

N°d'ordre : 3968

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ BORDEAUX I

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGÉNIEUR

par **Virginie DREAN**

pour obtenir le grade de

DOCTEUR

SPÉCIALITÉ : Astrophysique, Plasmas et Corpuscules

**Dynamique et stabilité des structures à double fronts d'ablation
en fusion par confinement inertiel en attaque directe**

Soutenue le : 9 décembre 2009

Après avis de :

Mme.	C. CHERFILS-CLEROUIN	Rapporteur
M.	J.P. CHIEZE	Rapporteur

Devant la commission d'examen formée de :

M.	C. STENZ	Professeur, Université Bordeaux 1	Président
Mme	C. CHERFILS-CLEROUIN	Chercheur, CEA-Bruyères le Chatel	Rapporteur
M.	J.P. CHIEZE	Chercheur, CEA-Saclay	Rapporteur
M.	V.T. TIKHONCHUK	Professeur, Université Bordeaux 1	Directeur de thèse
Mme	M. OLAZABAL-LOUME	Chercheur, CELIA	Co-directeur de thèse
M.	J. SANZ	Professeur, Université Politechnique de Madrid	Examineur

Remerciements

Depuis le début de ma thèse, j'ai eu la chance de travailler et de côtoyer un grand nombre de personnes - chercheur, thésard, secrétaire, informaticien, ou stagiaire - qui m'ont permis de mener à bien ce travail. Ces trois dernières années sont ainsi passées à une vitesse quasi relativiste... il est donc temps aujourd'hui d'en arriver aux remerciements.

Pour commencer, je tiens à remercier P. Balcou et J.C. Gauthier, respectivement directeur et ancien directeur du CELIA, pour m'avoir accueillie dans ce laboratoire pendant ma thèse et mon stage de DEA.

Je remercie vivement Marina Olazabal-Loumé et Vladimir Tikhonchuk pour leur encadrement durant cette thèse. Merci de m'avoir fait découvrir la physique des plasmas pendant les cours de DEA, et de m'avoir initiée à la simulation numérique. De ce fait, merci pour votre patience, votre disponibilité, vos conseils précieux, vos encouragements, votre aide dans les difficultés rencontrées, les discussions ouvertes et pour m'avoir donné le goût de la recherche. Merci également pour toutes les connaissances que vous m'avez transmises, et pour avoir été membres de mon jury de thèse.

Merci également à Javier Sanz pour sa collaboration à cette thèse, et à ses discussions fructueuses. Merci de m'avoir reçue à Madrid, et d'avoir participé à mon jury de thèse.

Je remercie également tous les membres du jury, et en particulier Mme. Catherine Cherfils et M. Jean-Pierre Chièze pour avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse et pour leurs remarques et conseils constructifs.

Merci aux membres du CELIA pour leur accueil depuis mon stage de DEA, surtout le groupe Fusion au sein duquel j'ai passé trois ans et demi... Merci donc à Marina, Vladimir, Xavier, Philippe, PH, Ludo, Jérôme, Stéphane, Jean-Luc, Guy, Antoine, Stefan, Emmanuel, Bruno, Stanley... Mais également un grand merci aux autres permanents du laboratoire : Eric mon premier maître de stage, Bernard, Hervé pour les intermèdes enfumés au patio... Merci à Maryline, Catherine, Sophie et Fabienne.

Bien entendu, un grand merci à PH, Ludo et Marina pour m'avoir accueillie en stage, et m'avoir ouvert les portes du CELIA. Merci à Ludo pour les inscriptions hasardeuses aux multiples biathlons, trans-cesta, et concours en tout genre !

Un très grand merci à Marina pour m’avoir fait découvrir le monde de la recherche, pour les missions à Madrid pleines de empignonados y salsa à la plaza mayor, pour les réunions de travail au patio... Merci pour ton soutien et ta bonne humeur que je n’oublierai pas...

Merci aux maîtres de conférence de l’université pour m’avoir donné l’opportunité de goûter à l’enseignement, notamment Denise Mondieg, pour l’électronique avec Laurianne Blanc, et Jean Christophe Delagnes pour les sessions TP fibres inoubliables !

Merci à Didier pour les dépanages informatiques en tout genre, pour sa patience pour mes plantages récurrents, mes dépassements de stocks mémoires et mes bugs insolites qui m’ont fait découvrir les joies de l’informatique, mais aussi pour les week ends portes ouvertes des châteaux et tous les bons moments partagés avec Anne... je te souhaite plein de pqr ! Et merci à Loïc pour avoir pris la relève !

Merci à Arnaud, qui m’a accueillie dans son bureau pendant deux ans et demi, qui m’a initiée aux joies de la dernière année de thèse, qui a été gouteur officiel de mes nombreuses recettes-test de brownies, fondants au chocolat, moelleux en tout genre... et acheteur officiel des cookies 50% beurre - 50% sucre de quatre heures (il va en falloir des heures de salsa pour éliminer tout ça !). Au fait, depuis que tu es parti, il n’y a plus de linge qui sèche aux fenêtres !

Merci aux copains-copines pour les bons moments partagés qui aident à faire passer les mauvais : Anne, Jenny qui ne lésine pas sur la salsa, les “cof” girls (qui se reconnaîtront...), Marie la pauvrete, les vilains, et les balinais (Pierre, Catherine, Ayu et mister Lauren) pour l’inspiration du Hatten...

Merci aux thésards au sens large ; j’inclus les docteurs anciens thésards : Amelle, Roland, Micka, Afeintou, Benoît, Arnaud (quelle parité !), ainsi que la relève et les stagiaires futurs thésards : Marion (x 2), Céline, Candice, Lucia, Roland, Cyril, Abdel, Emilien, Aubin (ok, parité respectée !). Mention spéciale à Candice, qui s’est révélée tardivement : merci pour les discussions et le soutien... Et encore merci pour votre implication dans la mise en place des pots de thèse du CELIA, j’espère être aussi efficace pour les vôtres !

Pour finir, un grand merci à ma famille : mes parents, ma soeur, mes grands parents (papi Georges, papi Jacques, si vous m’entendez...), Eric et bien sûr les tantes, oncles, cousins, cousines,... eh oui, j’ai une famille nombreuse !

Merci encore à Fabien pour sa grande patience, ses encouragements, son amour et son humour... merci simplement de me supporter tous les jours, et surtout la dernière année de thèse !

Et merci à ceux que j’oublie forcément, j’espère qu’ils me pardonneront !

Table des matières

Liste des symboles	v
Introduction	1
0.1 Contexte et motivations de ce travail de thèse	1
0.1.1 L'énergie de fusion : une source nouvelle d'énergie	1
0.1.2 La Fusion par Confinement Inertiel	5
0.2 FCI par laser et mécanismes physiques	13
0.2.1 Design de la cible	13
0.2.2 Etapes et mécanismes physiques de la FCI	14
0.2.3 Le processus d'ablation : loi d'échelles	25
0.3 Cible et instabilités hydrodynamiques en fusion par confinement inertiel . .	30
0.3.1 Instabilités hydrodynamiques	30
0.3.2 L'instabilité de type Rayleigh-Taylor	32
0.3.3 Conclusion	41
0.4 Objectifs de cette thèse	41
Références	44
 I Structures à double fronts d'ablation	 51
1 Couplage rayonnement-matière et transfert radiatif	53
1.1 Le rayonnement	53
1.1.1 Mécanismes d'interaction rayonnement-matière	54
1.1.2 Description du rayonnement	59
1.1.3 L'équation du transfert radiatif	60
1.1.4 Différents modèles pour résoudre l'équation du transfert radiatif . .	64
1.1.5 L'hydrodynamique radiative	72
Références	75
 2 Dynamique des structures à double fronts d'ablation	 79
2.1 Obtention des structures DFA	79

