons chauds mais dont leur température est beaucoup plus élevée. Est-ce-que ces électrons très énergétiques jouent un rôle particulier dans la génération de la pression et dans le préchauffage ? C’est la question que nous allons examiner dans la prochaine partie.

Effet du TPD

Pour répondre à cette question, nous avons fait des simulations ne considérant que l'absorption résonante et l'instabilité Raman, et nous les avons comparées aux simulations avec électrons chauds présentées précédemment. Nous avons vu que le TPD ne représente que 2% de l'énergie totale absorbée. Ça veut dire qu'une énergie de moins de 500 J est déposée dans la cible par les électrons générés par TPD. On peut déjà avancer l'hypothèse que le TPD ne joue pas de rôle majeur sur la dynamique du choc.

En effet, comme nous pouvons voir sur la figure 5.22, le TPD ne change en rien l'absorption. Le moment d'émission du flash est également le même. L'effet du TPD est donc négligeable sur la propagation du choc.

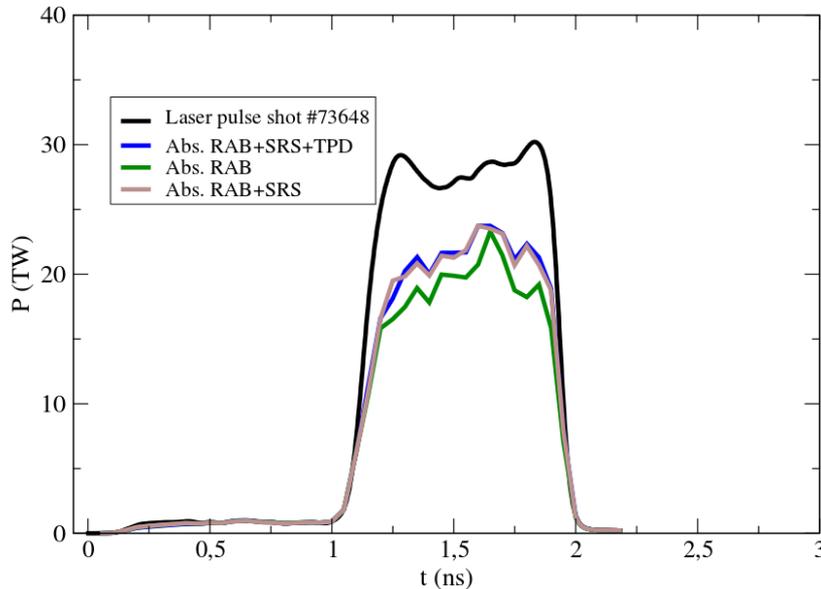


Figure 5.22: Comparaison entre l'énergie laser absorbée dans les simulations numériques réalisées avec le code hydrodynamique CHIC avec un limiteur de flux de 4%. Les simulations numériques ont été réalisées avec électrons chauds (bleu), sans électrons chauds (vert) et avec RAB et SRS (gris). Le pulse laser du tir# 73648 (noir) et également présenté.

Comme nous pouvons voir sur la figure 5.23 (gauche), l'effet du TPD sur le préchauffage est minime. On peut donc s'attendre à avoir exactement la même pression d'ablation et la même pression du choc que dans la simulation avec RAB+SRS+TPD, chose confirmée par la Fig. 5.23 (droite).

Nous confirmons donc les résultats expérimentaux présentés dans la figure 5.8: la génération d'électrons chauds par TPD est secondaire par rapport au SRS et n'a aucune influence sur la dynamique et la pression du choc.

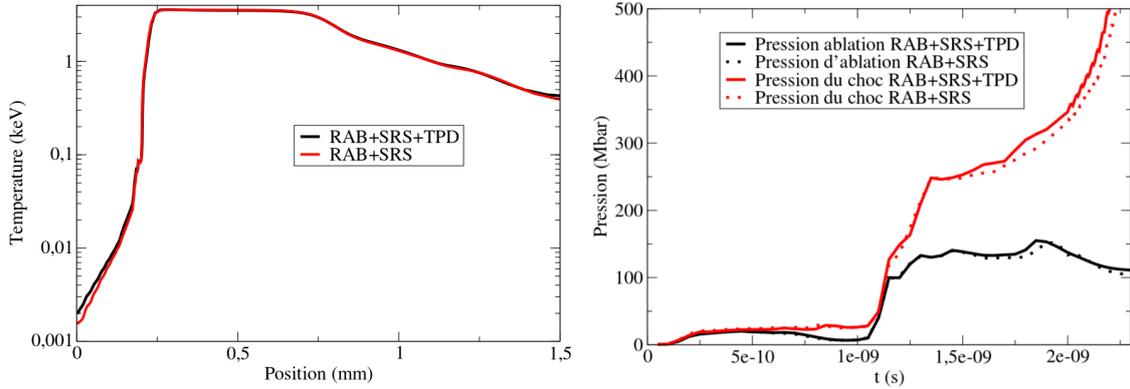


Figure 5.23: Profils de température (gauche) dans le cas avec TPD (noir) et sans TPD (rouge) et profils de pression (droite) d'ablation (noir) et du choc (rouge) dans le cas avec TPD (trait plein) et sans TPD (tiret) obtenus avec les simulations numériques réalisées avec le code hydrodynamique CHIC avec un limiteur de flux de 4%.

Comparaison avec le modèle analytique

Les résultats numériques que nous avons présentés sont bien en accord avec les résultats expérimentaux, ce qui nous permet de conclure sur l'existence et les caractéristiques des électrons chauds ainsi que sur les caractéristiques du choc. Nous voulons maintenant comparer l'expérience avec notre modèle analytique établi dans le Chap. 4.

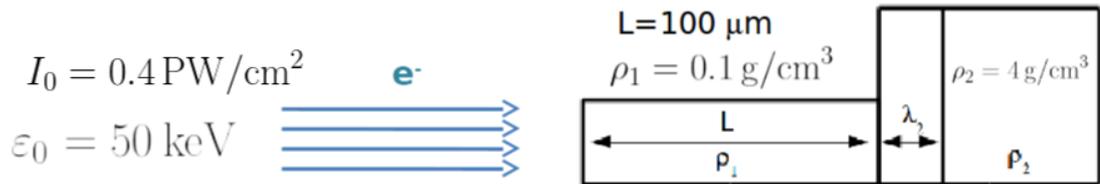


Figure 5.24: Profil de densité de la cible au moment de la génération des électrons chauds. Le plasma principal de densité $\rho_2 = 4 \text{ g/cm}^3$ est précédé d'un préplasma de longueur $\sim 100 \mu\text{m}$ et de densité $\sim 0,1 \text{ g/cm}^3$. L'énergie des électrons chauds est de 50 keV et l'intensité du faisceau est de $I_0 = 0.4 \text{ PW/cm}^2$.

Nous pouvons modéliser la cible par un plasma principal en CH, de densité $\rho_2 = 4 \text{ g/cm}^3$ précédé d'un préplasma de longueur $\sim 100 \mu\text{m}$ et de densité $\sim 0,1 \text{ g/cm}^3$ (voir figures 5.18 et 5.24). En supposant que 9% de l'énergie totale est transformée en électrons chauds nous trouvons l'intensité du faisceau d'électrons qui est de $I_0 = 0.4 \text{ PW/cm}^2$.

En considérant des électrons avec une température moyenne de 50 keV, dont le stopping range est de $R_0 = 2,7 \text{ mg/cm}^2$ dans le CH, nous pouvons calculer, avec les

expressions (4.22), (4.23) et (4.24), l'énergie ε_1 , l'intensité du faisceau d'électrons I_1 et le stopping range R_1 des électrons chauds à l'entrée du plasma dense. On obtient $\varepsilon_1 \sim 42$ keV, $I_1 \sim 0.3$ PW/cm² et $R_1 \sim 1,9$ mg/cm².

Grâce aux lois d'échelle données par les expressions (4.31) et (4.28) établies dans le Chap. 4 nous pouvons déterminer le moment de la formation et la pression du choc. Nous trouvons $t_{h2} \sim 150$ ps et $P_{h2} \sim 130$ Mbar.

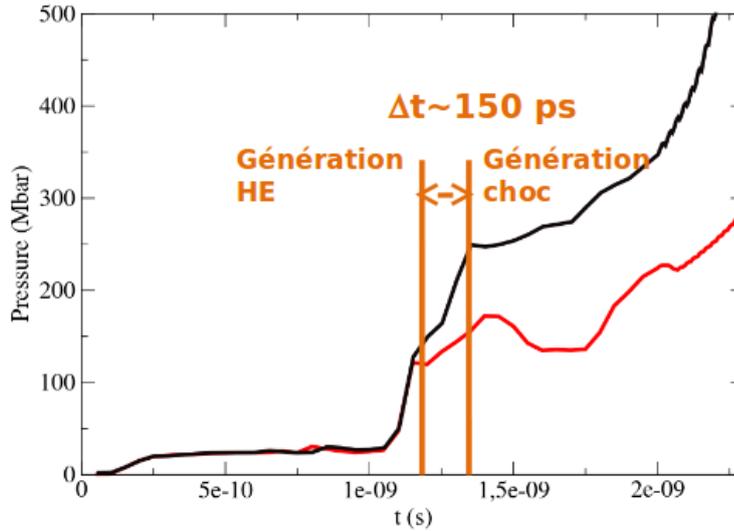


Figure 5.25: Profils temporels de la pression d'ablation, définie comme la pression où la vitesse de la matière est nulle dans le référentiel du laboratoire (noir) ainsi que la pression du choc le plus fort (rouge) dans le cas avec électrons chauds. Nous avons indiqué le moment de la génération des électrons chauds à $t \sim 1200$ ps ainsi que le moment de la génération du choc calculé à partir de l'expression(4.28).

Sur la figure 5.25, qui représente les profils de pression dans le cas avec électrons chauds, nous avons indiqué le moment $t \sim 1200$ ps où les électrons chauds sont générés. D'après notre modèle, le choc va donc être généré 150 ps après la génération des électrons chauds, donc à $t \sim 1350$ ps. Nous observons qu'effectivement à ce moment la pression du choc devient maximale de l'ordre de 300 Mbar. Notre modèle nous permet bien de prédire le moment de la formation du choc.

Sur la figure 5.26 (gauche), qui représente également les profils de pression dans le cas avec électrons chauds, nous voyons que la pression totale du choc est égale à la pression obtenue lors de l'interaction laser plasma qui est de ~ 180 Mbar plus la pression générée par les électrons chauds qui est de ~ 100 Mbar. Les résultats numériques sont en très bon accord avec les résultats obtenus avec notre modèle, résumés dans la figure 5.26 (droite).

On peut donc conclure que le modèle analytique établi dans le Chap. 4 nous permet, avec un nombre réduit de paramètres tels que la densité du préplasma et de la cible dense, l'intensité du faisceau d'électrons et leurs énergies ainsi que la

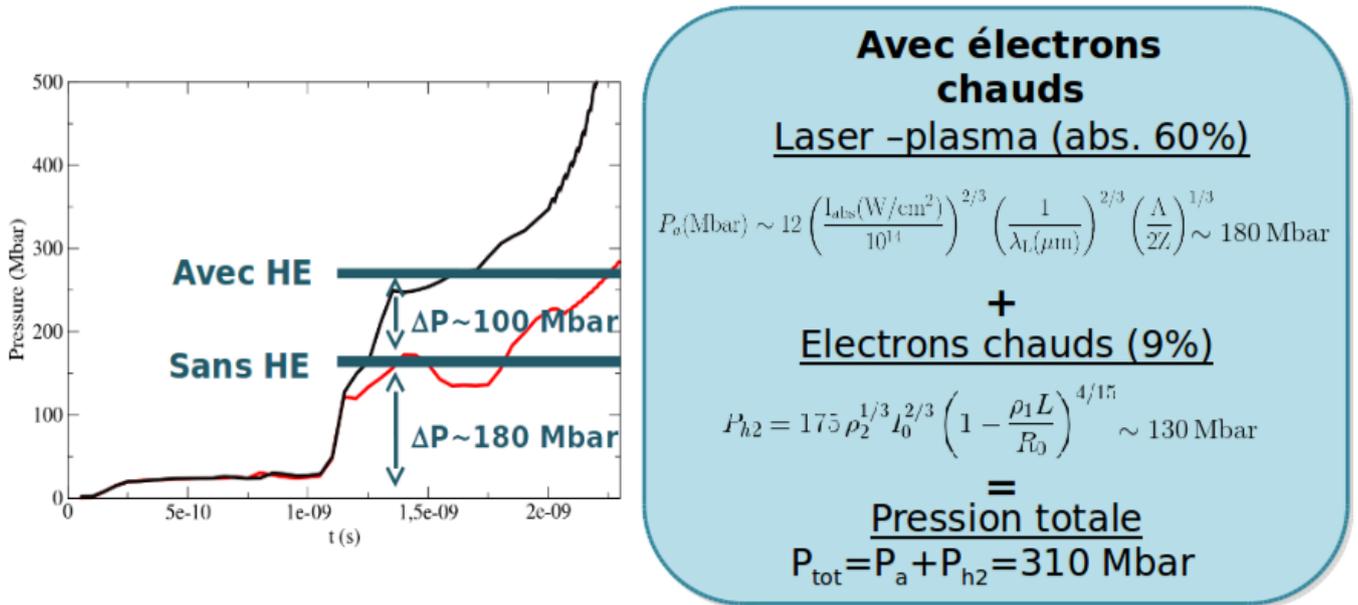


Figure 5.26: Profils temporels de la pression d’ablation, définie comme la pression où la vitesse de la matière est nulle dans le référentiel du laboratoire (noir) ainsi que la pression du choc le plus fort (rouge) dans le cas avec électrons chauds (gauche). La pression totale du choc est égale à la pression obtenue lors de l’interaction laser plasma qui est de ~ 180 Mbar plus la pression générée par les électrons chauds qui est de ~ 100 Mbar. A droite nous avons résumé les valeurs obtenues avec les lois d’échelles présentées dans les chapitres précédents.

longueur du préplasma, de prédire à l’avance quand le choc va se former et quelle sera sa pression. Néanmoins nous ne pouvons pas conclure sur la dynamique du choc après sa formation, puisque notre modèle ne prend pas en compte les effets de convergence ni les effets du laser.

5.1.5 Conclusion partielle

Dans cette première partie nous avons résumé les principaux résultats de la campagne *Strong Spherical Shock* sur l’installation laser OMEGA (LLE-Rochester). Une première série de résultats, présentés dans les Refs. [77] et [104] a permis de mieux comprendre le rôle des électrons chauds dans la génération du choc. On a pu observer que sans le lissage SSD du faisceau laser (i.e. qui est assimilé au cas sans électrons chauds dans les simulations), même si l’intensité incidente augmente, l’énergie absorbée est la même, mais elle n’est pas répartie de la même façon. Sans SSD, les instabilités paramétriques se développent plus fortement et plus d’électrons chauds sont générés. Ainsi, seulement si l’intensité laser est suffisamment basse, la pression d’ablation suivra la loi d’échelle (3.27), correspondant au régime collisionnel. Mais dès que l’intensité dépasse le seuil des instabilités paramétriques, les électrons chauds générés principalement par l’instabilité Raman vont renforcer la pression du choc (de plus de 50 %). En outre, une partie importante de l’énergie transportée par

les électrons chauds est déposée au delà du front d'ablation et permet d'augmenter la pression du choc généré par le spike.

L'effet des ablateurs avec différents numéros atomiques Z sur la pression d'ablation et la production d'électrons chauds pour des intensités lasers caractéristiques de l'allumage par choc a également été étudié expérimentalement. On a pu en tirer plusieurs conclusions générales: le choc atteint le centre de la cible plus vite quand le numéro atomique de l'ablateur augmente. Les expériences ont permis de conclure que plus le numéro atomique de l'ablateur augmente, plus d'électrons chauds sont générés.

Les électrons chauds générés ont pu être caractérisés expérimentalement. Leur température est comprise entre 60 et 80 keV et est indépendante de l'ablateur de la cible et du lissage du faisceau laser. Le pourcentage d'électrons chauds générés intégré dans le temps est compris entre 2 à 4% pour tous les ablateurs sauf pour le CH qui est de 8%. En effet, l'ablateur en CH se démarque des autres par ses résultats particuliers dû au plus important amortissement des ondes acoustiques-ioniques. Ce pourcentage élevé d'électrons chauds nous offre l'opportunité d'analyser l'effet des électrons chauds sur la dynamique du choc.

Nous avons donc choisi d'analyser le tir caractéristique #73648, avec l'ablateur en CH et sans lissage dont l'intense totale est de $3.9 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$. Nous avons confirmé le moment d'émission du flash (2436 ps), ainsi que les caractéristiques de la source d'électrons. Le TPD, étant négligeable par rapport au Raman malgré une température bien supérieure, ne joue aucun rôle dans la génération et la dynamique du choc. Ce sont donc principalement les électrons Raman, avec une température autour de 50 keV, qui vont permettre de renforcer la pression du choc de plus de 150 Mbar par rapport au cas sans électrons chauds. Néanmoins, nous avons constaté que ces électrons, dû à leur large distribution en énergie, sont également à l'origine d'un effet indésirable qui est le préchauffage, qui a pour principale conséquence de réduire la force du choc.

Nous voulons également préciser que nous avons réalisé des simulations en considérant le modèle de la conduction non-locale, mais les résultats n'étaient pas encore concluants. En effet, la température des électrons chauds étant proche de la température des électrons thermiques, leur effet n'était pas assez visible. Un modèle plus avancé est nécessaire pour décrire de façon consistante les électrons non-locaux et les électrons rapides générés par les instabilités paramétriques.

5.2 Proposition expérimentale pour LMJ/PETAL: étude d'un choc plan

La géométrie plane peut ne pas sembler adéquate pour l'étude de l'allumage par choc, puisque les effets de convergence ne sont pas pris en compte. Néanmoins les paramètres du plasma dans cette configuration sont beaucoup plus accessibles pour les diagnostics et favorables pour l'étude de la génération de hautes pressions dans la cible avec un préplasma ainsi que l'analyse du rôle des électrons chauds générés à partir des instabilités paramétriques dans la génération du choc et le préchauffage de

la cible. Les diagnostics disponibles permettent de recueillir suffisamment de données et assez précises pour des comparaisons détaillées avec les simulations numériques.

Les premières expériences, réalisées à OMEGA, PALS et au LULI avec une énergie laser de moins de 1 kJ sur une cible plane dans le but de comprendre le rôle des électrons chauds, ont permis de jeter un peu de lumière sur ce mécanisme complexe. Le principe est le même dans les trois cas: les cibles sont irradiées dans un premier temps par un pulse laser de faible intensité pour créer un plasma devant la cible ainsi qu'un premier choc qui va se propager à l'intérieur de la cible. Ensuite on envoie un pulse laser de forte intensité (jusqu'à quelques dizaines de PW/cm²), qui va générer un deuxième choc beaucoup plus fort à l'intérieur de la cible, comme illustré sur la figure 5.27.

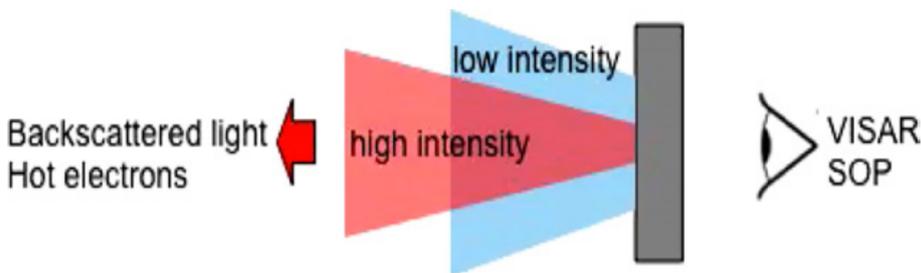


Figure 5.27: Mise en place expérimentale pour l'étude de chocs plans [17].

On a ainsi pu déterminer au LULI [18] qu'une très faible fraction d'électrons chauds avec des températures au delà de 60 keV sont produits. Les expériences réalisées à OMEGA [48] et à PALS [54] ont montré un efficacité de conversion de 1-2% de l'énergie du spike en électrons chauds et des températures de $\sim 50 - 70$ keV pour des intensités de quelques PW/cm². On a également pu confirmer que le SRS est le mécanisme principal de génération d'électrons chauds, alors que le TPD est négligeable. En outre, dû au profil de préplasma plus étendu que dans la géométrie sphérique, les températures des électrons chauds mesurées sont plus élevées, bien que leur quantité soit moins importante. Les mesures des temps de débouché du choc dans les trois installations ainsi que les mesures de la vitesse instantanée de la face arrière de la cible obtenues avec VISAR au LULI et à OMEGA, comparées avec des simulations numériques ont permis de déduire la valeur de la pression du choc ~ 90 Mbar [16, 18, 48]. Ce résultat assez faible est expliqué par les fortes pertes latérales dues à la taille insuffisante de la tache laser sur la cible.

Pour surmonter le problème de pertes latérales il faut passer aux installations de plus grande énergie au-delà de 10 kJ, comme LIL et LMJ. Une expérience réalisée à l'installation LIL en 2014 [19] et dédiée à la préparation de l'étude de l'allumage par choc au LMJ-PETAL, a permis de démontrer la possibilité de générer des chocs avec des pressions au-delà de 100 Mbar dans les conditions de l'allumage par choc dans des cibles hémisphériques. Cependant, l'intensité laser n'était pas suffisante pour l'évaluation du rôle des électrons chauds.

Dans cette partie nous présentons la conception de l'expérience ainsi que les résultats numériques préparés en collaboration avec le LULI (Laboratoire pour l'Utilisation de Lasers Intenses) à Palaiseau, afin d'étudier l'allumage par choc sur

l'installation LMJ-PETAL à partir de 2017. Le but de cette expérience est de démontrer la génération d'un choc fort dans les conditions de l'allumage par choc en géométrie plane avec l'intensité laser maximale disponible et en présence ou non de lissage laser. Concrètement, nous envisageons l'étude de la génération et la propagation de chocs forts (au delà de 200-300 Mbar) grâce aux électrons chauds.

Les diagnostics considérés sont : la détection du débouché par les diagnostics VISAR et SOP; le diagnostic de la vitesse de propagation du choc par la radiographie par les rayons X durs générés par un faisceau auxiliaire du LMJ ou du PETAL; les mesures du nombre et de l'énergie des électrons chauds par le rayonnement K-alpha de deux ou trois couches de matériaux implantés dans la cible. Notre objectif a été de dimensionner l'impulsion laser et la géométrie de cible pour obtenir la pression de choc maximale et de prévoir les signaux des diagnostics.

5.2.1 Description de LMJ/PETAL

Le choix de réaliser cette expérience sur l'installation LMJ-PETAL est justifié par le fait que ce laser est le plus adapté pour explorer toutes les échelles de la physique liées à l'allumage par choc. Les expériences qui ont déjà été réalisées à PALS et au LULI ont permis d'appréhender la physique dominante et les diagnostics, mais ont pu également montrer les limites de ces installations dues à l'énergie laser disponible limitée à une valeur inférieure à 1 kJ. Par contre, grâce à l'énergie beaucoup plus importante, les taches focales disponibles sur le LMJ/PETAL sont plus grandes avec un profil en intensité temporel et spatial mieux maîtrisé. Le LMJ est donc une opportunité unique de surpasser les pertes latérales et d'étudier les éléments majeurs de l'allumage par choc en géométrie plane avec les diagnostics adaptés.

Le Laser Mégajoule (LMJ) (voir figure 5.28) est une installation servant à étudier le comportement des matériaux dans des conditions extrêmes. Il est conçu de façon à délivrer sur une cible avec une taille inférieure au millimètre, en quelques nanosecondes, une énergie supérieure à un MJ. Des phénomènes physiques allant de températures de 100 eV à 100 keV et des pressions de 1 Mbar à 100 Gbar (si on attend l'ignition) pourront être étudiés. Il fait partie du programme Français *Simulation* développé par le CEA-DAM avec le but de remplacer les tests nucléaires souterrains par les expériences en laboratoire et les simulations numériques à grande échelle. Il est rentré en fonctionnement en 2014 avec 8 faisceaux disponibles pour des expériences dédiées à la simulation d'armes. Le programme prévoit une part importante des tirs (jusqu'à 20% à partir de 2017) consacrés aux expériences académiques y compris la fusion par confinement inertiel.

Le projet PETAL consiste à rajouter un autre faisceau de haute intensité (1 kJ, 1 ps) au LMJ. Cette nouvelle installation permettrait de combiner un faisceau de très haute intensité aux faisceaux de très haute énergie du LMJ pour le diagnostic de radiographie de haute résolution et les sources secondaires des particules chargées.

Le LMJ dispose de 22 chaînes laser (en configuration finale), implantées de part et d'autre de la chambre d'expérience. Huit faisceaux lasers pratiquement identiques sont regroupés pour former une chaîne laser. Une chaîne laser se compose d'un pilote, une section amplificatrice et de la fin de chaîne. A la fin de la chaîne laser,

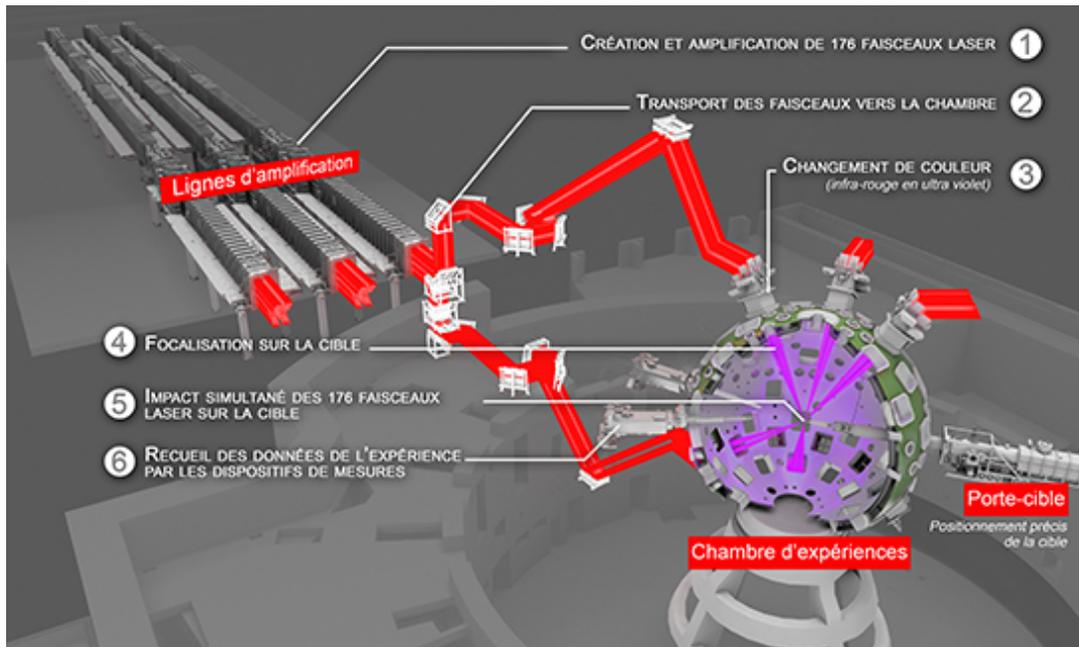


Figure 5.28: Schéma général de l'installation du LMJ [5]

en arrivant dans la chambre d'expériences, la fréquence de la lumière de chaque faisceau est triplée en passant de l'infrarouge (couleur à laquelle on peut le mieux amplifier le faisceau) à l'ultraviolet (pour optimiser l'interaction du laser avec la cible d'expérience). Ensuite chaque faisceau est focalisé pour passer d'une section de 400 mm x 400 mm à un diamètre de l'ordre de quelques dixièmes de mm sur la cible placée au centre de la chambre d'expériences.

Les diagnostics sont placés autour de la chambre d'expériences qui est une sphère de 10 m de diamètre.

Le LMJ est principalement conçu pour le schéma d'allumage indirect, les faisceaux lasers sont dirigés vers les cônes sur les hémisphères haut et bas de la chambre. 40 quads entrent dans la chambre d'expérience à travers des ports qui sont localisés aux angles polaires 33.2° et 49° . Il y aura encore 4 autres quads à l'angle polaire 59.5° , qui sont consacrés à des fins radiographiques (voir figure 5.29).

La possibilité de réaliser des expériences avec lissage ou sans lissage temporel laser est particulièrement intéressante pour estimer l'impact des électrons chauds, vu que les instabilités paramétriques sont plus sensibles au lissage temporel du faisceau laser. Ceci devrait nous permettre de conclure sur le rôle bénéfique ou pas des électrons chauds. Également, la versatilité de la forme temporelle des quads au LMJ nous permet, non seulement de réaliser le design nécessaire de la forme du pulse, mais aussi de réaliser la radiographie avec un pulse long indépendamment du pulse du laser utilisé pour la génération du choc.

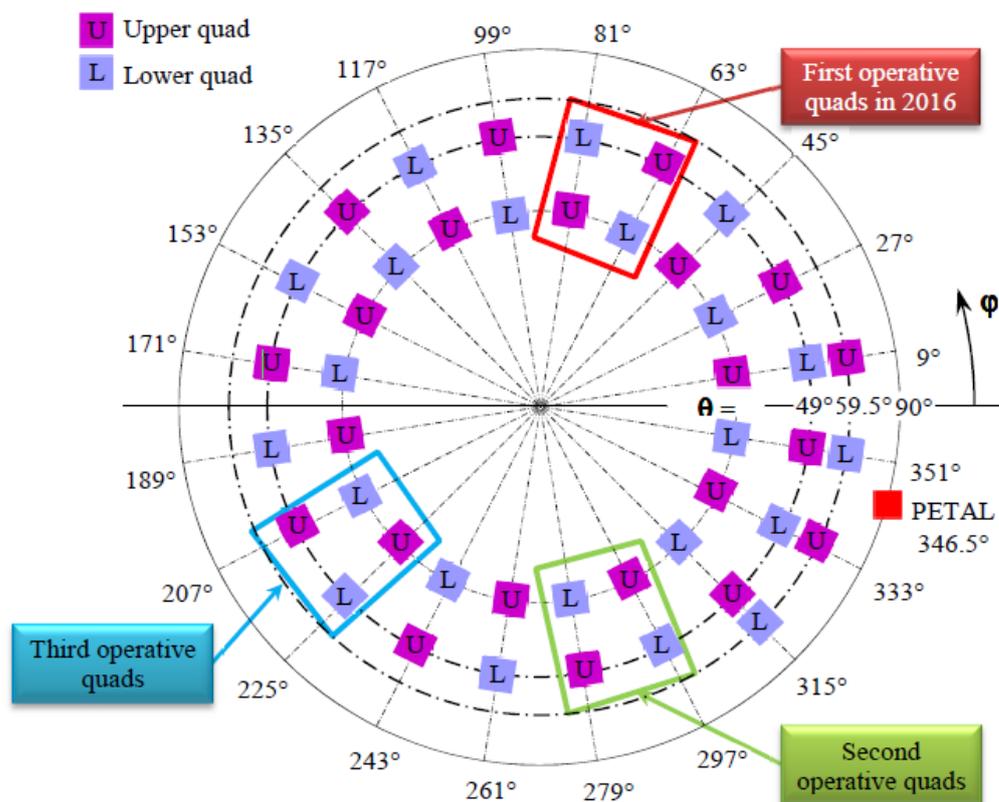


Figure 5.29: Géométrie d'irradiation du LMJ et PETAL. Les premiers quads opérationnels sont signalés sur la figure [5].