2.1.1	Introduction	79
2.1.2	Description du code utilisé : le code CHIC	82
2.1.3	Morphologie des structures à double front d’ablation : simulations numériques	82
2.2	Caractérisation des structures DFA : évolution temporelle des grandeurs caractéristiques	100
2.2.1	Zones caractéristiques des structures DFA	100
2.2.2	Evolution temporelle du plateau de densité caractéristique des DFA	102
2.2.3	Etude des densités au niveau du front “radiatif” et du plateau	112
2.2.4	Lois d’échelle empiriques dans la région d’ablation	115
2.3	Conclusions	118
3	Etude du préchauffage du combustible pour une cible ablateur-DT avec structure DFA	125
3.1	Etude d’une cible ablateur-DT	126
3.1.1	Configuration de la cible	126
3.1.2	Etude du préchauffage du DT	126
3.1.3	Etude des opacités moyennes d’émission et d’absorption	139
3.2	Conclusions	161
4	Un nouveau modèle théorique pour les structures DFA	165
4.1	Hypothèses et équations du modèle isobare	165
4.1.1	Calcul des profils de densité et de pression	168
4.1.2	Approximation des profils de densité avec transport radiatif	170
4.1.3	Approximation des profils de pression avec transport radiatif	175
4.1.4	Limites du modèle isobare	176
4.2	Présentation du nouveau modèle théorique des structures DFA	178
4.2.1	Considérations et hypothèses du modèle	178
4.2.2	Equations du modèle	178
4.2.3	Grandeurs du modèle ; longueurs et nombres caractéristiques	180
4.2.4	Equations adimensionnées	184
4.2.5	Applications numériques	185
4.2.6	Conclusions	197
5	Etude de la dynamique des structures DFA avec le code PERLE	201
5.1	Introduction du transfert radiatif dans le code PERLE	202
5.1.1	Forme analytique simplifiée des opacités	202
5.1.2	Modélisation du transfert radiatif dans PERLE	205
5.1.3	Equations pour l’hydrodynamique et couplage au radiatif	206

5.2	Structures DFA obtenues avec PERLE	206
5.2.1	Influence du niveau d'ionisation	206
5.2.2	Caractérisation de l'écoulement	208
5.2.3	Conclusions	214
II	Stabilité des structures à double fronts d'ablation	219
6	Stabilité des structures à double fronts d'ablation	223
6.1	Modèle quasi-isobare pour l'étude de la stabilité des perturbations	223
6.2	Rappel des formules analytiques du modèle pour le calcul du taux de croissance de l'IRTA	224
6.3	Application du modèle aux cibles <i>CH</i> et <i>CHBr</i> : calcul du taux de croissance	225
6.4	Application du modèle quasi-isobare aux cibles <i>ablateur-DT</i>	227
6.4.1	Cibles <i>CH-DT</i> et <i>CHBr-DT</i>	227
6.4.2	Cible " <i>tout-DT</i> "	229
6.5	Conclusions	231
7	Etude de la stabilité des structures DFA : code PERLE et taux de croissance pour l'IRTA	235
7.1	Simulations avec le code PERLE	236
7.1.1	Calcul du taux de croissance de l'instabilité Rayleigh-Taylor au front d'ablation	236
7.2	Estimation des taux de croissance avec CHIC 2D	249
7.3	Etude de la localisation spatiale des perturbations	253
7.3.1	Localisation des perturbations avant la phase d'accélération	253
7.3.2	Localisation des perturbations au cours de la phase d'accélération	254
7.3.3	Localisation des perturbations pour une structure classique	256
7.4	Conclusions	258
	Conclusions	263
III	Annexe	271
A	Annexe CHIC	273
A.1	Modèle physique : hydrodynamique Lagrange bi-température	273
A.2	Modules du code	275

Annexe	273
Annexe	279
B Annexe : Equations de l'hydrodynamique sous forme lagrangienne	279
B.1 Equations de l'hydrodynamique Lagrangienne	279
B.2 Linéarisation des équations de l'hydrodynamique Lagrangienne	281
B.2.1 Equation de conservation de la masse	283
B.2.2 Equation de conservation de la quantité de mouvement	284
B.2.3 Equation de conservation de l'énergie	284
B.3 Ecriture semi-Lagrangienne des équations perturbées	284
B.4 Equation de conservation de l'énergie avec conduction thermique et cou- plage au radiatif	286
B.4.1 Ecriture du terme de conduction : flux thermique électronique et radiatif	286
B.4.2 Equation de conservation de l'énergie totale	288

Liste des symboles utilisés dans les chapitres 1 à 7

Constantes fondamentales

e	charge élémentaire
m_e	masse de l'électron
c	célérité de la lumière
ε_0	permittivité du vide
$h, \hbar = h/2\pi$	constantes de Planck
k_B	constante de Boltzmann
σ_B	constante de Stefan-Boltzmann
R	constante des gaz parfaits

Acronymes

CEA	Commissariat à l'Energie Atomique
CESTA	Centre des Etudes Scientifiques et Techniques d'Aquitaine
LMJ	Laser MégaJoule
LIL	Ligne d'Intégration Laser
NIF	National Ignition Facility
HiPER	High Power laser Energy Research facility
FCI	Fusion par Confinement Inertiel
RT	Rayleigh-Taylor
IRT	Instabilité Rayleigh-Taylor
LTE, ETL	Local Thermal Equilibrium, Equilibre Thermodynamique Local
IRTA	Instabilité Rayleigh-Taylor Ablative
FA	Front d'Ablation
DFA	Double Front d'Ablation
RHW	Radiative Heat Wave

Matériaux

CH	plastique
DT	Deutérium-Tritium
Al	aluminium
SiO_2	silice
$CHBr$	plastique bromé
Br	brome
He	hélium

Symboles pour les caractéristiques du plasma et de l'éclairement

$n_{i,e}$	densité ionique et électronique du plasma
n_c	densité critique du plasma
ω_{Pe}	fréquence plasma électronique
ω_c	fréquence de coupure
ν_{ei}	fréquence de collision électron-ion
α	coefficient d'absorption
$\ln(\Lambda)$	logarithme coulombien
λ_D	longueur de Debye
b_0	paramètre d'impact pour une déflexion de 90°
ω_L	fréquence laser
I_L	intensité laser
λ_L	longueur d'onde laser
K_0	coefficient de conductivité thermique

Indices de notation

X_1	Quantité X perturbée
X_F	Quantité X exprimée au deuxième front d'ablation
X'	Quantité X dérivée par rapport à la direction de l'écoulement

Symboles pour l'hydrodynamique et l'ablation

T_e	température électronique
ρ	densité matière
P	pression matière
V	vitesse matière
g	accélération matière
Z	charge de l'ion
Z^*	charge effective
C_v	capacité calorifique à volume constant
Q	source externe d'énergie
Q_e	flux thermique électronique
ε	énergie interne spécifique
e	énergie totale (interne et cinétique)
γ_H	rapport des chaleurs spécifiques
ν	coefficient pour la conductivité thermique
V_a	vitesse d'ablation
P_a	pression d'ablation
T_a	température électronique au front d'ablation
ρ_a	densité au front d'ablation
m_a	masse ablatée
$\dot{m}_a$	taux de masse ablatée
L_0	longueur caractéristique du front d'ablation
L_m	longueur minimale de gradient
L_{sp}	longueur de Spitzer
Fr	nombre de Froude
dx	taille du plateau de densité entre les fronts d'ablation

Symboles pour les perturbations

k	nombre d'onde du défaut
λ	longueur d'onde du défaut
γ	taux de croissance du défaut
a_0	amplitude initiale de la perturbation
$a(t)$	amplitude de la perturbation

Symboles pour le transfert radiatif

E_{ph}	énergie d'un photon
ν_{ph}	fréquence d'un photon
λ_{ph}	longueur d'onde d'un photon
f	fonction de distribution des photons
I_ν	intensité spectrale de radiation
ω	direction de propagation du transfert d'énergie
B_ν	fonction de Planck
$a = 4\sigma_B/c$	constante radiative
U	densité d'énergie
U_r	densité d'énergie radiative
T_r	température radiative
P_r	pression radiative
S_r	flux d'énergie radiative
$\kappa_{R,P}$	opacités moyennes de Rosseland et Planck
$\lambda_{R,P}$	libres parcours moyens de Rosseland et Planck
r	rapport des opacités de Rosseland et Planck
$q_{a1,a2}$	coefficients pour les pentes des opacités analytiques
T_t	température de transition de la pente des opacités analytiques
B_0	nombre de Boltzmann
β_t	paramètre pour la théorie de la double ablation
α	paramètre pour la théorie de la double ablation

Introduction

0.1 Contexte et motivations de ce travail de thèse

Ce travail de thèse s'inscrit dans le contexte des grands projets de lasers de puissance et de la Fusion par Confinement Inertiel, comme les projets Laser MégaJoule, HIPER et NIF. En effet, les thèmes et problématiques traités ici, les simulations réalisées, ainsi que les résultats obtenus font appel à des domaines de la physique communs à ces projets, et plus généralement à des expériences de Fusion par Confinement Inertiel (FCI).