5.2.2 Mise en place expérimentale

Le but de l'expérience est de caractériser le choc fort lancé par le spike avec ou sans électrons chauds. La propagation du choc à travers la cible et la pression maximale atteinte dans le choc seront mesurées ou déduites. Puisque les instabilités paramétriques sont très sensibles à l'intensité laser locale, nous espérons que la fraction de population des électrons chauds dépende considérablement du lissage temporel des faisceaux laser. Donc l'expérience sera réalisée en activant et en désactivant le dispositif du lissage. Différents diagnostics que nous détaillerons ensuite seront utilisés pour déduire les caractéristiques de la population des électrons chauds et pour estimer la vitesse du choc.

Les quads 28L, 29U et 29L, représentés sur la figure 5.29, du LMJ équipés avec des lames de phase de type F (permettant la taille de la tache focale la plus petite possible) seront focalisées dans une seule tache avec une précision de pointage de 50 μm et avec une synchronisation entre les quads meilleure que 100 ps (voir figure 5.30 (gauche)). En plus du diagnostic standard SOP, qui permettra de mesurer le temps d'arrivée du choc à la face arrière de la cible par l'émission optique de la face arrière de la cible, nous utiliserons des radiographies de rayons X résolues spatialement et temporellement. Ces radiographies de la propagation du choc nous permettront de reconstruire l'histoire temporelle de la propagation du choc et donc mesurer sa

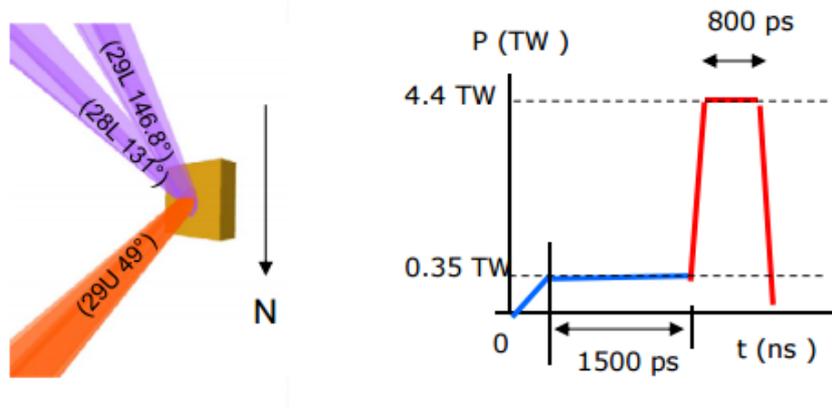


Figure 5.30: Configuration expérimentale (gauche) et forme du pulse laser (droite).

vitesse.

Impulsion laser et cibles

Selon l'analyse des simulations numériques préliminaires, qui sont présentées plus tard dans ce chapitre, nous considérons deux types de cibles différentes pour les deux séries de tirs:

-La première série utilisera des cibles en forme d'une pastille ronde, avec une première couche de CH de $60 \mu\text{m}$ d'épaisseur suivie par des couches de traceurs K- α avec chacune $5 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Ensuite on retrouve une couche de $500 \mu\text{m}$ de CH qui va permettre la radiographie du front du choc (voir figure 5.32 (gauche)).

-Dans la deuxième série nous utiliserons une cible constituée uniquement de CH dans le but d'observer plus facilement l'effet des électrons chauds sur la force du choc (voir figure 5.32 (droite)).

Les cibles sont irradiées par une impulsion laser représentée dans la figure 5.30 (droite) composée de deux parties: après une montée de 300 ps, un pré-pulse de 0.35 TW de durée $t = 1500$ ps va créer une couronne de plasma. Il sera suivi d'un spike de durée 800 ps avec une puissance de 4,4 TW pour chaque quad. L'intensité laser incidente demandée dans cette configuration expérimentale est de $9 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$.

Diagnostics

Les diagnostics qui seront disponibles au LMJ/PETAL sont suffisants pour obtenir toutes les données expérimentales nécessaires pour la comparaison avec les simulations numériques. Les diagnostics utilisés pour caractériser les expériences sont des radiographies résolues en temps et en espace, la spectrométrie de rayons X durs et la pyrométrie dans le domaine optique de la face arrière de la cible résolue en temps (en anglais *streaked optical pyrometry* (SOP)).

L'évolution de la **vitesse et de la pression du choc fort** sera caractérisée avec deux types de radiographie. La vitesse du choc ainsi que sa géométrie déterminera la pression du choc via des équations d'états appropriées. Dans un premier temps, on

I_{Las} (W/cm ²)	T_1 (keV)	f_1	T_2 (keV)	f_2	T_3 (keV)	f_3	ε_{min} (keV)	n_2/n_b
2.4	7	0.9690	28	0.031			19	0.137
8	7	0.8915	28	0.1085			26	0.552
24	8	0.7109	28	0.2793	135	0.0099	34	0.795

Table 5.4: Températures des électrons chauds décrivant les fonctions de distribution en énergie Maxwelliennes obtenues dans la Ref. [51] à partir de simulations 1D pour l'étude de l'interaction laser plasma dans le régime de l'allumage par choc. f_k représente la fraction d'électrons chauds avec la température correspondante T_k . L'énergie à partir de laquelle le fait d'approcher la fonction de distribution par une somme de Maxwelliennes est notée ε_{min} . Le nombre relatif d'électrons chauds avec la température T_2 est notée n_2 et est normalisé par le nombre total d'électrons chauds n_h .

utilisera PETAL pour réaliser une radiographie dans le domaine X instantanée avec un meilleur contraste. Ceci est particulièrement utile pour observer la propagation d'un choc à un temps donné. Grâce à ce diagnostic, et en comparant avec des simulations numériques il est possible de déduire la pression du choc. Cette radiographie sera complémentaire aux techniques de mesure standards de la pression du choc réalisées avec le diagnostic VISAR. Cependant, le diagnostic VISAR peut ne plus fonctionner avec des pressions de choc très élevées à cause du fait que le quartz du VISAR devient opaque [57]. La radiographie X représente donc le meilleur moyen pour mesurer des pressions allant au delà de 100 Mbar. Ensuite, la radiographie résolue temporellement multi-image va permettre de mesurer directement la vitesse du choc ainsi que sa géométrie pendant toute la propagation du choc.

Le diagnostic SOP sera utilisé pour observer le **temps de débouché des chocs** en mesurant la **température** de la face arrière de la cible. Ceci nous donnera des informations sur les équations d'état du matériau et le temps de débouché du choc sera comparé avec des simulations numériques. La température des électrons chauds et leur nombre seront mesurés avec les raies K- α émis par les couches témoins et aussi avec les spectres X bremsstrahlung émis par les électrons.

5.2.3 Modélisation numérique

Nous avons vu dans l'introduction de ce manuscrit (Ref. [51]) que lorsque les instabilités paramétriques se déclenchent la distribution en énergie des électrons chauds peut être décrite par deux ou trois fonctions Maxwelliennes avec des températures allant de quelques keV à quelques centaines de keV (voir tableau 5.4).

Sachant que nous attendons une intensité laser incidente d'environ 9 PW/cm², nous allons voir expérimentalement un grand nombre d'électrons (au moins la moitié du nombre total d'électrons chauds générés) avec un stopping range relativement fort, et qui peuvent donc contribuer à la génération du choc. Vu la forte intensité du faisceau laser, nous pouvons également atteindre un certain nombre d'électrons avec des énergies beaucoup plus élevées qui peuvent contribuer au préchauffage de

la cible en avant du choc.

Les résultats numériques présentés dans cette partie ont pour but de donner une première estimation de la pression du choc et de la dynamique du choc. Pour cela nous utilisons un modèle assez simple implémenté directement dans le code hydrodynamique CHIC (Ref. [104]). On suppose qu'une partie de l'énergie laser absorbée est transformée en électrons chauds monoénergétiques, déposant leurs énergie au-delà de la densité critique sur une distance définie par leur stopping range. Leur énergie est déposée de façon uniforme par unité de masse le long du stopping range. Les deux paramètres libres sont le pourcentage d'énergie transformée en électrons chauds et leurs énergie (donc leur stopping range).

Nous considérons deux cas différents: soit 10% soit 20% de l'énergie absorbée est transformée en un faisceau d'électrons chauds monoénergétiques de soit 50 soit 100 keV. Sachant que l'énergie laser absorbée est de $\sim 5,31$ kJ par faisceau (voir figure 5.31), ceci veut dire que soit ~ 530 J soit 1,06 kJ de l'énergie totale absorbée est déposée sur la cible par les électrons chauds respectivement. L'énergie de chaque faisceau laser totale est de $\sim 5,6$ kJ et l'absorption supposée est $\sim 95\%$, cette valeur élevée est expliquée par la géométrie de la simulation (1D) et le fait que dans le CH l'absorption collisionnelle domine. L'intensité du laser est de 9×10^{15} W/cm² et la forme de l'impulsion est la même que celle décrite dans la partie 5.2.2. La durée du plateau (800 ps) a été choisie de façon à ne pas ablater les traceurs.

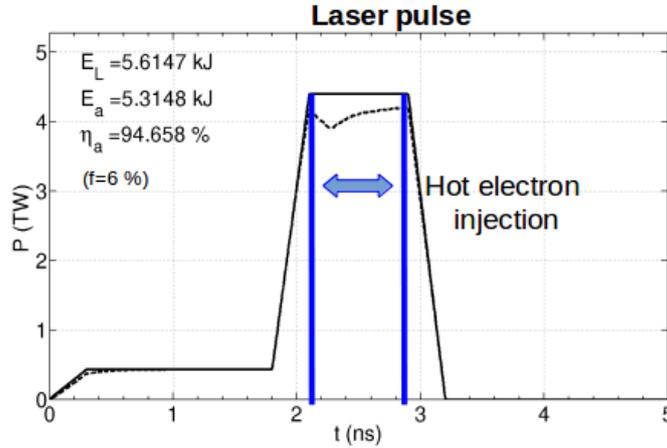


Figure 5.31: Forme temporelle laser utilisée dans les simulations numériques. L'énergie totale par faisceau est de 5,6 kJ, l'énergie absorbée est de 5.3 kJ ce qui représente une absorption de presque 95%. Les électrons chauds peuvent être activés ou non, pendant toute la durée du spike.

Les électrons chauds sont injectés pendant toute la durée du spike comme c'est présenté sur la figure 5.31. Nous comparons ces résultats avec les mêmes simulations sans électrons chauds. Le limiteur de flux dans toutes les simulations est de 5%, valeur validée par la Ref. [104], qui utilise le même modèle que nous.

Puisque les traceurs peuvent fortement perturber la propagation du choc, nous réalisons les simulations numériques pour deux cibles différentes: une constituée uniquement en CH puis une autre avec des traceurs, représentées sur la figure 5.32

(gauche). Dans un premier temps nous considérons une cible uniquement en CH avec une densité $\rho = 1.05 \text{ g/cm}^3$ de $575 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Ensuite nous considérons une cible composée de $60 \mu\text{m}$ suivi de 3 couches de $5 \mu\text{m}$ chacune de titane, argent et platine avec une densité de $\rho = 4.506 \text{ g/cm}^3$, $\rho = 10.49 \text{ g/cm}^3$ et $\rho = 21.45 \text{ g/cm}^3$ respectivement (voir figure 5.32 (droite)). Cette épaisseur de CH a été choisie, avec la durée du spike (1.5 ns), de façon à obtenir la coalescence des chocs après les traceurs dans le but de bien voir l'effet des électrons chauds sur la génération du choc créé par le spike. L'épaisseur des couches $K - \alpha$ a été déterminée de façon à ne pas impacter l'hydrodynamique de la propagation du choc ainsi que pour permettre aux rayons X de sortir de la cible en minimisant l'atténuation du signal dans le détecteur. On trouve ensuite $500 \mu\text{m}$ de CH dans le but de pouvoir étudier la propagation du choc.

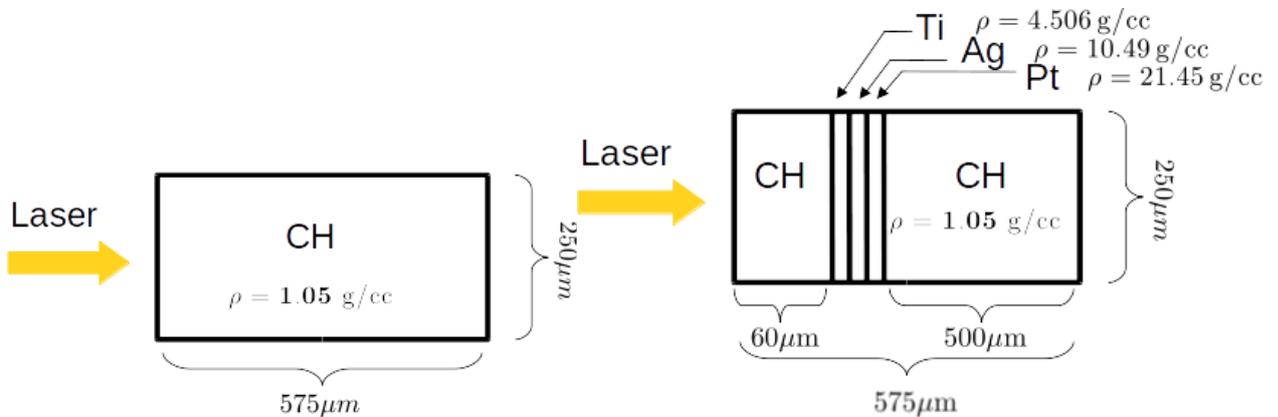


Figure 5.32: Cibles utilisées pour les simulations numériques.

Le stopping range des électrons chauds de 50 et 100 keV dans le CH est respectivement de $2,79 \text{ mg/cm}^2$ et de $9,75 \text{ mg/cm}^2$ comme le montre la figure 5.33. Ceci correspond à une longueur de pénétration de $7 \mu\text{m}$ et $24 \mu\text{m}$ respectivement en considérant que lors du lancement du spike la densité du plastique CH de la cible est de 4 g/cm^3 après le passage du premier choc. On remarquera que cette première simulation est extrêmement limitée puisque le faisceau d'électrons considéré étant monoénergétique, nous ne pouvons pas conclure sur le préchauffage.

Génération d'un choc dans la cible CH avec et sans électrons rapides

Regardons dans un premier temps ce qui se passe dans la cible la plus simple, celle constituée uniquement en CH, dans le cas sans et avec électrons chauds.