C'est dans le contexte de ces grands projets scientifiques que les domaines de l'hydrodynamique, du transfert radiatif et des instabilités hydrodynamiques ont été étudiés pour mener à bien cette thèse.

Nous allons ainsi débiter ce chapitre par une présentation générale de la fusion, puis plus spécifiquement de la FCI, afin de comprendre quels avantages cette expérience peut apporter aussi bien à la communauté scientifique qu'au domaine public, mais aussi bien cerner les difficultés techniques majeures qui apparaissent pour mener à bien ces projets innovants.

Ensuite, nous rappellerons quels sont les principaux mécanismes intervenants dans une expérience de Fusion par Confinement Inertiel, afin de mieux positionner ce travail de thèse dans ce type d'expériences, et de cerner les problématiques étudiées.

0.1.1 L'énergie de fusion : une source nouvelle d'énergie

La fusion nucléaire pour la production d'énergie

Contrairement à la fission nucléaire dans laquelle des noyaux d'atomes lourds se scindent pour former des noyaux plus légers, la fusion se produit lorsque deux noyaux d'atomes légers se réunissent pour former un noyau plus lourd.

Dans les deux cas, la masse totale doit être conservée ; la masse des noyaux produits étant inférieure à la masse originelle, la différence est transformée en énergie.

La fission utilise comme combustible des noyaux lourds comme l'*uranium* (élément existant naturellement) ou le *plutonium* (élément artificiel produit par réaction nucléaire).

La fusion utilise quant à elle des noyaux légers, comme les isotopes de l'hydrogène : le *deuterium* D (constituant de l'eau lourde, en quantité quasi illimitée dans les océans), et le *tritium* T (existant naturellement en petites quantités dans l'atmosphère, mais surtout produit artificiellement).

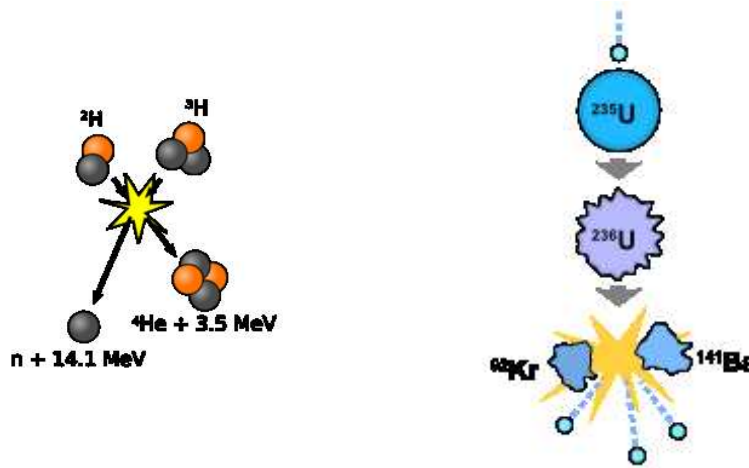
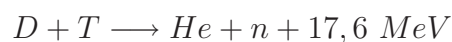


FIG. 1 – Réaction de fission des éléments lourds (figure de gauche) et de fusion des éléments légers (figure de droite).

La fusion de noyaux légers, comme les isotopes D et T , est donc une réaction exothermique ; les noyaux de D et de T fusionnent, et un noyau plus lourd d'hélium He est créé. Cette réaction libère une énergie de $17,6 \text{ MeV}$, le noyau d' He emportant $3,5 \text{ MeV}$, et le neutron $14,1 \text{ MeV}$:



Cette réaction peut avoir lieu dans des conditions de température, de pression et de densité très élevées, afin d'augmenter la probabilité de collisions des atomes. Sous l'effet de la pression et de la très forte agitation moléculaire, l'énergie produite par les chocs entre les atomes permet le passage de la barrière coulombienne entre les noyaux, provoquant ainsi la fusion des atomes.

L'énergie dégagée par cette réaction est le gain d'énergie recherché : produire une quantité d'énergie supérieure à celle utilisée pour la provoquer. Cependant, la matière doit être confinée dans un volume suffisamment petit afin d'obtenir la masse critique nécessaire à la fusion.

Pour pouvoir créer de telles conditions de température, de densité et de pression, tout en gardant la matière confinée, deux voies sont actuellement explorées :

- la **Fusion par Confinement Magnétique** (FCM), qui consiste à chauffer le combustible dans une chambre à vide, et à le confiner assez longtemps (temps de

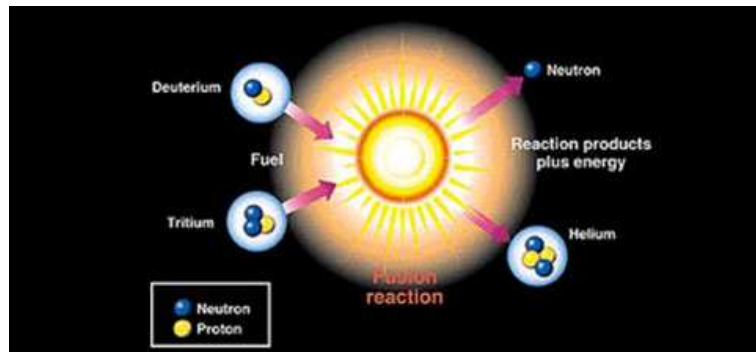


FIG. 2 – Réaction de fusion des isotopes de l’hydrogène dans une expérience de type FCI et produits de la réaction.

confinement τ_L grand, densité matière n faible) au moyen de puissants champs magnétiques. C’est la voie utilisée pour les tokamaks et le projet ITER.

- la **Fusion par Confinement Inertiel** (FCI), qui, quant à elle, consiste en l’irradiation d’une cible remplie d’un mélange de deutérium et tritium (DT) par un laser de puissance (temps de confinement τ_L faible, densité n élevée [~ 1000 fois la densité solide]). Celui-ci provoque l’implosion de la cible et, dans le cœur, les réactions de fusion sont alors initiées, avant de se propager à toute la cible.

La production de l’énergie de fusion présente de nombreux avantages par rapport aux autres sources d’énergie actuellement utilisés, comme l’énergie électrique ou nucléaire par exemple :

- aucun gaz à effet de serre, comme le gaz carbonique, n’est dégagé ;
- le combustible, constitué des isotopes de l’hydrogène D et T , ne présente pas de risque de pénurie : le deutérium existe en quantité quasi illimitée dans les océans, et le tritium est produit à partir de réactions nucléaires, aussi bien de fission que de fusion ;
- la quantité de déchets radioactifs est beaucoup plus faible que celle produite par les réacteurs nucléaires à fission actuellement utilisés ; mais surtout, la période radioactive des déchets est beaucoup plus courte, de l’ordre de quelques dizaines d’années, contre des centaines de milliers d’années pour les déchets des réacteurs à fission.

Ainsi, l’énergie de fusion pourrait bien être l’énergie de demain, quand les problèmes physiques et techniques de la fusion seront résolus.



FIG. 3 – L'énergie de fusion pour remplacer les énergies actuelles ...

En effet, il faudra encore remédier aux difficultés du chauffage et du confinement du plasma, de la tenue aux flux thermiques et neutroniques, de la production du tritium ou encore, à la récupération de l'énergie produite au cours de l'expérience.

Des projets innovants

Dans le cadre de la démonstration en confinement de l'ignition, des projets d'envergure totalement innovants sont en train de voir le jour, en France, en Europe, aux USA et au Japon.



FIG. 4 – Vue des projets LMJ (figure de gauche) et NIF (figure de droite).