Sans électrons chauds

La figure 5.34 montre le diagramme de marche (gauche) et la pression en fonction de la masse de la cible et du temps (droite). On voit qu'à $t = 0 \text{ ps}$ un premier choc d'environ 50 Mbar est lancé. Ce choc se propage à l'intérieur de la cible. En même temps un plasma est créé devant la cible. A $t = 2.1 \text{ ns}$, le spike est lancé. Ceci génère un deuxième choc avec une pression beaucoup plus élevée $\sim 250 \text{ Mbar}$, qui

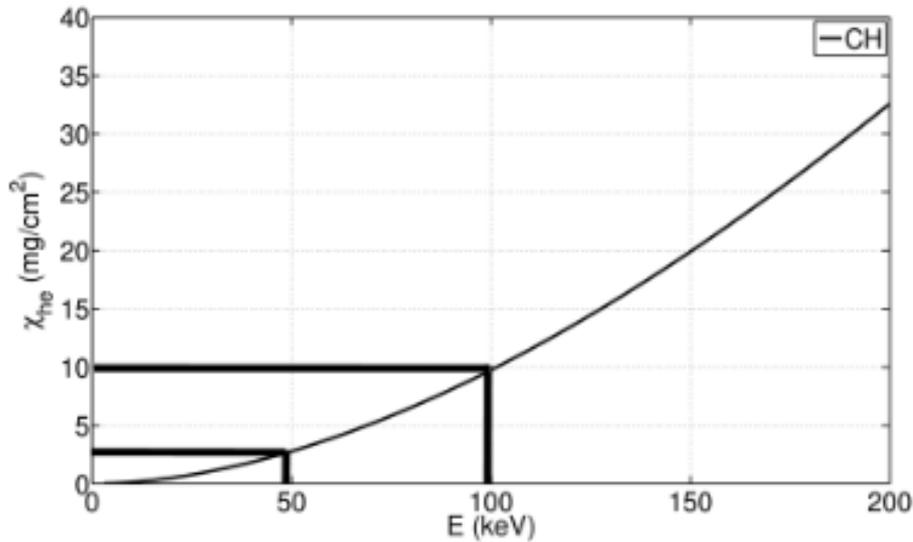


Figure 5.33: Stopping range en fonction de l'énergie des électrons, pour un faisceau monoénergétique se propageant dans du CH[84]

se propage également vers l'intérieur de la cible. Pendant cette phase la pression de ce choc va augmenter jusqu'à atteindre une pression maximale de presque 500 Mbar. Ensuite il va coalescer avec le premier choc à $t = 2.5$ ns, seulement 400 ps après le lancement du spike.

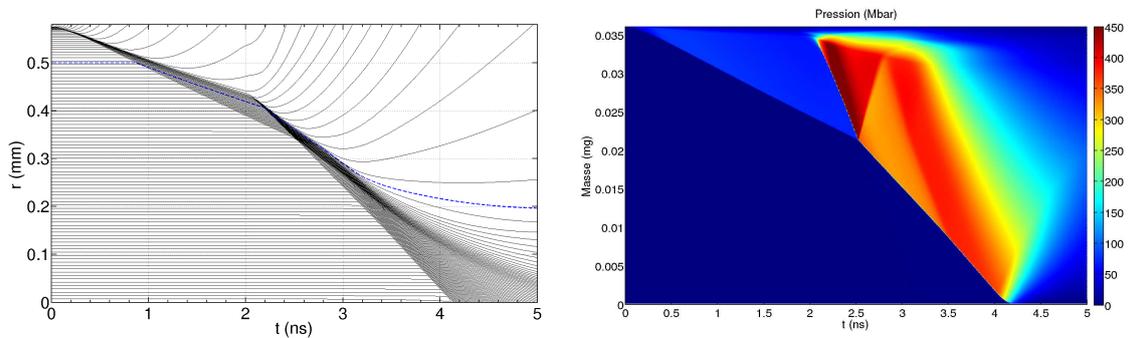


Figure 5.34: Diagramme de marche (gauche) et pression en fonction du temps et de la masse de la cible (droite) pour la cible en CH sans électrons chauds.

Après la coalescence des deux chocs la pression diminue fortement (voir figure 5.35) jusqu'à ~ 350 Mbar. Suite à la coalescence la détente va monter à l'arrière et un choc plus faible va continuer à se propager pour atteindre la face arrière de la cible à 4.1 ns.

Avec électrons chauds 50 keV

Lorsque nous injectons un faisceau d'électrons monoénergétiques de 50 keV avec soit 10% soit 20% de l'énergie laser absorbée transformée en électrons chauds on observe

immédiatement une augmentation de la pression, comme on peut le voir sur la figure 5.35. Elle montre l'évolution temporelle (gauche) et spatiale (droite) de la pression du choc dans les cas sans électrons chauds et avec électrons chauds (10% et 20%).

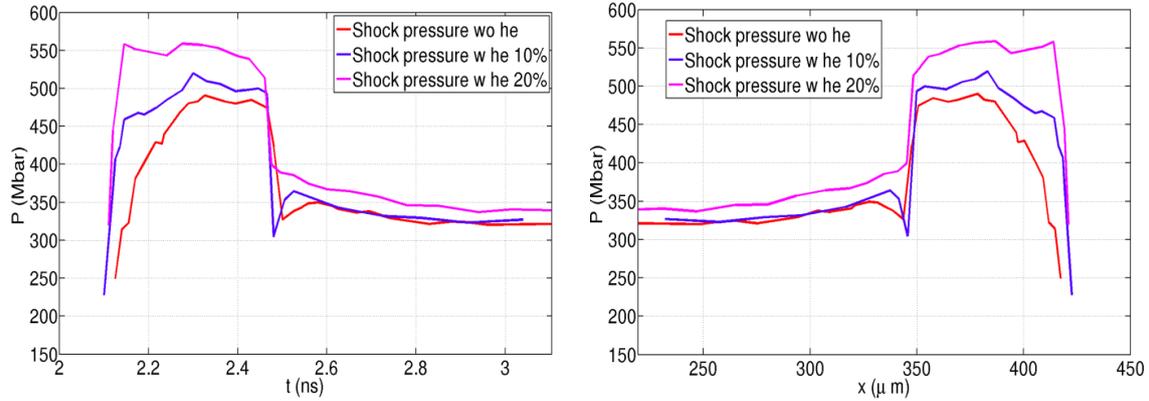


Figure 5.35: Évolution temporelle (gauche) et spatiale (droite) de la pression dans le cas sans électrons chauds (rouge) et avec 10 % (bleu) et 20 % (magenta) de l'énergie absorbée transformée en électrons chauds de 50 keV dans une cible CH.

La valeur de la pression est relevée à partir du lancement du spike. Quand 10% de l'énergie absorbée est transformée en électrons chauds, la pression dépasse légèrement les 500 Mbar, valeur qui augmente jusqu'à 550 Mbar pour un pourcentage de 20%. La coalescence des deux chocs pour les deux cas se produit au même moment $t \sim 2.5$ ns et au même endroit $345 \mu\text{m}$. Après la coalescence, la pression du choc diminue fortement jusqu'à atteindre environ 350 Mbar dans tous les cas. En effet, la pression du choc est presque identique après la coalescence en présence ou pas d'électrons chauds (la différence est seulement +20 Mbar dans le cas 20%). De plus, comme on peut voir sur la figure 5.37, le temps de débouché du choc est exactement le même dans ces trois cas. La contribution des électrons chauds n'est pas suffisante pour être observée dans cette expérience.

Avec électrons chauds 100 keV

Les résultats obtenus pour des électrons monoénergétiques de 100 keV sont similaires à ceux obtenus avec des électrons de 50 keV. Nous avons également relevé l'évolution temporelle et spatiale de la pression du choc (voir figure 5.36). On observe que pour un pourcentage de conversion en électrons chauds de 10% la pression dépasse les 550 Mbar, alors que pour 20% la pression va au-delà de 650 Mbar. On voit bien l'effet des électrons chauds sur la génération de la pression après le spike. Plus l'énergie et plus le pourcentage d'électrons chauds augmente plus la pression du choc augmente. Mais comme dans le cas de 50 keV, après la coalescence du premier choc avec le choc généré par le spike la pression du choc diminue fortement. Dans le cas 10%, la coalescence se produit à 2.47 ns et à $345 \mu\text{m}$ du centre de la cible et la pression diminue jusqu'à ~ 390 Mbar (-160 Mbar). Dans le cas 20%, la coalescence se produit

à 2.4 ns et à 353 μm du centre de la cible, la pression diminue jusqu'à ~ 460 (-190 Mbar).

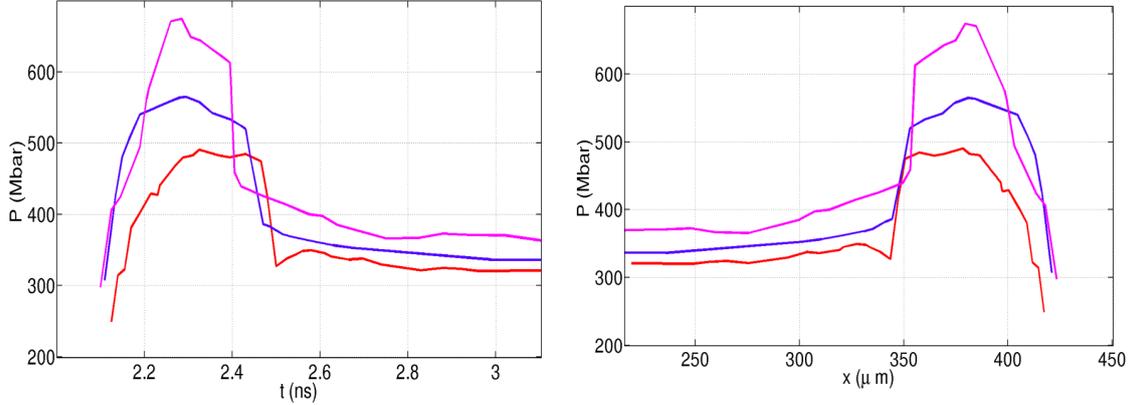


Figure 5.36: Évolution temporelle (gauche) et spatiale (droite) de la pression dans le cas sans électrons chauds (rouge) et avec 10 % (bleu) et 20 % (magenta) de l'énergie absorbée transformée en électrons chauds de 100 keV dans une cible en CH.

Même si dans ce cas après la coalescence des chocs la pression est légèrement supérieure dans le cas avec électrons chauds que sans électrons chauds (+60 Mbar), le temps de débouché du choc est exactement le même dans les deux cas. Peu importe l'énergie des électrons chauds et le pourcentage d'électrons chauds générés, le temps de débouché du choc à l'arrière de la cible est le même et d'environ 4 ns (voir figure 5.37). Cette faible différence dans l'amplitude de choc transmis après la coalescence est expliquée par la force du premier choc qui a déjà comprimé le plastique.

Par contre, une forte différence en dehors de l'augmentation de la pression de l'onde de choc avant la coalescence peut être observé sur la figure 5.37. Sans électrons chauds uniquement deux chocs sont générés: le premier est formé tout au début par le prépulse et le deuxième est créé par le spike. En présence d'électrons chauds on retrouve un troisième choc créé par les électrons, comme nous avons vu dans le chapitre 4. Le faisceau monoénergétique de 100 keV possédant une longueur d'arrêt plus importante que le faisceau de 50 keV, les électrons chauds vont déposer leurs énergie au delà du front du choc généré par le spike. Quand l'onde de choc formée par les électrons chauds est lancée, une onde de détente va de propager vers l'extérieur de la cible (voir figure 5.37 (bas)). Ceci aura comme effet de diminuer la pression du choc à $t \sim 2.3$ ns, comme on peut remarquer sur la figure 5.36 pour 20% d'électrons chauds. On voit également que un stopping range plus petit conduit à un établissement de la pression maximale plus court, puisque le front du choc généré par les électrons chauds interagit plus vite avec le front du choc généré par le spike en renforçant la pression.

Les résultats numériques obtenus pour la cible uniquement en CH montrent qu'on ne pourra utiliser le diagnostic SOP que pour la mesure de la température de la cible et donc l'augmentation de pression du choc due aux électrons chauds ne

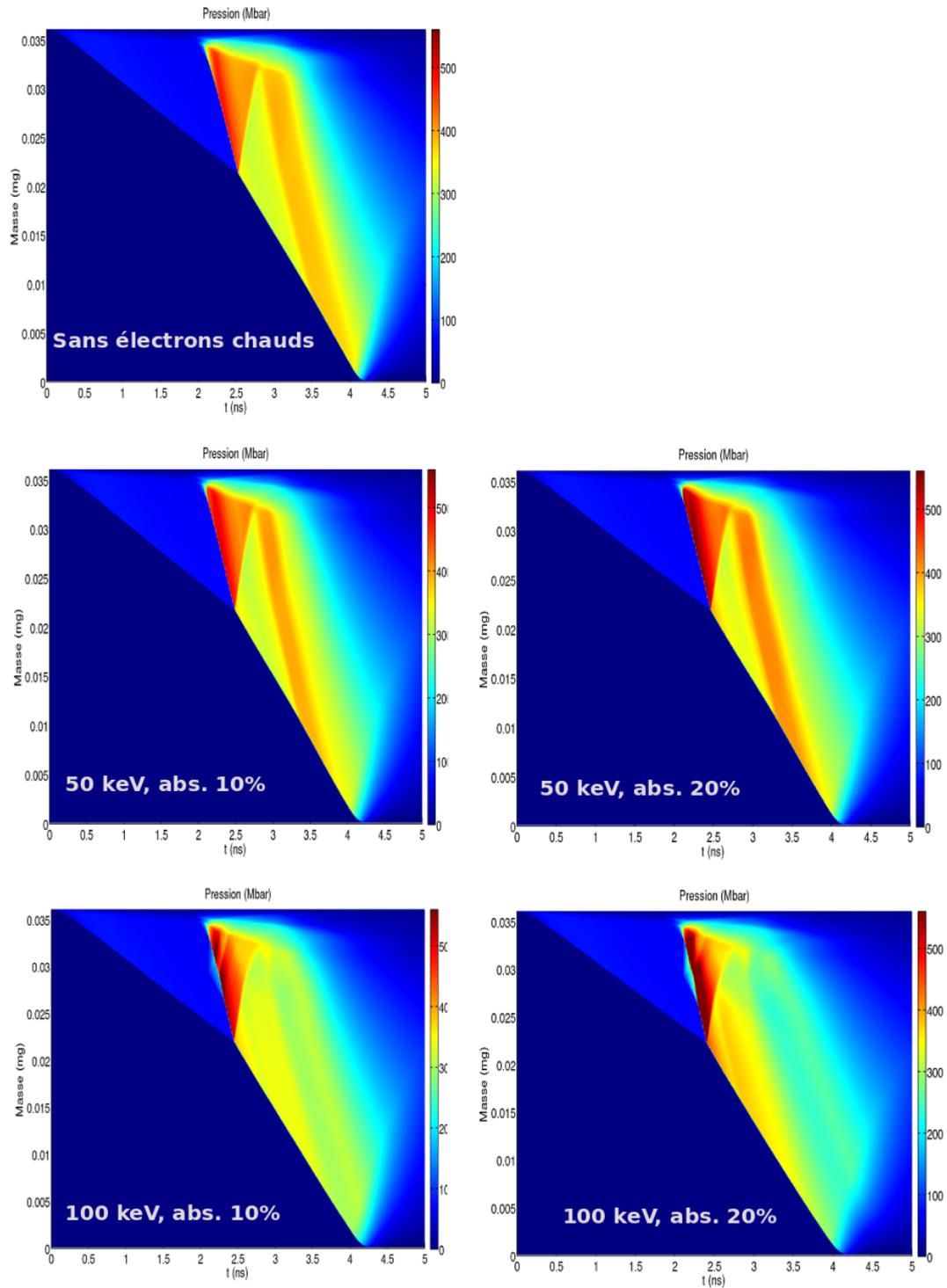


Figure 5.37: Pression en fonction du temps et de la masse de la cible pour une cible en CH dans le cas sans électrons chauds (haut), des électrons chauds de 50 keV (milieu) et des électrons de 100 keV (bas) en considérant 10% (gauche) et 20% (droite) d'énergie absorbée transformée en électrons chauds.

pourra être déduite. Or, la vitesse du choc avant la coalescence peut être déduite en utilisant le diagnostic de radiographie.

Effet les traceurs sur la génération de choc

Nous avons ensuite considéré la cible présentée dans la figure 5.32 (droite), avec les traceurs. Nous avons analysé le cas sans électrons chauds ainsi que le cas d'un faisceau monoénergétique de 50 keV.

Sans électrons chauds

La figure 5.38 montre le diagramme de marche (gauche) et la pression (droite) en fonction de la coordonnée massique de la cible et du temps. On voit qu'à $t = 0$ ps un premier choc d'environ 50 Mbar est lancé. A $t = 0.9$ ns, il va rencontrer l'interface entre le CH et le titane, puis celle avec l'argent puis le platine pour finalement ressortir dans la dernière couche de CH à $t = 1$ ns. En traversant les traceurs la pression du choc augmente légèrement pour rediminuer jusqu'à la pression initiale (~ 50 Mbar) après la sortie des traceurs. Ce choc va se propager à l'intérieur de la cible pendant environ 1,5 ns. À $t = 2.1$ ns le spike est lancé. Ceci va générer un deuxième choc avec une pression beaucoup plus élevée ~ 250 Mbar (voir figure 5.35), qui se propage vers l'intérieur de la cible. Cependant, à l'interface entre le platine et le CH la pression va chuter en dessous des 300 Mbar. Environ 300 ps après, ce choc va coalescer avec le premier choc en rediminuant encore sa pression qui descendra en dessous des 200 Mbar. L'onde de détente qui se propageait vers l'extérieur de la cible a rebondi à la face externe de la cible. Le choc qui est ainsi généré va venir rejoindre ce choc de 200 Mbar en ré-augmentant légèrement sa pression jusqu'à 300 Mbar vers 2.8 ns.

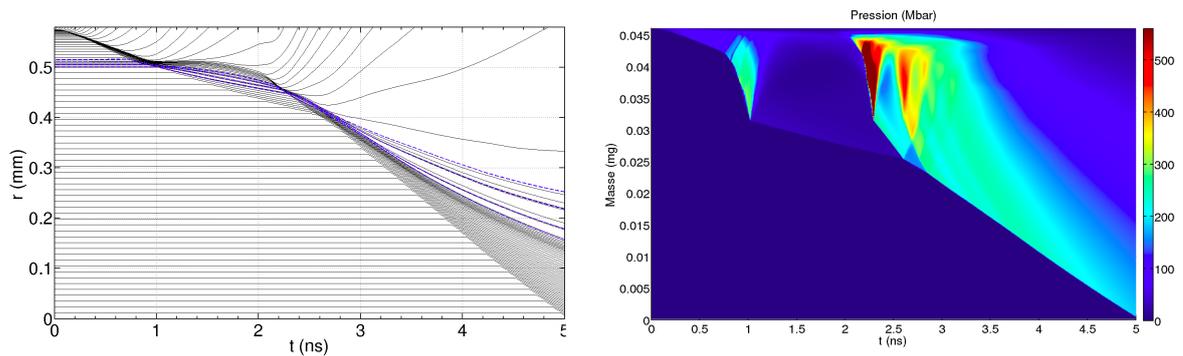


Figure 5.38: Diagramme de marche (gauche) et pression en fonction du temps et de la masse de la cible (droite) pour la cible avec traceurs sans électrons chauds.

Ensuite le choc continue à se propager pour atteindre la face arrière de la cible à ~ 5 ns.

Avec électrons chauds 50 keV

Pour cette cible nous avons considéré uniquement un faisceau d'électrons monoénergétiques de 50 keV. En effet, comme nous pouvons observer sur la figure 5.38, l'épaisseur du CH est de quelques micromètres au moment de l'injection des électrons, alors que la longueur d'arrêt des électrons de 100 keV dans le CH est de 24 μm . Les électrons déposeraient alors une partie de leur énergie dans les différents traceurs. Ce cas n'est pas intéressant pour notre expérience.

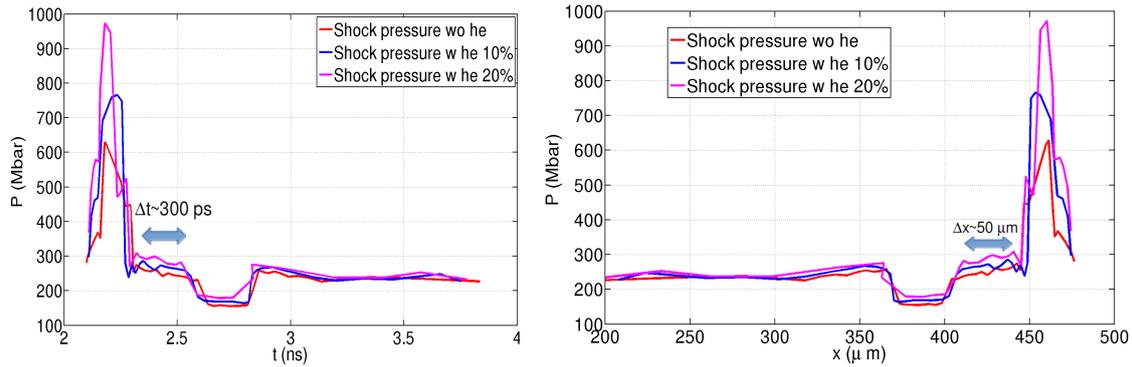


Figure 5.39: Évolution temporelle (gauche) et spatiale (droite) de la pression dans le cas sans électrons chauds (rouge) et avec 10 % (bleu) et 20 % (magenta) de l'énergie absorbée transformée en électrons chauds de 50 keV dans une cible avec traceurs.

L'évolution temporelle et spatiale de la pression du choc dans le cas sans électrons chauds ainsi que pour un pourcentage de 10 et 20 % est représentée sur la Fig. 5.39. On constate qu'à l'intérieur des traceurs la pression du choc augmente considérablement, pouvant atteindre plus de 900 Mbar pour 20% d'électrons. Mais à la sortie des traceurs le comportement du choc et sa pression sont exactement les mêmes que dans le cas sans électrons chauds. La sortie des traceurs et la coalescence des différents chocs se produisent exactement au même moment. La pression du choc sont les mêmes et son arrivée à la face externe de la cible se produit donc au même moment. Donc, même si la distance spatiale (50 μm) et le délai temporel (300 ps) entre la sortie des traceurs et la coalescence du premier choc avec le choc du spike sont suffisants pour réaliser les radiographies pour déterminer la vitesse des chocs, la différence des pressions n'est pas suffisante pour clairement différencier le rôle des électrons chauds dans la génération de choc.

5.2.4 Conclusion partielle

Suite aux expériences réalisées à l'installation LIL en février 2014 [19] dédiées à la préparation de l'étude de l'allumage par choc au LMJ-PETAL, nous présentons ici un design préliminaire de l'expérience au LMJ-PETAL dans le but de démontrer le rôle des électrons chauds dans l'allumage par choc. Le choix de l'étude d'un choc plan est justifié par la géométrie de faisceaux et les diagnostics disponibles. L'objectif principal est de mesurer la pression du choc ainsi que de déterminer sa dynamique. Pour

cela nous avons considéré deux cibles différentes: une constituée uniquement en CH et une autre avec des traceurs, qui devraient permettre de faciliter les radiographies.

Les simulations numériques réalisées avec un modèle simple montrent les difficultés des mesures. Bien que l'effet de renforcement du choc par les électrons chauds est observé, on ne peut pas le mesurer clairement par les diagnostics SOP et VISAR de la face arrière de la cible. La coalescence du choc généré par le spike avec le premier choc diminue fortement les effets sur la pression du choc transmis et sa dynamique.

L'inclusion des traceurs dans la cible permettra de mesurer les caractéristiques des électrons chauds mais ils perturbent encore les chocs et effacent les signatures des électrons chauds. Ces simulations nous ont permis de choisir un schéma expérimental en deux étapes séparées. Dans la première série des tirs on va utiliser les cibles avec les traceurs pour mesurer les caractéristiques des électrons chauds sans mesurer ses effets sur les chocs. Dans un deuxième temps, nous allons utiliser la cible sans traceurs avec la longueur comparable à la distance de coalescence avec le but de mesurer la vitesse du choc généré par le spike avant la coalescence. Il est nécessaire maintenant d'effectuer les simulations plus détaillées et précises pour les conditions prévues dans l'expérience.

5.3 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté deux types d'expériences consacrées à l'étude de l'allumage par choc et plus particulièrement au rôle des électrons chauds, auxquelles nous avons participé. Dans un premier temps nous avons exposé les principaux résultats de la campagne *Strong Spherical Shock* qui comme son propre nom l'indique est consacrée à l'étude d'un choc sphérique, puis nous avons présenté les résultats numériques préliminaires obtenus dans le but de préparer une expérience au LMJ-PETAL avec l'objectif d'étudier un choc plan.

L'expérience réalisée à OMEGA a permis de mieux comprendre le rôle des électrons chauds dans la génération du choc. Sans le lissage du faisceau laser, si l'intensité incidente augmente, l'énergie absorbée n'est pas répartie de la même façon. Dans les tirs sans lissage SSD, les instabilités paramétriques se développent et des électrons chauds sont générés. Ainsi, seulement si l'intensité laser est suffisamment basse, la pression d'ablation suivra la loi d'échelle (3.27), correspondant au régime collisionnel. Mais dès que l'intensité dépasse le seuil des instabilités paramétriques, les électrons chauds vont renforcer la pression du choc (de plus de 50 %). En effet, une partie importante de l'énergie transportée par les électrons chauds est déposée au delà du front d'ablation et permet d'augmenter la pression du choc généré par le spike.

L'effet des ablateurs avec différents numéros atomiques Z sur la pression d'ablation et la production d'électrons chauds pour des intensités lasers caractéristiques de l'allumage par choc a également été étudié. On a pu en tirer plusieurs conclusions générales: le choc atteint le centre de la cible plus vite quand le numéro atomique de l'ablateur augmente. Nous avons pu également conclure que plus le numéro

atomique de l'ablateur augmente, plus d'électrons chauds sont générés.

Les électrons chauds générés ont pu être caractérisés expérimentalement. Leur température est comprise entre 60 et 80 keV et est indépendante de l'ablateur de la cible et du lissage du faisceau laser. Le pourcentage d'électrons chauds générés intégré dans le temps est compris entre 2 à 4% pour tous les ablateurs sauf pour le CH qui est de 8%. L'ablateur en CH se démarque des autres par le plus grand nombre des électrons chauds produits. Cet effet est associé à l'amortissement plus fort de l'onde acoustique-ionique. Ce pourcentage élevé d'électrons chauds nous offre l'opportunité d'analyser l'effet des électrons chauds sur la dynamique du choc.

Nos simulations numériques réalisées pour l'ablateur de CH et sans SSD nous ont permis de déduire la pression du choc ainsi que de caractériser la source d'électrons. Le TPD, étant négligeable par rapport au SRS malgré une température bien supérieure, ne joue aucun rôle dans la génération et la dynamique du choc. Ce sont donc principalement les électrons SRS, avec une température autour de 50 keV, qui vont permettre de renforcer la pression du choc de plus de 150 Mbar par rapport au cas sans électrons chauds. Cependant, nous avons constaté que ces électrons sont également à l'origine d'un effet indésirable qui est le préchauffage, qui a pour principale conséquence de réduire la force du choc.

Les résultats numériques obtenus lors de l'étude d'un choc plan pour une future expérience au LMJ-PETAL ont permis d'envisager un schéma particulier, avec les tirs séparés dédiés au diagnostic des électrons chauds et le renforcement du choc par la radiographie.

Chapitre 6

Conclusion

Le but de cette thèse est d'étudier la génération de très hautes pressions dans le plasma par les électrons énergétiques, pour l'allumage de réactions nucléaires de fusion par confinement inertiel. Nous considérons en particulier le schéma d'allumage par choc, ce dernier étant une approche prometteuse pour obtenir de l'énergie à grande échelle. Pour faire de l'allumage par choc une réalité, il faut être capable de générer des pressions d'ablation d'environ 300-400 Mbar. Une compréhension fine des mécanismes à l'origine de la génération de fortes pressions dans ce contexte est donc nécessaire.

Lors de l'interaction laser-plasma, deux populations distinctes d'électrons peuvent être générées: des électrons thermiques, caractérisés par une fonction de distribution Maxwellienne, et des électrons suprathermiques qui vont être à l'origine de la création d'une onde de choc. Le rôle des électrons thermiques est bien connu, la pression de choc engendré par ces électrons est décrite par la loi d'échelle (3.27).

La population d'électrons suprathermiques est générée au moment du spike par des effets non-linéaires. Les instabilités paramétriques -diffusion Raman stimulée (SRS) et décomposition en deux plasmons (TPD)- sont responsables de la production des électrons suprathermiques.

Le modèle permettant de calculer la pression de choc induit par les électrons chauds et le temps de sa formation à été proposé dans la Ref. [84]. Mais les contraintes de ce modèle théorique sont assez importantes. Le faisceau d'électrons est considéré comme monoénergétique et le profil de densité du plasma est considéré constant.

Nous avons élargi ce modèle à la distribution en énergie d'électrons et le profil de densité de plasma arbitraires. Nous avons introduit un nouveau paramètre, appelé le *stopping range moyen*, (4.9) qui détermine la position dans la cible où le choc se forme. Le rôle déterminant du stopping range moyen a été confirmé par la comparaison entre un faisceau monoénergétique et une distribution exponentielle portant le même flux d'énergie.

Les paramètres clés de notre modèle sont le stopping range moyen $\langle R \rangle$, la densité du plasma ρ_0 et le flux du faisceau d'électron I_{b0} , qui définissent en con-

séquence la position caractéristique de la formation du choc $\langle L \rangle = \langle R \rangle / \rho_0$, la vitesse du choc $D = (I_{b0}/\rho_0)^{1/3}$, le temps de formation du choc $t_h = \langle L \rangle / D$, et la pression en aval du choc $P_h = \rho_0 D^2$.

Cependant, la distribution en énergie d'électrons plus étendue conduit à un dépôt en énergie plus homogène ce qui implique un temps de formation du choc plus long et une diminution de la force du choc. Ces conséquences sont à prendre en compte pour le design des cibles pour l'allumage par choc. La densité surfacique de la cible au moment du lancement du spike doit être considérablement supérieure au stopping range moyen des électrons afin d'éviter le préchauffage et de permettre au choc de se développer totalement.

L'extension de ce modèle simple au cas d'un plasma inhomogène nous a permis de montrer que la couronne de faible densité diminue l'énergie des électrons rapides et donc la quantité d'énergie déposée dans la cible comprimée. Ceci conduit à une réduction du temps nécessaire à la formation du choc, de la pression du choc et de l'efficacité de la conversion de l'énergie des électrons vers l'onde de choc.

Une couronne épaisse pourrait se traduire par une plus forte absorption de l'énergie des électrons dans les parties moins denses de la cible et donc par la génération d'une onde de choc de pression plus faible. Cependant, le préplasma permet de contrôler le temps de formation du choc ainsi que la pression du choc pour optimiser les conditions de sa génération.

Le modèle théorique nous permet de mettre en avant deux paramètres décisifs: le stopping range moyen $\langle R \rangle$ et la densité surfacique du préplasma $\rho_1 L$. Avec ce modèle théorique nous sommes donc capables de ramener des cas physiques compliqués à des situations simplifiées connues.

Le modèle théorique de la formation du choc par les électrons chauds est la base pour l'étude expérimentale du rôle de ces électrons dans le contexte de l'allumage par choc. Dans un premier temps nous avons donné l'interprétation de l'expérience de la génération d'un choc sphérique sur l'installation OMEGA. Grâce à la comparaison des simulations numériques d'un tir représentatif aux résultats expérimentaux nous avons caractérisé la source d'électrons ainsi que la pression et la dynamique du choc. En particulier, dans le tirs sans le lissage le développement de l'instabilité paramétrique SRS conduit à la conversion de 8% de l'énergie absorbée en électrons chauds qui renforcent la pression du choc de plus de 50%.