Pour la France, le Laser Mégajoule (LMJ) [1] [2] [3] [4] est actuellement en construction en Aquitaine, implanté sur le site du CEA-CESTA (Centre d'Etudes Scientifiques et Techniques d'Aquitaine). Un projet aux finalités similaires est construit aux Etats-Unis ; il s'agit du National Ignition Facility (NIF) [5]. Les premiers tirs laser ont eu lieu en début d'année 2009.

Le projet européen HiPER (High Power laser Energy Research facility), qui s'oriente vers l'allumage rapide des réactions de fusion (fast ignition) est actuellement en phase préparatoire [6].

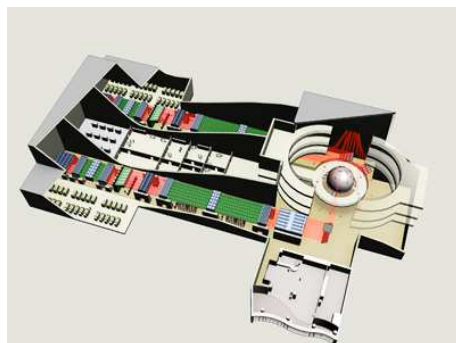


FIG. 5 – Vue du projet HiPER.

Ces projets d'envergure utilisent une même technique dans le but de produire cette énergie : la Fusion par Confinement Inertiel.

0.1.2 La Fusion par Confinement Inertiel

Nous allons à présent nous intéresser aux méthodes envisagées pour réaliser la Fusion par Confinement Inertiel. Nous avons vu que les projets LMJ, HiPER et NIF se basaient tous sur la méthode FCI, mais cependant, les procédés utilisés diffèrent. Nous allons les détailler en prenant comme illustratin les différents projets (LMJ, NIF, HiPER...).

Principe de fonctionnement

La réalisation de la fusion en laboratoire en utilisant la voie de la fusion inertielle se fait en comprimant fortement et de façon isotrope le mélange fusible contenu dans une capsule sphérique (cible) pendant un temps très court, sans autre confinement que l'inertie propre du système (d'où le nom de fusion par confinement inertiel).

Cette compression peut être réalisée soit par rayonnement laser, soit par rayonnement X.

En effet, deux schémas sont envisagés pour comprimer la cible et réaliser la fusion par confinement inertiel :

Schéma de l'attaque directe Le schéma de fusion par laser le plus simple est l'*attaque directe*. La cible millimétrique est éclairée par un grand nombre de faisceaux laser délivrant une intensité de l'ordre de 10^{14} à 10^{15} W/cm^2 .

Au niveau de la cible, l'énergie laser est absorbée par les électrons situés en périphérie de la cible. Un plasma de température de 2 à 3 keV est alors créé, et une pression d'ablation très élevée, de l'ordre de quelques centaines de MBars est engendrée.

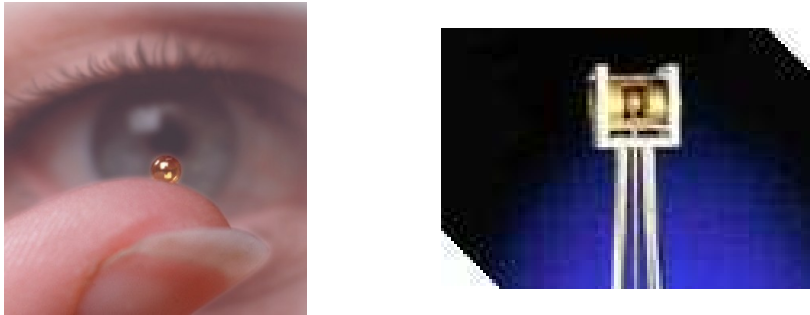


FIG. 6 – Cibles typiques dans une expérience de FCI en attaque directe (gauche) et en attaque indirecte (droite) : hohlraum d’or entourant la cible.

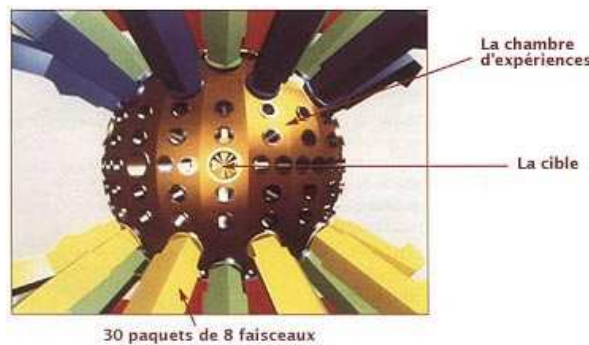


FIG. 7 – Chambre d’expérience et faisceaux laser incidents pour le projet LMJ en attaque indirecte.

Le plasma se détend ensuite vers l’extérieur de la cible. Par *effet fusée* (contre réaction), un choc est créé, qui accélère la cible de façon centripète. La cible implose, l’énergie cinétique se transformant en énergie interne ; le matériau fusible se comprime et chauffe jusqu’à des températures de 5 à 10 *keV* au centre : les réactions de fusion se déclenchent puis s’entretiennent. La combustion se propage alors sous forme d’une onde de détonation, si les conditions d’allumage sont réunies : l’énergie apportée, essentiellement par les particules α issues de la réaction exothermique du *DT*, doit parvenir à compenser les pertes par rayonnement et conduction électronique.

Le combustible brûle alors tant que le système ne se disloque pas, c’est à dire tant qu’il est confiné. La durée du confinement inertiel dépend essentiellement du produit de la masse volumique ρ par le rayon R de la sphère comprimée. Dans ce schéma d’attaque directe, la zone au centre de la cible sert d’allumette pour enflammer le reste du *DT* ; c’est l’*allumage par point chaud central*. Il est plus avantageux que l’allumage dans tout le volume car la masse portée aux conditions d’allumage est plus faible et l’énergie nécessaire également. Les énergies mises en jeu conduisent à des vitesses d’implosion de l’ordre de 3 à 4 10^7 *cm/s* et à des durées d’implosion de l’ordre de la dizaine de nanosecondes. L’implosion

idéale doit assurer la compression isentropique décrite par la loi de Kidder. En réalité, l'implosion est réalisée par une succession de chocs faibles dont la chronométrie est ajustée très précisément, par la mise en forme temporelle de l'impulsion laser (FIG. 8) permettant d'éviter une production d'entropie trop élevée.

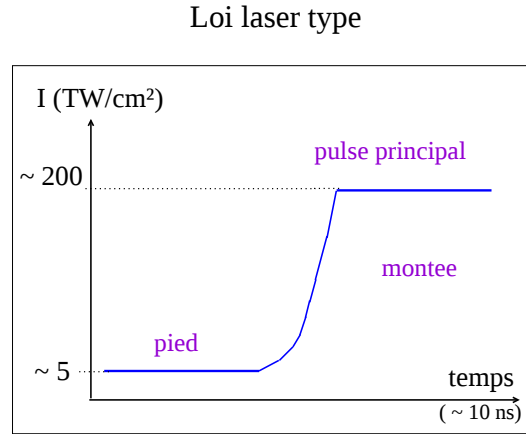


FIG. 8 – Exemple de loi laser type.

Ceci étant fixé, au moment de l'allumage, on aboutit au centre à une structure quasi-isobare entre le DT central, chaud et peu dense ($\sim 1/20$ de la masse totale de quelques centaines de microgrammes, comprimée à ~ 100 fois la densité solide, et chauffée à la température d'ignition de $\sim 10 \text{ keV}$) et le DT extérieur très dense (comprimé jusqu'à 1000 fois la densité solide) et froid (température d'ordre de $\sim 100 \text{ eV}$).

Néanmoins, ce schéma d'attaque directe nécessite une irradiation parfaitement isotrope, ce qui présente des difficultés techniques. La phase de compression de la cible est donc une phase critique, qui doit être contrôlée précisément [7] [8].

De plus, différentes méthodes d'allumage des réactions sont envisagées, et sont en cours de validation. En effet, l'allumage par point chaud que nous venons de décrire est à priori la méthode la plus "simple" à mettre en oeuvre, mais les conditions d'allumage sont en réalité difficiles à obtenir et nécessitent beaucoup d'énergie pour la compression et l'obtention du point chaud central.