Les électrons chauds générés sont caractérisés expérimentalement et numériquement. Leur température est comprise entre 60 et 80 keV et est indépendante de l'ablateur de la cible et du lissage du faisceau laser. Le rôle de l'instabilité TPD est négligeable pour la génération du choc malgré une température bien supérieure par rapport du SRS. Ce sont donc principalement les électrons générés par SRS, avec une température autour de 50 keV, qui renforceront la pression du choc de plus de 150 Mbar. Cependant, ces électrons sont également à l'origine du préchauffage de la cible, qui a pour principale conséquence de réduire la force du choc.

Nous avons aussi effectué le design préliminaire de l'expérience sur rôle des électrons chauds dans la création d'un choc plan au LMJ-PETAL. Les simulations

numériques réalisées avec notre modèle nous a permis de définir une stratégie de l'expérience en deux série de tirs consécutives : la première visant la caractérisation des électrons chauds et la deuxième, visant la mesure de la vitesse de choc par la radiographie.

Perspectives

Le modèle théorique établi dans ce manuscrit ouvre la voie à l'optimisation du design des cibles pour des expériences futures, notamment au LMJ. La maîtrise de la distribution en énergie des électrons chauds générés lors de l'interaction laser plasma ainsi que la possibilité de contrôler la taille de la couronne permettraient de contrôler, selon les besoins, le moment de la formation de l'onde de choc de même que sa pression. L'analyse des effets des électrons chauds sur la génération du choc et le préchauffage de la cible réalisé dans ce travail de thèse peut également servir au design d'une cible plus robuste et résistante aux électrons chauds.

Le modèle présenté dans ce manuscrit décrit uniquement la génération d'une onde de choc par un faisceau d'électrons. Il est alors indispensable d'inclure l'effet du laser dans cette étude et analyser comment, au moment du spike, l'onde de choc générée par les électrons thermiques et celle formée par les électrons suprathermiques se produisent ensemble. Pour cela il serait intéressant de faire varier le moment de formation de l'onde de choc générée par les électrons suprathermiques afin d'étudier l'effet du loading time sur la pression finale après la rencontre entre les chocs générée par électrons thermiques et suprathermiques. Connaître le moment où le choc doit être formé afin d'obtenir la pression la plus forte permettrait d'optimiser la forme du pulse laser et maîtriser la pression et la force du choc. Une étude faisant varier l'intensité du laser ainsi que le matériau de la cible serait également pertinent pour créer des cibles plus résistantes et adaptées et nous permettrait de rendre plus crédible le schéma d'allumage par choc.

Annexe

Le code d'hydrodynamique radiative CHIC

Le code CHIC, développé au laboratoire CELIA depuis 2003, est un code bidimensionnel ALE (Arbitrary Lagrangian Eulerian) [64] d'hydrodynamique radiative basé sur un schéma numérique 2D de type Godunov avec extension à l'ordre 2. L'écoulement hydrodynamique est calculé avec un maillage lagrangien. Or, si ce dernier est trop déformé pendant la simulation il pourra être reconstruit par la projection sur le maillage eulerian. Ce code permet de simuler la physique des plasmas chauds en considérant de nombreux modèles physiques:

- Un modèle hydrodynamique de plasma bi-températures (électronique et ionique).

- La conduction électronique traitée dans l'approximation de Spitzer-Härm avec des limiteurs de flux ou dans l'approche non-locale [75, 87] et la conduction ionique.

- un modèle du transport de l'énergie laser par la méthode "trace rayon" et d'absorption laser par Bremsstrahlung inverse.

- l'ionisation du matériau selon le modèle de Thomas-Fermi.

- Une table d'équations d'état contenant les tables SESAME [9], mais également d'autres équations d'état développées localement au CELIA.

- La diffusion radiative multi-groupe avec des tables d'opacité à l'équilibre thermodynamique local.

- Un module de diffusion multi-groupe pour les particules α produites dans la réaction de fusion.

- Un module de MHD (magnéto-hydrodynamique) décrivant la génération des champs magnétiques.

- Un module de transport des électrons rapides avec les champs électrique et magnétique auto-consistants et la fermeture entropique appelé M1 [74].

Dans les simulations réalisées pour cet étude la conduction électronique est traitée dans l'approximation de Spitzer-Härm avec un limiteur de flux de 5%. L'effet des champs magnétiques n'est pas considéré.

Le dépôt d'énergie est calculé par la méthode "trace rayon" (*ray-tracing*): le faisceau laser est décomposé en de nombreux rayons qui se propagent dans la zone d'absorption selon les lois de l'optique géométrique. Mais comme les rayons ne possèdent pas d'épaisseur, l'intensité du faisceau ne peut pas être calculé directement et cela rend impossible de considérer les effets non-linéaires. En particulier de décrire les sources d'électrons chauds créées par les instabilités paramétriques.

Le code CHIC utilise le module de l'optique géométrique complexe PCGO (Paraxial Complex Geometrical Optics) [27] qui est une amélioration du modèle de *ray-tracing* permettant de calculer l'intensité laser au sein du plasma. Au lieu de considérer des rayons infiniment fins, PCGO utilise des rayons épais. Le diamètre de ses rayons varie ainsi dans l'espace le long de l'axe de propagation selon la loi d'un faisceau gaussien. De façon à pouvoir rendre compte des inhomogénéités d'une tache laser réelle, le faisceau laser est découpé en multiples petits rayons épais que l'on appelle beamlet.

Le modèle THETIS: *Two-dimensional Hot Electron Transport and emIssion Sources*

C'est un modèle simplifié du transport des électrons chauds qui considère leur propagation sur les lignes droites dans les différentes directions et le dépôt d'énergie selon le modèle du ralentissement continu SDA "slowing down approximation". Il est plus simple que le module M1 mais il est couplé avec le modèle PCGO du dépôt de l'énergie laser. Chaque source d'électrons chauds est associée avec le processus d'absorption laser particulier: l'absorption résonante, la diffusion Raman stimulée et la décomposition en deux plasmons. La source d'électrons est localisé dans la zone de l'excitation de chacun de ces processus et il est caractérisé par le flux d'énergie, la divergence angulaire et la température des électrons pour chaque beamlet de PCGO.

Le modèle SDA du dépôt de l'énergie par les électrons est une solution de l'équation cinétique Fokker-Planck en considérant les collisions électron-ion et électron-électron. La fonction de distribution des électrons chauds est décomposée au premier ordre sur la base des harmoniques sphériques

$$f(\theta, s) = \frac{1}{4\pi} + \frac{3}{4\pi} \cos\theta \exp \left[- \int_0^s k_1(s) ds \right] \quad (6.1)$$

où θ est l'angle de propagation d'électron par rapport du gradient de densité et k_1 est le coefficient de la diffusion angulaire. L'angle moyen de déviation des électrons est exprimé en fonction de la distance de propagation de l'électron s

$$\langle \cos\theta \rangle(s) = \exp \left[- \int_0^s k_1(s) ds \right]. \quad (6.2)$$

En supposant que le faisceau d'électrons se propage le long d'une ligne droite, les pertes d'énergie sont décrites par l'approximation de ralentissement continu déjà présenté dans l'expression (4.3)

$$\frac{d\varepsilon}{ds} = - \frac{\mathcal{S}(\varepsilon)}{\langle \cos\theta \rangle(s)} \quad (6.3)$$

où \mathcal{S} est le pouvoir d'arrêt des électrons. Cette expression permet de prendre en compte une perte d'énergie additionnelle due à la diffusion angulaire dans la direction

transverse à la propagation du faisceau. Cette diffusion transverse en énergie peut être vue comme une divergence du faisceau d'épaisseur Δ lié à l'angle de diffusion moyen

$$\frac{d\Delta}{ds} = 2\langle \tan\theta \rangle (s). \quad (6.4)$$

Chaque faisceau d'électrons chauds est décrit par une fonction de distribution en énergie exponentielle $f_E \propto \exp(-\varepsilon/T_h)$. Les paramètres libres définissant une source d'électrons chauds donnée sont le **flux d'énergie initial** F_e , la **température moyenne** T_h , la **distribution angulaire** et la **direction**. Ces paramètres sont déterminés à partir des caractéristiques des processus non linéaires de l'interaction laser plasma et les sources d'électrons chauds. Regardons comment chaque source est créée séparément.

Absorption résonante

Pour une onde électromagnétique de polarisation p incidente avec un angle φ défini à la frontière plasma-vide, dans un profil de densité linéaire de longueur caractéristique L , la fraction d'énergie du faisceau absorbée η_{inc} au niveau de la densité critique peut être exprimée selon la formule (3.20)

$$\eta_{inc} = \frac{\phi(\tau)^2}{2} \quad (6.5)$$

avec $\tau = (\omega L/c)^{2/3} \sin^2\theta$ et $\phi(\eta_c) \simeq 1.866\eta_c^{1/2} \exp(-2\eta_c^{3/2}/3)/(\eta_c + 0.435)^{1/4}$ est la fonction de résonance [56]. Par rapport de la formule (3.19) cette expression est plus proche de les résultats de simulations numériques.

Quand un beamlet PCGO polarisé p se propage de façon orthogonale à la direction du gradient de densité, un faisceau d'électrons chauds est initialisé à la densité critique de façon parallèle au gradient de densité. Pour l'absorption résonante (et pour toutes les sources d'électrons présentées ici), la puissance transmise à la source d'électrons est déduite de du beamlet PCGO à l'endroit où le faisceau d'électrons est généré. En même temps, l'intensité, le rayon de courbure et la taille du beamlet est recalculée en aval de l'endroit où l'interaction laser plasma s'est produite de façon à modéliser de façon consistante le restant des interactions du beamlet avec le plasma. De plus, la taille transverse de la source d'électrons chauds est la même que celle du beamlet optique.

L'énergie moyenne des électrons chauds dans le cas de l'absorption résonante est calculée à partir des lois d'échelle établies dans différentes campagnes expérimentales [12, 91].

$$T_h^{RAB} = 9.37 \times 10^{-10} (I\lambda^2)^{0.664} \text{ keV}, \quad I\lambda^2 \in [10^{13}; 10^{15}], \quad (6.6)$$

$$T_h^{RAB} = 1.58 \times 10^{-3} (I\lambda^2)^{0.247} \text{ keV}, \quad I\lambda^2 \in [10^{15}; 10^{17}], \quad (6.7)$$

où l'intensité I du beamlet est en W/cm^2 et λ et μm .

Décomposition en deux plasmons

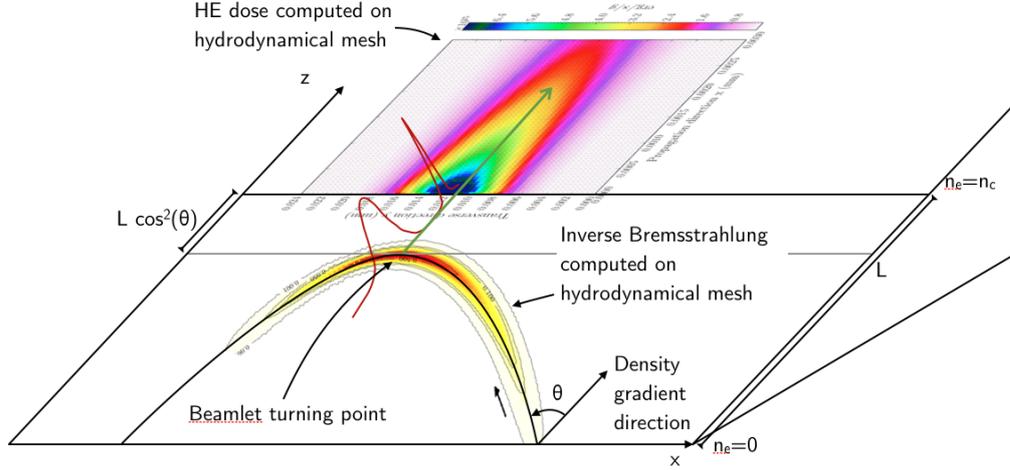


Figure 6.1: Schéma représentant l'implémentation numérique de l'absorption résonante. La propagation du beamlet PCGO est calculé sur une maille hydrodynamique. Les sources d'électrons chauds générés par absorption résonante sont calculées à l'endroit où le faisceau fait demi tour et initialisées au niveau de la densité critique. L'énergie transmise aux électrons chauds est déduite du beamlet PCGO et les paramètres de phase en aval sont recalculés. L'absorption par Bremsstrahlung inverse est calculée dans la maille lagrangienne et la propagation du faisceau d'électrons et son absorption dans le plasma sont calculés avec l'approximation de dispersion angulaire [27].

Les sources d'électrons générés par TPD ont des flux d'énergie et des températures moyennes données par les expressions [107]

$$F_e^{TPD} = 2.6 \times 10^{-2} I (1 - \exp[-(\xi^{TPD} - 1)^{1/2}]) \text{ W/cm}^2, \quad (6.8)$$

$$T_h^{TPD} = 15.5 + 17.7 \xi^{TPD} \text{ keV}, \quad (6.9)$$

où $\xi^{TPD} = I/I_{th}^{TPD}$ est l'intensité relative au seuil de TPD $I_{th}^{TPD} = 8T_{\text{keV}}/(L_{\mu\text{m}}\lambda_{\mu\text{m}})\text{PW/cm}^2$. Selon les études théoriques la température des électrons générés par TPD est proportionnelle à l'intensité laser par rapport du seuil [108].

Il est supposé que toutes les configurations possibles pour l'onde mère et les ondes filles produisent une émission uniforme d'électrons chauds dans le cône compris entre -45° et $+45^\circ$ par rapport à la direction du rayon PCGO. Les électrons sont émis à $n_c/4$, vers l'avant et vers l'arrière.

Diffusion Raman stimulée

L'énergie des électrons chauds générés par Raman est corrélée avec la vitesse de phase de l'onde plasma électronique à son point de résonance. Le nombre maximum d'électrons chauds pouvant être lancés vers l'avant par SRS est limité à 12.5% de l'intensité de l'onde mère. Le flux d'énergie des électrons est donc défini comme

$$F_e^{SRS} = 12.5 \times 10^{-2} I (1 - \exp[-(\xi_{SRS}^{1/3} - 1)]) \text{ W/cm}^2 \quad (6.10)$$

où $\xi_{SRS} = I/I_{th}^{SRS}$ est l'intensité relative au seuil SRS qui est donné par l'expression $I_{th}^{SRS} = 99.5/(L_{\mu m}^2 \lambda_{\mu m})^{2/3}$ PW/cm². Pour simplifier les calculs il est supposé que le SRS se produit à $n_e = 0.2n_c$. La température des électrons chauds s'écrit

$$T_h^{SRS} = \frac{m_e v_{ph}^2}{2}, \quad v_{ph} = \frac{v_{Te} \sqrt{1 + 3(k_{wpe} \lambda_D)^2}}{k_{wpe} \lambda_D}, \quad (6.11)$$

où v_{ph} est la vitesse de phase de l'onde plasma électronique, λ_D est la longueur de Debye, k_{wpe} est le vecteur d'onde de l'onde plasma électronique et v_{Te} et la vitesse thermique des électrons. Les sources d'électrons chauds sont initialisés dans la direction de l'onde mère sans diffusion angulaire.