C'est pourquoi une autre technique est envisagée : la technique d'allumage rapide [9] [10] [11]. La méthode de compression de la cible reste la même, mais l'allumage des réactions de fusion se fait par injection d'un faisceau laser bref et intense en fin de phase de compression à travers un cône solide de numéro atomique élevé (dans sa version initiale, le cône est en or, mais d'autres matériaux sont à l'étude). Nous observons sur la figure FIG. 9 les étapes de cette méthode d'allumage ; en haut à gauche l'irradiation de la cible par les faisceaux laser, qui initie la phase de compression (en haut à droite). En fin de compression, le

combustible est chaud et dense, un faisceau laser bref et intense est alors envoyé à travers le cône d'or (en bas à gauche), et l'allumage des réactions de fusion a lieu (en bas à droite).

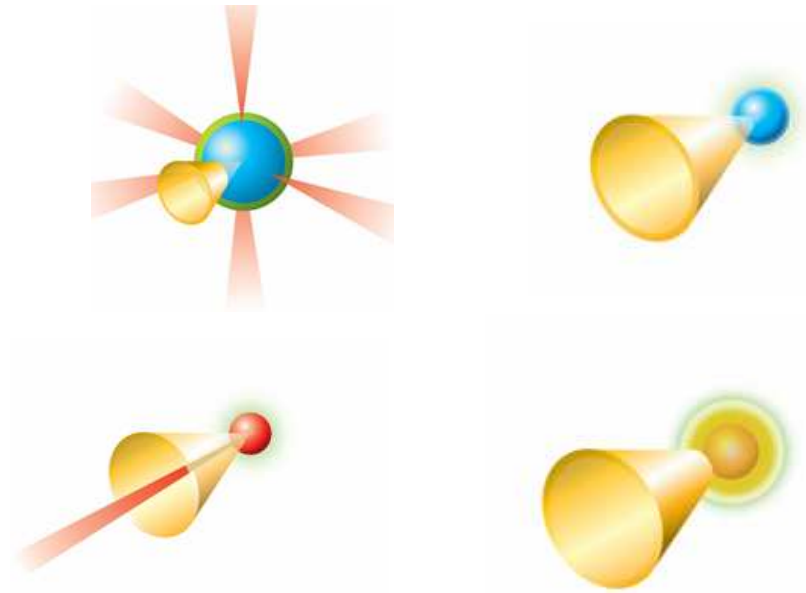


FIG. 9 – Méthode d'allumage rapide pour la FCI (exemple : projet HiPER en Europe, Firex au Japon).

Une autre méthode d'allumage est envisagée : l'allumage par choc, qui consiste à chauffer le combustible par la dissipation de l'énergie d'un choc convergent, produit par un sursaut final de l'intensité laser (quelques centaines de téra-watts pendant ~ 200 picosecondes) [12][13].

Dans ce travail de thèse, seul le schéma d'attaque directe sera traité ; de plus, nous nous intéresserons seulement à la phase de compression de la cible.

Schéma de l'attaque indirecte Le schéma d'attaque directe que nous venons de présenter nécessite un grand nombre de faisceaux laser, parfaitement équilibrés en puissance, et précisément *pointés* et synchronisés, pour assurer un point chaud sphérique et l'allumage des réactions de fusion.

Une autre manière d'assurer une bonne isotropie de l'irradiation est de recourir au schéma de l'*attaque indirecte* [14]. Ce schéma sera utilisé sur le NIF, et est le scénario nominal pour le LMJ. Celui-ci consiste à irradier, avec les faisceaux laser, une cavité métallique, en or habituellement (matériau de Z élevé), de quelques millimètres, appelée *hohlraum*. L'énergie déposée sur les parois du hohlraum est alors convertie en rayonnement X qui

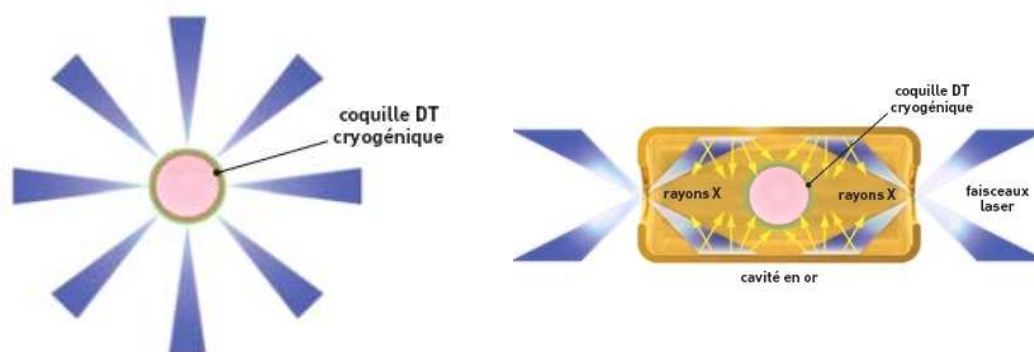


FIG. 10 – Schéma d’irradiation par attaque directe (gauche) et indirecte (droite) pour une expérience FCI.

s’homogénéise à l’intérieur de la cavité. Celle-ci se comporte alors comme un four chauffé à une température radiative de 250 à 350 eV qui émet un rayonnement X quasi-planckien. Ce rayonnement “attaque” alors la capsule, et sa compression porte le combustible aux températures, pressions et densités requises pour initier les réactions de fusion. Au final, la méthode d’allumage est ici l’allumage par point chaud central, qui sera utilisée pour le projet LMJ.

Ainsi, ces techniques nécessitent une grande uniformité d’éclairement, car elle règle la symétrie d’implosion.

Dans le cas de l’irradiation directe, une uniformité d’éclairement à moins de 1 % près constitue l’élément le plus critique, entraînant des difficultés techniques supplémentaires. Dans le cas d’un schéma d’irradiation indirecte, la nécessité de l’uniformité de l’éclairement incident est moins forte.

Les domaines d’application de la FCI

Les performances de ces installations doivent permettre d’explorer divers domaines de la physique de l’*extrême*, comme l’étude des plasmas denses et des processus thermonucléaires.

L’étude de la dynamique d’ionisation des plasmas, la validation de codes numériques de physique atomique, l’étude des plasmas très denses ou la physique des matériaux sous choc sont des domaines que ces installations permettront également d’étudier. Ces domaines de la physique sont encore très peu étudiés expérimentalement, car difficiles à réaliser. En plus, la production de particules très énergétiques par impact d’une cible solide ou gazeuse par un laser subpicoseconde de puissance ouvre la possibilité d’étudier des interactions avec les noyaux, en présence de champs et de plasmas.

Enfin, les sources de particules et de rayons X produites dans les plasmas créés par laser, et

en particulier avec une impulsion subpicoseconde, trouvent une grande variété d'applications, en biologie, médecine ou physique nucléaire (expériences pompe-sonde, applications médicales ou biologiques comme la protonthérapie).

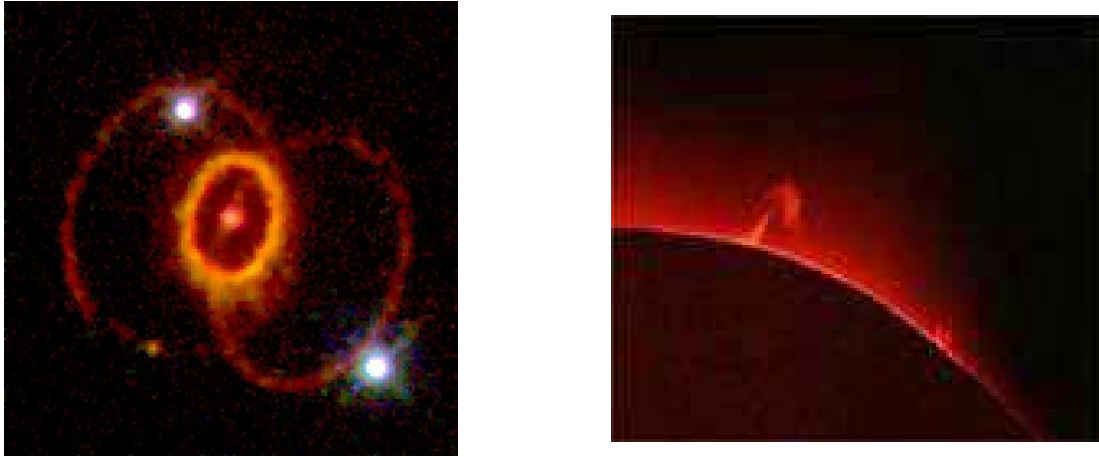


FIG. 11 – Applications de la FCI : étude des supernovae ou de l'évolution stellaire (ici, image d'un jet solaire).