Bibliographie

- [1] Allumage rapide. <http://www.solidariteetprogres.org/documents-de-fond-7/science/article/2010-annee-de-la-fusion-nucleaire-et.html>. Visité: 17/10/2016.
- [2] Cible allumage rapide. https://www.google.fr/search?q=cible+fusion+inertielle&client=ubuntu&hs=5eg&channel=fs&biw=1680&bih=871&source=lnms&tbm=isch&sa=X&ved=0ahUKEwiR88G9oL7PAhVLNT4KHZM6AYMQ_AUIBigB. Visité: 10/08/2016.
- [3] Diagramme thermodynamique du DT. http://astronomia.fr/4eme_partie/planLogRhoLogT/plan.html. Visité: 10/09/2016.
- [4] Description Z-pinch. <http://www.sandia.gov/z-machine/>. Visité: 10/08/2016.
- [5] LMJ. http://www-lmj.cea.fr/fr/lmj/schema_general.htm. Visité: 10/09/2016.
- [6] National Laser Facility Users' Guide. <http://www.lle.rochester.edu/about/nluf.php>. Visité: 10/07/2016.
- [7] OMEGA Facility. <http://www.lle.rochester.edu>. Visité: 10/08/2016.
- [8] Tables NIST. <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>. Visité: 10/010/2016.
- [9] Bibliothèque SESAME du Los Alamos National Laboratory. Technical Report 834, Los Alamos National Laboratory, 1983.
- [10] A. G. Aleksandrova, N. A. Popov, and V. A. Shcherbakov. A criterion for DT gas thermonuclear ignition by a focusin spherical shock wave. Problems of atomic science and technology, 2:95, 2003.
- [11] F. Amiranoff, S. D. Baton, L. Gremillet, O. Guilbaud, M. Koenig, E. Martinnolli, J. J. Santos, M. Rabec Le Gloahec, C. Rousseaux, T. Hall, D. Batani, A. Bernardinello, G. Greison, E. Perelli, F. Scianitti, M. H. Key, J. A. Koch, A. J. Mackinnon, R. R. Freeman, R. A. Snavely, C. Andersen, T. E. Cowan, R. B. Stephens, and Y. Aglistkiy. Generation and transport of fast electrons in laser irradiated targets at relativistic intensities. AIP Conf. Proc., 634:28, 2002.

-
- [12] F. Amiranoff, R. Fabbro, E. Fabre, C. Garban-Labaune, and M. Weinfeld. Experimental studies of fast electron generation in laser-produced plasmas at 1.06, 0.53 and 0.26 μm laser wavelength. J. Phys., 43:1037, 1982.
- [13] S. Atzeni, J. R. Davies, L. Hallo, J. J. Honrubia, P. H. Maire, M. Olazabal-Loumé, J. L. Feugeas, X. Ribeyre, A. Schiavi, G. Schurtz, J. Breil, and Ph. Nicolai. Studies on targets for inertial fusion ignition demonstration at the HiPER facility. Nucl. Fusion, 49:055008, 2009.
- [14] S. Atzeni and J. Meyer-Ter-Vehn. The Physics of Inertial Fusion: Beam Plasma Interaction, Hydrodynamics, Hot Dense Matter. Oxford science publications, international series of monographs on physics edition, 2004.
- [15] S. Atzeni, A. Schiavi, and J. R. Davies. Stopping and scattering of relativistic electron beams in dense plasmas and requirements for fast ignition. Plasma Phys. Controlled Fusion, 51:015016, 2009.
- [16] D. Batani, L. Antonelli, S. Atzeni, J. Badziak, F. Baffgi, T. Chodukowski, F. Consoli, G. Cristoforetti, R. De Angelis, R. Dudzak, G. Folpini, L. Giuffrida, L. A. Gizzi, Z. Kalinowska, P. Koester, E. Krousky, M. Krus, L. Labate, T. Levato, Y. Maheut, G. Malka, D. Margarone, A. Marocchino, J. Nejd, Ph. Nicolai, T. O'Dell, T. Pisarczyk, O. Renner, Y. J. Rhee, X. Ribeyre, M. Richetta, M. Rosinski, M. Sawicka, A. Schiavi, J. Skala, M. Smid, Ch. Spindloe, J. Ullschmied, A. Velyhan, and T. Vinci. Generation of high pressure shocks relevant to the shock-ignition intensity regime. Phys. Plasmas, 21:032710, 2014.
- [17] D. Batani, S. Baton, A. Casner, S. Depierreux, M. Hohenberger, O. Klimo, M. Koenig, C. Labaune, X. Ribeyre, C. Rousseaux, G. Schurtz, W. Theobald, and V. Tikhonchuk. Physics issues for shock ignition. Nuclear Fusion, 54:054009, 2014.
- [18] S. D. Baton, M. Koenig, E. Brambrink, H.-P. Schlenvoigt, C. Rousseaux, G. Debras, S. Laffite, P. Loiseau, F. Philippe, X. Ribeyre, and G. Schurtz. Experiment in planar geometry for shock ignition studies. Phys. Rev. Lett., 108:195002, 2012.
- [19] S.D. Baton, E. Le Bel, S. Brygoo, X. Ribeyre, C. Rousseaux, J. Breil, M. Koenig, D. Batani, and D. Raffestin. Shock generation in the context of bipolar direct drive shock ignition. Phys Rev Lett., submitted, 2016.
- [20] A. R. Bell and M. Tzoufras. Electron transport and shock ignition. Plasma Physics and Controlled Fusion, 53(4):045010, 2011.
- [21] R. Betti, W. Theobald, C. D. Zhou, K. S. Anderson, P. W. McKenty, S. Skupsky, D. Shvarts, V. N. Goncharov, J. A. Delettrez, P. B. Radha, T. C. Sangster, C. Stoeckl, and D. D. Meyerhofer. Shock ignition of thermonuclear fuel with high areal densities. J. Phys.: Conf. Ser., 112:022024, 2008.

- [22] R. Betti, C.D. Zhou, K.S. Anderson, Perkins L.J., W. Theobald, and A.A. Solodov. Shock ignition of thermonuclear fuel with high areal density. Phys Rev Lett., 98(15):155001, 2007.
- [23] G. Bonnaud. Master sciences de la fusion, Physique des plasmas de fusion par confinement inertiel.
- [24] D. K. Bradley, P. M. Bell, J. D. Kilkenny, R. Hanks, O. Landen, P. A. Jaanimagi, P. W. McKenty, and C. P. Verdon. High-speed gated x-ray imaging for icf target experiments (invited). Rev. Sci. Instrum., 63:4813, 1992.
- [25] N. H. Burnett, G. Josin, B. Ahlborn, and R. Evans. Generation of shock waves by hot electron explosions driven by a CO₂ laser. Appl. Phys. Lett., 38:226, 1981.
- [26] C. Cavailler. Inertial fusion with the LMJ. Plasma Phys. Control. Fusion, 47:B389, 2005.
- [27] A. Colaïtis. Multiscale Description of the Laser-Plasma Interaction, Application to the Physics of Shock Ignition in Inertial Confinement Fusion. PhD thesis, Université de Bordeaux, 2015.
- [28] A. Colaïtis, G. Duchateau, P. Nicolaï, and V. Tikhonchuk. Towards modeling of nonlinear laser-plasma interactions with hydrocodes: The thick-ray approach. Phys. Rev. E, 89:033101, 2014.
- [29] A. Colaïtis, G. Duchateau, X. Ribeyre, Y. Maheut, G. Boutoux, L. Antonelli, Ph. Nicolaï, D. Batani, and V. Tikhonchuk. Coupled hydrodynamic model for laser-plasma interaction and hot electron generation. Phys. Rev. E, 92:041101, 2015.
- [30] A. Colaïtis, G. Duchateau, X. Ribeyre, and V. Tikhonchuk. Modeling of the cross-beam energy transfer with realistic inertial-confinement-fusion beams in a large-scale hydrocode. Phys. Rev. E, 91:013102, 2015.
- [31] S. Depierreux, C. Labaune, J. Fuchs, D. Pesme, V. T. Tikhonchuk, and H. A. Baldis. Langmuir decay instability cascade in laser-plasma experiments. Phys. Rev. Lett., 89:045001, 2002.
- [32] R. P. Drake, R. E. Turner, B. F. Lasinski, K. G. Estabrook, E. M. Campbell, C. L. Wang, D. W. Phillion, E. A. Williams, and W. L. Kruer. Efficient Raman sidescatter and hot-electron production in laser-plasma interaction experiments. Phys. Rev. Lett., 53:1739–1742, Oct 1984.
- [33] B. Dubroca, J.-L. Feugeas, and M. Frank. Angular moment model for the Fokker-Planck equation. Eur. Phys. J. D, 60:301, 2010.
- [34] C. Garban-Labaune et al. Effect of laser wavelength and pulse duration on laser-light absorption and back reflection. Phys. Rev. Lett., 48:1018, 1982.

-
- [35] R. G. Evans. A simple model of ion beam heated ICF targets. Laser Part. Beams, 1:231, 1983.
- [36] R. G. Evans. Laser generation of ultra high pressure. Plasma Phys. Control. Fusion, 28:157, 1986.
- [37] R. Fabbro. Etude de l'influence de la longueur d'onde laser sur les processus de conduction thermique et d'ablation dans les plasmas créés par laser. PhD thesis, Université de Paris Sud, 1982.
- [38] T. E. Fox. Strong Shock Wave Generation by fast Electron Energy Deposition in Shock Ignition Relevant plasmas. PhD thesis, University of York, 2014.
- [39] T. E. Fox, A. P. L. Robinson, and J. Pasley. Strong shock generation by fast electron energy deposition. Phys. Plasmas, 20:122707, 2015.
- [40] D. E. Fratanduono, T. R. Boehly, P. M. Celliers, M. A. Barrios, J. H. Eggert, R. F. Smith, D. G. Hicks, G. W. Collins, and D. D. Meyerhofer. The direct measurement of ablation pressure driven by 351-nm laser radiation. J. Appl. Phys., 110:073110, 2011.
- [41] E. B. Goldman. LLE Report, 1973.
- [42] V. G. Guderley. Strake kugelige und zylindrische verdichtungsstöße in der nähe des kugelmittelpunktes bzw. des zylinderachse. Luftfahrtforschung, 19:302–312, 1942.
- [43] S. Yu. Gus'kov. On the possibility of laboratory shock wave studies of the equation of state of a material at gigabar pressures with beams of laser-accelerated particles. JETP Lett., 100:71, 2014.
- [44] S. Yu. Gus'kov, N. N. Demchenko, A. Kasperczyk, T. Pisarczyk, Z. Kalinowska, T. Chodukowski, O. Renner, M. Smid, E. Krousky, M. Pfeifer, J. Skala, J. Ullschmied, and P. Pisarczyk. Laser-driven ablation through fast electrons in pals-experiment at the laser radiation intensity of 1–50 PW/cm². Laser Part. Beams, 32:177, 2014.
- [45] S. Yu. Gus'kov, A. Kasperczuk, T. Pisarczyk, S. Borodziuk, M. Kalal, J. Limpouch, J. Ullschmied, E. Krousky, K. Masek, M. Pfeifer, K. Rohlena, J. Skala, and P. Pisarczyk. Efficiency of ablative loading of material upon the fast-electron transfer of absorbed laser energy. Quantum Electron., 36:429, 2006.
- [46] S. Yu. Gus'kov, X. Ribeyre, M. Touati, J.-L. Feugeas, Ph. Nicolai, and V. Tikhonchuk. Ablation pressure driven by an energetic electron beam in a dense plasma. Phys. Rev. Lett., 109:255004, 2012.
- [47] S. Yu. Gus'kov, Ph. Nicolai, X. Ribeyre, and V. Tikhonchuk. Heating a plasma by a broadband stream of fast electrons: fast ignition, shock ignition, and Gbar shock wave applications. JETP, 148(3):605, 2015.

- [48] M. Hohenberger, W. Theobald, S. X. Hu, K. S. Anderson, R. Betti, T. R. Boehly, A. Casner, D. E. Fratanduono, M. Lafon, D. D. Meyerhofer, R. Nora, X. Ribeyre, T. C. Sangster, G. Schurtz, W. Seka, C. Stoeckl, and B. Yaakobi. Shock-ignition relevant experiments with planar targets on OMEGA. Phys. Plasmas, 21:022702, 2014.
- [49] K. Ikeda. ITER on the road to fusion energy. Nucl. Fusion, 50:014002, 2010.
- [50] V. S. Imshennik. Sov. Phys. Doklady, 5:263, 1960.
- [51] O. Klimo and V. T. Tikhonchuk. Laser–plasma interaction studies in the context of shock ignition: the regime dominated by parametric instabilities. Plasma Phys. Control. Fusion, 55:095002, 2013.
- [52] O. Klimo, V. T. Tikhonchuk, X. Ribeyre, G. Schurtz, C. Riconda, S. Weber, and J. Limpouch. Laser plasma interaction studies in the context of shock ignition—transition from collisional to collisionless absorption. Phys. Plasma, 18:082709, 2011.
- [53] O Klimo, S Weber, V T Tikhonchuk, and J Limpouch. Particle-in-cell simulations of laser–plasma interaction for the shock ignition scenario. Plasma Physics and Controlled Fusion, 52(5):055013, 2010.
- [54] P. Koester, L. Antonelli, S. Atzeni, J. Badziak, F. Baffigi, D. Batani, C. A. Cecchetti, T. Chodukowski, F. Consoliand, and G Cristoforetti. Recent results from experimental studies on laser–plasma coupling in a shock ignition relevant regime. Plasma Phys. Control. Fusion, 55:124045, 2013.
- [55] C. Krafft. Cours M2 Plasmas: de l’espace au laboratoire. Théorie cinétique des plasmas.
- [56] W. L. Kruer. The physics of Laser-Plasma Interaction. Addison-Wesley Publishing Company, 1988.
- [57] S. Laffite, S. D. Baton, P. Combis, J. Clerouin, M. Koenig, V. Recoules, C. Rousseaux, and L. Videau. Velocity Interferometer blanking due to pre-heating in a double pulse planar experiment. Phys. Plasma, 21:082705, 2014.
- [58] J. D. Lawson. Some criteria for a power producing thermonuclear reactor. Proc. Phys. Soc. B, 70:6, 1957.
- [59] J. D. Lindl. Development of the indirect–drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain. Phys. Plasmas, 2:3933, 1995.
- [60] J. D. Lindl, P. Amendt, R. L. Berger, S. G. Glendinning, S. H. Glenzer, S. W. Haan, R. L. Kauffman, O. L. Landen, and L. J. Suter. The physics basis for ignition using indirect-drive targets on the National Ignition Facility. Phys. Plasmas, 11:339, 2004.

-
- [61] C. Lion. The LMJ program: An overview. J. Phys.: Conf. Ser., 244:012003, 2010.
- [62] J. F. Luciani, P. Mora, and J. Virmont. Nonlocal heat transport due to steep temperature gradients. Phys. Rev. Lett., 51:1664, 1983.
- [63] P.-H. Maire. A high-order cell-centered lagrangian scheme for two-dimensional compressible fluid flows on unstructured meshes. J. Comput. Phys, 228:2391–2425, 2009.
- [64] P.-H. Maire, J. Breil, and S. Galera. A cell-centered arbitrary Lagrangian-Eulerian (ALE) method. International Journal for Numerical Methods in Fluids, 56:1161–1166, 2008.
- [65] R. C. Malone, R. L. McCrory, and R. L. Morse. Indications of strongly flux-limited electron thermal conduction in laser-target experiments. Phys. Rev. Lett., 34:721–724, Mar 1975.
- [66] W. M. Manheimer, D. G. Colombant, and J. H. Gardner. Steadystate planar ablative flow. Phys. Fluids, 25:1644, 1982.
- [67] G. H. McCall. Laser-driven implosion experiments. Plasma Phys., 25:237, 1983.
- [68] J. Meyer-Ter-Vehn. On energy gain of fusion targets: the model of Kidder and Bodner improved. Nucl. Fusion, 2(4), 1982.
- [69] M. Millecchia, S. P. Regan, R. E. Bahr, M. Romanofsky, and C. Sorce. Streaked x-ray spectrometer having a discrete selection of Bragg geometries for Omega. Rev. Sci. Instrum., 83:10E107, 2012.
- [70] P. Mora. Theoretical model of absorption of laser light by a plasma. Phys. Fluids, 25:1051, 1982.
- [71] E. I. Moses. Ignition and inertial confinement fusion at the National Ignition Facility. J. Phys.: Conf. Ser., 244:012006, 2010.
- [72] E. I. Moses, R. N. Boyd, B. A. Remington, C. J. Keane, and R. Al-Ayat. The National Ignition Facility: Ushering in a new age for high energy density science. Phys. Plasmas, 16:041006, 2009.
- [73] J. F. Myatt, H. X. Vu, D. F. DuBois, D. A. Russell, J. Zhang, R. W. Short, and A. V. Maximov. Mitigation of two-plasmon decay in direct-drive inertial confinement fusion through the manipulation of ion-acoustic and langmuir wave damping. Phys. Plasmas, 20:052705, 2013.
- [74] Ph. Nicolaï, J.-L. Feugeas, C. Regan, M. Olazabal-Loumé, J. Breil, B. Dubroca, J.-P. Morreeuw, and V. Tikhonchuk. Effect of the plasma-generated magnetic field on relativistic electron transport. Phys. Rev. E, 84:016402, 2011.