Le LMJ, bien qu'il soit dans un premier temps destiné à la maîtrise de l'énergie nucléaire pour des besoins militaires (programme Simulation), devrait permettre également d'étudier les schémas de la production d'énergie à des fins civiles, et d'effectuer des expériences de l'astrophysique de laboratoire. En effet, il lui sera possible de reproduire les conditions physiques au sein d'une supernovae et de confirmer ainsi les théories de l'évolution stellaire, mais également de permettre l'étude des équations d'état de matière interne aux planètes comme la Terre, Jupiter ou Saturne, actuellement mal connues, ou encore de simuler des phénomènes astrophysiques tels que la collision de plasmas en présence de champs magnétiques.

Le projet HiPER s'avancera plus loin dans la problématique de la production d'énergie par la voie de la FCI. Il permettra l'étude du réacteur en FCI, de l'astrophysique de laboratoire, de la matière chaude et dense, de la physique nucléaire et bien d'autres thèmes peu étudiés faute d'une installation permettant de recréer des conditions de densité et températures extrêmes.

Des difficultés restent à résoudre

L'achèvement du projet LMJ est prévu pour 2014, et celui d'Hiper autour de 2020, mais leur réalisation réserve encore de nombreuses difficultés physiques et techniques. En effet, de nombreux phénomènes physiques restent encore à maîtriser, tels que l'interac-

tion laser-plasma, les instabilités hydrodynamiques, les équations d'état ou le rayonnement X émis par la matière.

La Ligne d'Intégration Laser (LIL), prototype du LMJ, avec un nombre plus faible de faisceaux (4 faisceaux actuellement), et donc de plus faible puissance, est en fonctionnement et permet de valider les concepts techniques qui seront utilisés pour le LMJ.

De plus, cette installation a d'ores et déjà permis de réaliser des expériences de physique [15] [16].



FIG. 12 – La Ligne d'Intégration Laser (LIL), prototype du LMJ.

Conclusion

Ainsi, dans les dix années à venir, nous allons assister à des événements techniques et scientifiques totalement innovants, portés par les projets LMJ, HiPER et NIF, dans le cadre de la Fusion par Confinement Inertiel.

L'accès à une physique nouvelle permettra d'étudier en laboratoire des phénomènes extrêmes encore mal connus, et de développer une nouvelle source d'énergie à terme, plus propre et avec des ressources abondantes.

De nombreuses difficultés restent pourtant à résoudre à l'heure actuelle, tant bien sur le plan technique que physique.

En effet, nous avons vu que techniquement, la fabrication des cibles, l'uniformité d'irradiation et donc la précision du pointage des faisceaux laser sont des étapes essentielles et délicates.

De plus, du point de vue physique, les modèles utilisés pour les simulations des expériences FCI sont encore à compléter (équations d'état des matériaux froids ou cryogéniques, limitation du flux de chaleur électronique...). Les résultats obtenus après les premiers tirs du LMJ, du NIF ou de HiPER seront ainsi déterminants pour une meilleure compréhension de ces modèles physiques, et pour construire de nouveaux projets pour la production de

l'énergie de fusion ...

0.2 FCI par laser et mécanismes physiques

Nous venons de rappeler les grandes lignes du concept général de la FCI, ainsi que des projets LMJ, HiPER et NIF.

Nous allons présenter brièvement quels sont les principaux mécanismes physiques qui interviennent au cours d'une telle expérience.

Ceci nous permettra de bien cerner les problématiques inhérentes à la FCI, et donc de comprendre dans quel contexte s'inscrit ce travail de thèse.

0.2.1 Design de la cible

Dans le cadre d'une expérience de FCI, la cible type est un micro-ballon constitué de plusieurs couches de matériaux. La cible doit être conçue pour éviter les déperditions énergétiques et minimiser les nombreuses instabilités pouvant nuire à la transmission d'énergie du laser à la cible, ainsi qu'au bon déroulement de l'implosion. C'est pourquoi une conception en couches sphériques de matériaux différents ou sous différentes formes est privilégiée.

La coquille externe est composée d'un matériau léger (Z faible) du type plastique CH , appelé *ablateur*. L'intérieur de la cible est quant à lui constitué de combustible DT sous forme cryogénique à l'état solide dont une partie sert éventuellement d'ablateur, et de DT sous forme gazeuse. L'ablateur constitue un écran contre le préchauffage et la vaporisation du DT , tout en conférant de l'énergie cinétique à la surface externe de la coquille (piston). Dans la cible, le DT solide est réparti sur une couche très fine, et refroidi avant l'expérience à une température proche du point triple (19 K) pour assurer une grande densité. Enfin, le DT gazeux est à la pression de vapeur saturante et donc à faible densité ($\sim 0,3\text{ mg/cm}^3$), et sera le point de départ de la fusion après compression (FIG. 13).

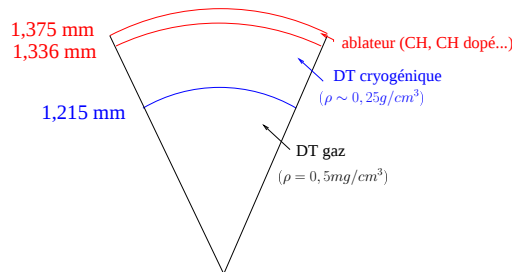


FIG. 13 – Coupe d'une cible type en coquille.

Pour minimiser l'apport d'énergie nécessaire pour initier les réactions de fusion, une partie

seulement du milieu fusible, le coeur, est chauffé (allumage par point chaud central). Il convient donc de maximiser le transfert énergétique et de réaliser une loi de compression la plus isentropique possible.

Ces contraintes sont satisfaites grâce à la structure en couche de la cible et au profil temporel de l'impulsion laser. Le rapport d'aspect $R/\delta R$ est caractéristique de la structure utilisée. S'il est grand, il est possible de comprimer le combustible davantage ; s'il est petit, la symétrie de l'implosion est meilleure. Il s'agit donc de trouver un compromis.

Le profil temporel de l'impulsion laser, quant à lui, défini par la loi de compression isentropique de Kidder, et est ajusté par simulation numérique connaissant la structure de la cible, sachant que l'implosion doit être isentropique pour arriver au plus grand produit ρR possible, et qu'elle doit conduire à la formation d'un point chaud central (pour la méthode d'allumage par point chaud). Le profil d'intensité laser réaliste tient compte des nombreuses réflexions aux interfaces des ondes de compression. Il doit néanmoins être croissant pour que les ondes arrivent en même temps au centre, transmettant ainsi toute leur énergie au coeur.

Le design de cible est donc une étape critique pour assurer le succès de l'expérience. De nombreux compromis doivent être faits, aussi bien du point de vue des matériaux utilisés pour la cible (masse, numéro atomique, densité,...) que du point de vue de la mise en forme du laser, car la forme de l'un régit la conception de l'autre. De plus les difficultés technologiques de fabrication de la cible et de contrôle de l'impulsion laser sont prises en compte et ne doivent pas être trop importantes pour assurer une bonne reproductibilité.

Plus récemment, les expériences réalisées par [71] ont montré les avantages certains de nouveaux ablateurs composés de matériaux de Z modéré, comme le plastique dopé au brome ($CHBr$), pour la stabilité hydrodynamique de la cible. L'utilisation de ces ablateurs est ainsi une voie des plus intéressantes à envisager dans un design de cible pour la FCI. Dans ce travail de thèse, les résultats de [71] et ces nouveaux ablateurs sont largement étudiés.