- [75] Ph. Nicolai, J.-L. Feugeas, and G. P. Schurtz. A practical nonlocal model for heat transport in magnetized laser plasmas. *Phys. of Plasmas*, 13:032701, 2006.
- [76] Ph. Nicolai, J.-L. Feugeas, M. Touati, X. Ribeyre, S. Yu. Gus'kov, and V. Tikhonchuk. Deleterious effects of nonthermal electrons in shock ignition concept. *Phys. Rev. E*, 89:033107, 2014.
- [77] R. Nora, W. Theobald, R. Betti, F. J. Marshall, D. T. Michel, W. Seka, B. Yaakobi, M. Lafon, C. Stoeckl, J. Delettrez, A. A. Solodov, A. Casner, C. Reverdin, X. Ribeyre, A. Vallet, J. Peebles, F. N. Beg, and M. S. Wei. Gigabar spherical shock generation on the OMEGA laser. *Phys. Rev. Lett.*, 114:045001, 2015.
- [78] J. Nuckolls, L. Wood, A. Thiessen, and G. Zimmerman. Laser compression of matter to super-high densities: Thermonuclear (CTR) applications. *Nature*, 239:139, 1979.
- [79] J. H. Nuckolls. Early steps toward inertial fusion energy (IFE) (1952 to 1962), Jun 1998.
- [80] L. J. Perkins, R. Betti, K. N. LaFortune, and W. H. Williams. Shock Ignition: A new approach to high gain inertial confinement fusion on the National Ignition Facility. *Phys. Rev. Lett.*, 103:045004, 2009.
- [81] O. Peyrusse. A model for the simulation of nonequilibrium line transfer in laboratory plasmas. *Physics of Fluids B: Plasma Physics (1989-1993)*, 4:2007, 1992.
- [82] A. R. Piriz, G. Rodriguez Prieto, N. A. Tahir, Y. Zhang, S. D. Liu, and Y.T. Zhao. Ablation driven by hot electrons generated during the ignitor laser pulse in shock ignition. *Phys. Plasmas*, 19:122705, 2012.
- [83] T. Pisarczyk, S. Yu. Gus'kov, Z. Kalinowska, J. Badziak, D. Batani, L. Antonelli, G. Folpini, Y. Maheut, F. Baffigi, S. Borodziuk, T. Chodukowski, G. Cristoforetti, N. N. Demchenko, L. A. Gizzi, A. Kaspercuk, P. Koester, E. Krousky, L. Labate, P. Parys, M. Pfeifer, O. Renner, M. Smid, M. Rosinski, J. Skala, R. Dudzak, J. Ullschmied, and P. Pisarczyk. Pre-plasma effect on energy transfer from laser beam to shock wave generated in solid target. *Phys. Plasmas*, 21:012708, 2014.
- [84] X. Ribeyre, S. Gus'kov, J.-L. Feugeas, Ph. Nicolai, and V.T. Tikhonchuk. Dense plasma heating and Gbar shock formation by a high intensity flux of energetic electrons. *Phys. Plasmas*, 20:062705, 2013.
- [85] X. Ribeyre, Ph. Nicolai, G. Schurtz, M. Olazabal-Loumé, J. Breil, Ph. Maire, J. L. Feugeas, L. Hallo, and V. T. Tikhonchuk. Numerical simulations of the HiPER baseline target. *Eur. Phys. J. Spec. Top.*, 175:83–88, 2009.

-
- [86] M. Roth, T. E. Cowan, M. H. Key, S. P. Hatchett, C. Brown, W. Fountain, J. Johnson, D. M. Pennington, R. A. Snavely, S. C. Wilks, K. Yasuike, H. Ruhl, F. Pegoraro, S. V. Bulanov, E. M. Campbell, M. D. Perry, and H. Powell. Fast ignition by intense laser-accelerated proton beams. Phys. Rev. Lett., 86:436, 2001.
- [87] G. P. Schurtz, Ph. Nicolaï, and M. Busquet. A non local electron conduction model for multidimensional radiation hydrodynamics codes. Phys. of Plasmas, 7:4238, 2000.
- [88] V.A. Shcherbakov. Ignition of a laser-fusion target by a focusing shock wave. Sov. J. Plasma Phys., 9:240, Mar 1983.
- [89] V.A. Shcherbakov. On the expediency of making double-pulse lasers for laser thermonuclear fusion. Problems of atomic science and technology, 2:94, 2003.
- [90] S. Skupsky, R. W. Short, T. Kessler, R. S. Craxton, S. Letzring, and J.M. Soures. Improved laser beam uniformity using the angular dispersion of frequency modulated light. Journ. Appl. Phys., 66:3456, 1989.
- [91] D. C. Slater, Gar. E. Busch, G. Charatis, R. R. Johnson, F. J. Mayer, R. J. Schroeder, J. D. Simpson, D. Sullivan, J. A. Tarvin, and C. E. Thomas. Absorption and hot-electron production for 1.05 and 0.53 μm light on spherical target. Phys. Rev. Lett., 46:1199, 1981.
- [92] A. A. Solodov and R. Betti. Stopping power and range of energetic electrons in dense plasmas of fast-ignition fusion targets. Phys. Plasma, 15:042707, 2008.
- [93] L. Spitzer and R. Harm. Transport phenomena in a completely ionized gas. Phys. Rev., 89:977, 1953.
- [94] M. Tabak, J. Hammer, M. E. Glinsky, W. L. Kruer, and S. C. Wilks. Ignition and high gain with ultrapowerful lasers. Phys. Plasmas, 1:1626, 1994.
- [95] T. H. Tan, G. H. McCall, R. Kopp, T. Ganley, D. van Hulsteyn, A. Hauer, A. Williams, K. Mitchell, J. S. Ladish, D. Giovanielli, E. Linnebur, and R. J. Fries. CO₂ laser-driven high-density implosion experiments. Phys. Fluids, 24:754, 1981.
- [96] W. Theobald, K. S. Anderson, R. Betti, R. S. Craxton, J. A. Delettrez, J. A. Frenje, V. Yu. Glebov, O. V. Gotchev, J. H. Kelly, C. K. Li, A. J. Mackinnon, F. J. Marshall, R. L. McCrory, D. D. Meyerhofer, J. F. Myatt, P. A. Norreys, P. M. Nilson, P. K. Patel, R. D. Petrasso, P. B. Radha, C. Ren, T. C. Sangster, W. Seka, V. A. Smalyuk, A. A. Solodov, R. B. Stephens, C. Stoeckl, and B. Yaakobi. Advanced-ignition-concept exploration on OMEGA. Plasma Phys. Control. Fusion, 51:124052, 2009.

- [97] W. Theobald, R. Betti, C. Stoeckl, K. S. Anderson, J. A. Delettrez, V. Yu. Glebov, V. N. Goncharov, F. J. Marshall, D. N. Maywar, R. L. McCrory, D. D. Meyerhofer, P. B. Radha, T. C. Sangster, W. Seka, D. Shvarts, V. A. Smalyuk, A. A. Solodov, B. Yaakobi, C. D. Zhou, J. A. Frenje, C. K. Li, F. H. Séguin, R. D. Petrasso, and L. J. Perkins. Initial experiments on the shock-ignition inertial confinement fusion concept. Phys. Plasmas, 15:056306, 2008.
- [98] W. Theobald, A. Bose, R. Yan, R. Betti, M. Lafon, D. Mangino, C. Stoeckl, W. Seka, W. Shang, D. T. Michel, R. C. Nora, A. Casner, J. Peebles, F. N. Beg, X. Ribeyre, E. Llor Aisa, V. Tikhonchuk, and M. S. Wei. The effect of the ablator material on hot electrons and ablation pressure in shock ignition. Phys Rev Lett., submitted, 2016.
- [99] W. Theobald, R. Nora, M. Lafon, K.S. Anderson, J.R. Davies, M. Hohenberger, T.C. Sangster, W. Seka, A.A. Solodov, C. Stoeckl, B. Yaakobi, R. Betti, A. Casner, C. Reverdin, X. Ribeyre, and A. Vallet. Demonstration of 200-mbar ablation pressure for shock ignition. Bulletin of the American Physical Society, 58:16, 2013.
- [100] W. Theobald, R. Nora, M. Lafon, A. Casner, X. Ribeyre, K. S. Anderson, R. Betti, J. A. Delettrez, J. A. Frenje, V. Yu. Glebov, O. V. Gotchev, M. Hohenberger, S. X. Hu, F. J. Marshall, D. D. Meyerhofer, T. C. Sangster, G. Schurtz, W. Seka, V. A. Smalyuk, C. Stoeckl, and B. Yaakobi. Spherical shock-ignition experiments with the 40 + 20-beam configuration on omega. Phys. Plasmas, 19:102706, 2012.
- [101] W. Theobald, R. Nora, W. Seka, M. Lafon, K. S. Anderson, M. Hohenberger, F. J. Marshall, D. T. Michel, A. A. Solodov, C. Stoeckl, D. H. Edgell, B. Yaakobi, A. Casner, C. Reverdin, X. Ribeyre, A. Shvydky, A. Vallet, J. Peebles, F. N. Beg, M. S. Wei, and R. Betti. Spherical strong-shock generation for shock-ignition inertial fusion. Phys. Plasmas, 22:056310, 2015.
- [102] V.T. Tikhonchuk, T. Schlegel, C. Regan, M. Temporal, J.-L. Feugeas, Ph. Nicolaï, and X. Ribeyre. Fast ion ignition with ultra-intense laser pulses. Nucl. Fusion, 50:045003, 2012.
- [103] M. Touati, J.-L. Feugeas, Ph. Nicolaï, J. J. Santos, L. Gremillet, and V. Tikhonchuk. A reduced model for relativistic electron beam transport in solids and dense plasmas. New J. Phys., 16:073014, 2014.
- [104] A. Vallet. Hydrodynamic modeling of the shock ignition scheme for inertial confinement fusion. PhD thesis, Université de Bordeaux, 2014.
- [105] B. Vauzour, A. Debayle, X. Vaisseau, S. Hulin, H.-P. Schlenvoigt, D. Batani, S. D. Baton, J. J. Honrubia, Ph. Nicolaï, F. N. Beg, R. Benocci, S. Chawla, M. Coury, F. Dorchie, C. Fourment, E. dHumieres, L. C. Jarrot, P. McKenna, Y. J. Rhee, V. T. Tikhonchuk, L. Volpe, V. Yahia, and J. J. Santos. Unraveling resistive versus collisional contributions to relativistic electron beam stopping

- power in cold-solid and in warm-dense plasmas. Phys. Plasmas, 21:033101, 2014.
- [106] G. Velarde. Academician Nikolai G. Basov: the Father of inertial fusion. A scientific and human approach. Quantum Electronics, 32:12, 2002.
- [107] H. X. Vu, D. F. DuBois, J. F. Myatt, and D. A. Russell. Hot-electron production and suprathreshold heat flux scaling with laser intensity from the two-plasmon-decay instability. Phys. Plasmas, 19:102703, 2012.
- [108] R. Yan, C. Ren, J. Li, A. V. Maximov, W. B. Mori, Z.-M. Sheng, and F. S. Tsung. Generating energetic electrons through staged acceleration in the two-plasmon-decay instability in inertial confinement fusion. Phys. Rev. Lett., 108:175002, 2012.
- [109] Y. B. Zel'dovich and Y. P. Raizer. Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena. Academic, W. D. Hayes & R. F. Probstein edition, 1967.

Publications et communications

Une partie de ce travail a été publié ou transmis à la communauté scientifique. On présente ici les publications dans des revues scientifiques ainsi que les présentations dans des conférences.

Publications

E. Llor Aisa, X. Ribeyre, S. Yu. Gus'kov, P. Nicolaï et V. Tikhonchuk. Dense plasma heating and shock wave generation by a beam of fast electrons, *Phys. Plasmas*, **22**, 102704, 2015

E. Llor Aisa, X. Ribeyre, S. Yu. Gus'kov et V. Tikhonchuk. The preplasma effect on the properties of the shock wave driven by a fast electron beam, *Phys. Plasmas*, **23**, 082702, 2016

X. Ribeyre, E. Llor Aisa, A. Vallet, P. Nicolaï et V. Tikhonchuk. Shock Ignition Theoretical Studies: From Hot Electrons Pressure Generation To Converging Amplification Effects, *Bulletin of the American Physical Society*, **59**, 2014

V. Tikhonchuk, A. Colaïtis, A. Vallet, E. Llor Aisa, G. Duchateau, Ph. Nicolaï, X. Ribeyre. Physics of laser-plasma interaction and shock ignition of fusion reactions, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **58**, 014018, 2016

W. Theobald, A. Bose, R. Yan, R. Betti, M. Lafon, D. Mangino, C. Stoeckl, W. Seka, W. Shang, D. T. Michel, R. C. Nora, A. Casner, J. Peebles, F. N. Beg, X. Ribeyre, E. Llor Aisa, V. Tikhonchuk, and M. S. Wei. The effect of the ablator material on hot electrons and ablation pressure in shock ignition, *En préparation*

Conférences

Oral, 13th International Workshop on Fast Ignition of Fusion Targets (septembre 2014, Oxford), E. Llor Aisa, X. Ribeyre, S. Yu. Gus'kov, P. Nicolaï et V. Tikhonchuk. Dense plasma heating and shock wave generation by a beam of fast electrons.

Oral, Forum ILP (mai 2015, Porquerolles), E. Llor Aisa, X. Ribeyre et V. Tikhonchuk. Génération de très hautes pressions d'ablation laser par un faisceau d'électrons rapides dans un plasma dense .

Oral, Direct Drive and Fast Ignition Workshop DDFIW (avril 2016, Talence),

E. Llor Aisa, X. Ribeyre, S. Yu. Gus'kov et V. Tikhonchuk. High shock pressure formation by fast electron beam in dense plasma.

Poster, Conference SILAP (7-10 septembre 2015, Bordeaux), E. Llor Aisa, X. Ribeyre et V. Tikhonchuk. Dense plasma heating and shock wave generation by a beam of fast electrons.

Poster, Summer School HiPOLIN 2014 (juillet 2014, Créte), E. Llor Aisa, X. Ribeyre, P. Nicolai et V. Tikhonchuk. High shock pressure formation by fast electron beam in dense plasma.

Poster, Workshop Synergie Théorie (8-9 janvier 2015, Bordeaux), E. Llor Aisa, X. Ribeyre et V. Tikhonchuk. High shock pressure formation by fast electron beam in dense plasma.