0.2.2 Etapes et mécanismes physiques de la FCI

Etapes d'une expérience de type FCI

Lors de l'irradiation de la cible au moyen des nombreux faisceaux laser, la matière est très rapidement ionisée, sur des temps de l'ordre de la picoseconde.

Au voisinage de la surface éclairée, les électrons ainsi arrachés aux atomes sont accélérés par le champ électrique du laser. Les collisions entre ces électrons et les ions du plasma augmentent alors le degré d'ionisation et la température du plasma.

La partie externe de la cible est alors vaporisée sous la forme d'un plasma. Ce plasma se dé-

tend, et est expulsé violemment vers l'extérieur de la cible : c'est le mécanisme d'*ablation*. Par principe d'action-réaction, ou effet fusée, la partie intérieure non vaporisée implose. Le plasma ainsi formé interagit avec les faisceaux laser, en empêchant leur progression dans la cible. Le rayonnement laser pénètre jusqu'à la densité critique électronique (notée n_c) du plasma qu'il a formé.

En effet, l'onde laser cesse de se propager (son vecteur d'onde s'annule, l'onde laser incidente est complètement réfléchie au niveau de n_c) lorsque sa fréquence ω_L est égale à la fréquence plasma (fréquence d'oscillation des électrons) ω_{pe} .

Cette condition est obtenue à partir de la relation de dispersion du laser dans le plasma [17] ; la densité critique électronique n_c est alors définie par

$$\omega_L = \omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_c e^2}{\epsilon_0 m_e}}, \text{ soit} \quad (1)$$

$$n_c = \frac{\epsilon_0 m_e \omega_L^2}{e^2} = \frac{1,1 \cdot 10^{21}}{\lambda_L^2 (\mu m)^2} (cm^{-3}). \quad (2)$$

Dans cette dernière équation, λ_L est la longueur d'onde du laser. Typiquement pour un laser de longueur d'onde $\lambda_L = 0,35 \mu m$, la densité critique vaut $n_c \sim 9 \cdot 10^{21} cm^{-3}$.

Le rayonnement incident est majoritairement absorbé dans le voisinage de cette zone. Un gradient de température est alors créé par ce dépôt local d'énergie ; l'énergie absorbée se propage à l'intérieur de la cible (vers la matière plus froide et dense) par diffusion thermique ; le flux de chaleur est directement proportionnel à ce gradient de température. Ce transport de l'énergie peut impliquer soit les électrons (on parle de transport thermique électronique), soit les photons (on parle alors de transport radiatif). La différence entre ces deux mécanismes de transport se retrouve notamment au niveau du flux de chaleur, dans la dépendance en densité et température du coefficient de transport thermique (noté κ).

Nous reviendrons par la suite plus en détail sur ces mécanismes de transport de l'énergie dans les Chapitres suivants.

Dans le cas du transport thermique électronique, les électrons chauds transportent l'énergie au delà de la densité critique du plasma et la déposent dans le matériau solide, puisque la température électronique diminue dans les couches de plasma plus denses. Une onde thermique est ainsi créée et se propage vers l'intérieur du solide non perturbé. Le pied de l'onde thermique est appelé *front d'ablation* (FIG. 14). Le même phénomène se produit pour le transport radiatif régi par les photons.

L'ablation de la coquille crée une forte pression (de l'ordre d'une dizaine de Mbar), qui engendre un choc hydrodynamique. Ce choc est, aux premiers instants, confondu avec l'onde thermique. Celle-ci est alors supersonique, i.e. sa vitesse est supérieure à celle du

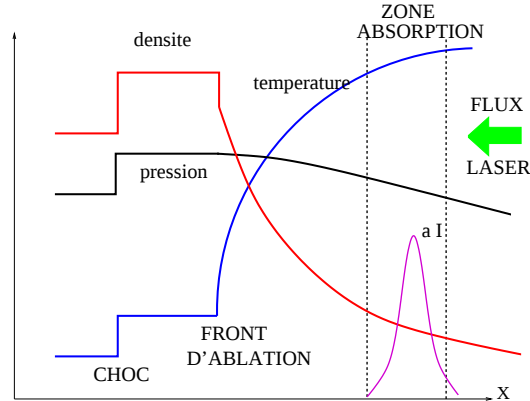


FIG. 14 – Profils hydrodynamiques et localisation du front d’ablation types lors de l’irradiation laser et la cible.

son derrière le choc dans le matériau solide. La matière n’est donc pas mise en mouvement dans les premiers instants de l’irradiation.

Au cours du temps, la vitesse de l’onde thermique diminue. Le choc et l’onde thermique se séparent très rapidement (typiquement quelques dizaines de picosecondes). Le gradient de pression au pied de l’onde thermique crée une perturbation de densité du plasma, et l’onde de choc est lancée en avant de l’onde thermique dans la cible solide. Il s’agit de la *séparation hydrodynamique*.

Le choc se propage alors librement dans la cible, laissant derrière lui l’onde thermique ”ablatant” la cible. On parle dans ce cas de régime de déflagration ; l’onde thermique est subsonique. 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 [18]. La zone d’absorption de l’énergie et la zone d’ablation sont ainsi distinctes. La distance séparant ces deux zones est appelée *zone de conduction*.

Lorsque le choc atteint l’interface interne de la coquille (interface entre l’ablateur et le combustible), une onde de choc transmise et une onde de détente réfléchie sont générées. L’interface, puis le front d’ablation, sont accélérés vers l’intérieur de la cible. Cette accélération est centripète et conduit à l’implosion de la coquille, puis à la compression et au chauffage de la matière fusible. Comme le laser émet des impulsions d’une dizaine de nanosecondes, la partie externe de la cible est consommée par le phénomène d’ablation et la paroi de la capsule accélère jusqu’à des vitesses de l’ordre de 10^5 m/s. La coquille évolue alors sous l’effet de sa propre inertie (d’où le nom de confinement inertiel) et le plasma est ainsi confiné.

L’accélération s’arrête à cause de la pression croissante du DT central, qui devient de plus

en plus comprimé et chaud. En effet, celui-ci récupère sous forme d'énergie interne l'énergie cinétique de la coquille. Les températures et densités obtenues au centre (près de 2000 fois la densité du DT solide) permettent de former un point chaud central, satisfaisant aux conditions de température et de densité nécessaires pour démarrer les réactions de fusion : c'est l'*ignition*.

Enfin, l'onde de combustion se propage grâce aux noyaux d'hélium (particules α) créés, qui transmettent leur énergie cinétique au DT voisin, jusqu'à combustion partielle de la cible contenant près de 0,3 mg de DT . L'objectif du design de la cible à gain est de brûler jusqu'à 30 % du combustible.

L'hydrodynamique et les mécanismes physiques intervenants

Dans la cible irradiée, pendant l'étape de compression, quatre zones peuvent être distinguées :

- la cible froide,
- la zone sous choc, située entre le front d'ablation et l'onde de choc,
- la zone de conduction, située entre le front d'ablation et la zone d'absorption de l'énergie laser, et dans laquelle se déroulent tous les effets diffusifs d'origine thermique,
- la zone sous dense dans laquelle le plasma se détend et où le rayonnement laser est absorbé (couronne).

Les profils spatiaux typiques des grandeurs hydrodynamiques (densité, température électronique,...) dans la cible solide lors de son irradiation laser sont obtenus par simulation numérique. Nous observons ainsi les quatre zones définies précédemment sur ces profils (FIG. 3.15).

Ces zones se différencient d'une part par les mécanismes physiques auxquels elles sont soumises, d'autre part par la différence des grandeurs macroscopiques qui les caractérisent.

Pour chacune de ces zones, la densité et la température électronique ont donc des comportements et des ordres de grandeur caractéristiques :

- *la couronne* est la zone où les densités sont inférieures à la densité critique n_c (zone sous-dense) ; dans cette région ont lieu les mécanismes d'absorption de l'énergie laser par le plasma. La température électronique est quasiment constante et de l'ordre du keV.
- *la zone de conduction* où les densités sont comprises entre la densité du solide et la densité critique (zone surcritique) ; l'énergie laser déposée dans la couronne est transportée par conduction électronique et/ou par rayonnement X vers les régions de

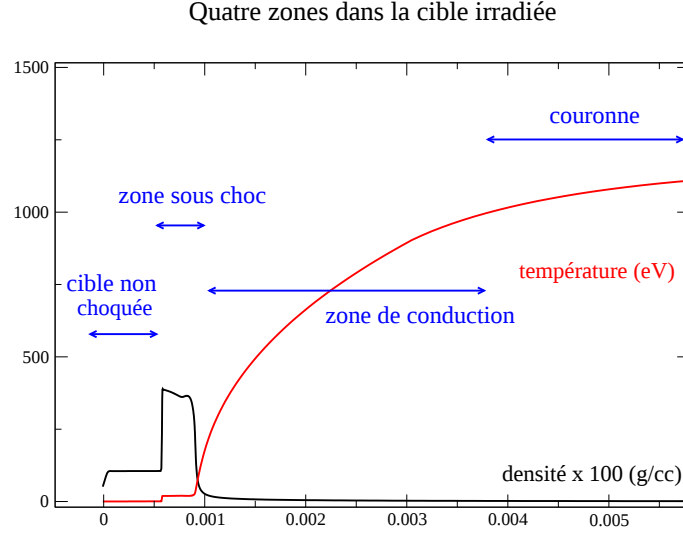


FIG. 15 – Quatre zones se distinguent dans la cible irradiée lors d’une expérience de FCI ; profils 1D de densité et température obtenus par simulation numérique.

densités plus élevées. La température électronique est typiquement comprise entre 10 eV et 1 keV .

- la *zone sous-choc* où la densité est celle de la matière solide (sur-dense). Elle est caractérisée par la présence d’une onde de choc se propageant dans la matière dense. La température électronique est de l’ordre de quelques eV.
- la *zone non choquée* est la région des basses température (froide) et où la densité est celle du matériau solide.

Nous allons maintenant rappeler quels sont les principaux mécanismes physiques intervenants dans ces “zones”.

Les mécanismes d’absorption laser Pour des durées d’impulsion laser de l’ordre de la nanoseconde et des intensités laser de l’ordre de $10^{13} - 10^{15}\text{ W/cm}^2$, les deux principaux mécanismes d’absorption de l’énergie laser sont l’absorption résonnante et l’absorption collisionnelle (ou Bremsstrahlung inverse).

—> L’absorption résonnante

Lorsque l’onde laser n’est pas en incidence normale par rapport à la cible et lorsque sa polarisation est rectiligne de type “p”, il existe une composante du champ électrique de l’onde laser susceptible de générer au niveau de la densité critique et de façon réson-

nante ($\omega_L = \omega_{pe}$) une onde plasma de grande amplitude. Le champ électrique longitudinal très intense associé à cette onde plasma peut accélérer de manière non négligeable les électrons du plasma. Des électrons suprathermiques (i.e. dont l'énergie est supérieure à l'énergie thermique) peuvent être générés. Ces électrons sont très pénétrants et peuvent entraîner le préchauffage de la coquille solide.

Des travaux expérimentaux et théoriques [19] ont montré que dans le cas de courtes longueurs d'onde laser et pour des intensités laser modérées, l'absorption résonnante peut être négligée devant l'absorption collisionnelle dans la limite : $I_{L \text{ lim}} (W/cm^2) \leq 10^{14} / \lambda_L^2 (\mu m)$. Dans les simulations réalisées, nous considérons des longueurs d'ondes laser de $\lambda_L = 0,35 \mu m$ et des intensités de l'ordre de quelques $10^{15} W.cm^{-2}$; l'intensité limite $I_{L \text{ lim}}$ correspondante est alors $I_{L \text{ lim}} \leq 8.10^{14} W/cm^2$. Il est donc légitime de négliger l'absorption résonnante.

→ L'absorption collisionnelle

L'absorption collisionnelle est un processus à trois corps, au cours duquel un électron absorbe un ou plusieurs photons lors d'une collision avec un ion. L'intensité laser incidente I_L satisfait l'équation

$$\frac{dI_L}{dx} = -\alpha I_L, \quad (3)$$

avec α le coefficient d'absorption donné par [20]

$$\alpha = \frac{\nu_{ei} \omega_{pe}^2}{c \omega_L^2 Re(n) (1 + \frac{\nu_{ei}^2}{\omega_L^2})}, \quad (4)$$

où ν_{ei} est la fréquence de collision électron-ion et $Re(n)$ la partie réelle de l'indice de réfraction. Dans le cas d'un plasma sous-dense et d'une fonction de distribution des électrons de type maxwellienne, la fréquence de collision est donnée par [20]

$$\nu_{ei} = 3.10^{-6} \ln(\Lambda) \frac{n_e (cm^{-3}) Z^*}{T_e (eV)^{3/2}} (s^{-1}), \quad (5)$$

où Z^* est le degré moyen d'ionisation, n_e la densité électronique, T_e la température électronique, et $\ln(\Lambda)$ le logarithme coulombien défini par

$$\ln(\Lambda) = \ln\left(\frac{\lambda_D}{b_0}\right), \quad (6)$$

avec λ_D la longueur de Debye, et b_0 le paramètre d'impact correspondant à une déflexion de 90° . Typiquement, $\ln(\Lambda)$ est compris entre 5 et 20 pour les plasmas que nous considérons [20].

Finalement, dans la limite $\nu_{ei} \ll \omega_L$ (limite bien vérifiée dans la couronne),

$$\alpha = 8, 7.10^{-38} \frac{\ln(\Lambda) Z^* n_e (cm^{-3}) \lambda_L^2 (\mu m)}{T_e (eV)^{3/2} (1 - \frac{n_e}{n_c})} (cm^{-1}). \quad (7)$$

Comme attendu, l'absorption collisionnelle est une fonction croissante de la densité électronique et est proportionnelle à Z^* . Nous observons aussi qu'elle est très piquée au voisinage de la densité critique n_c .

Les mécanismes de transport de l'énergie Maintenant que nous avons rappelé de quelle manière l'énergie incidente était absorbée dans le plasma, voyons comment cette énergie est transportée à l'intérieur de la cible.

Deux mécanismes de transport sont susceptibles de conduire cette énergie vers les régions froides de l'intérieur de la cible ; ces mécanismes de transport de l'énergie peuvent coexister au cours de l'expérience.

→ Le transport thermique électronique

Dans le cas des éléments légers ($Z < 10$, ce qui correspond à des cibles "all" DT ou avec ablateur CH), le transport de l'énergie dans la zone de conduction est essentiellement assuré par les électrons thermiques.

Selon la théorie développée par Spitzer et Harm [21], le flux de chaleur dans un plasma est directement proportionnel au gradient de température électronique.

Il est donné par

$$\vec{Q}_e = -\kappa_e \vec{\nabla} T_e, \quad (8)$$

$$= -\kappa_0 T_e^\nu \vec{\nabla} T_e, \quad (9)$$

avec κ_e la conductivité thermique électronique et $\nu = 5/2$ le coefficient pour la conduction électronique donné par Spitzer.

Le paramètre κ_0 pour la conductivité, dépendant du numéro atomique Z du matériau, peut être calculé comme [22]

$$\kappa_0 = 7,87.10^{-5} \frac{1}{6(Z + 3,44 + 0,26 \log(Z))} \text{ (erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-1}.\text{K}^{-7/2}\text{)}.$$

Le flux thermique calculé selon l'expression précédente est valable lorsque la longueur caractéristique du gradient de température l_{T_e} reste supérieure au libre parcours moyen électronique l_{pe} .

Dans la zone de conduction, les gradients de température (et donc de densité) peuvent être très raides ; dans ce cas l'équation précédente n'est plus valide : en effet, les longueurs caractéristiques de gradients peuvent être du même ordre de grandeur que le libre parcours moyen des électrons ; le flux de chaleur peut alors dépasser la valeur limite calculée si tous les électrons allaient librement dans le sens du gradient de température avec leur vitesse thermique (effets non-locaux). Le flux doit être limité artificiellement. Une formule modifiée pour le transport électronique est alors utilisée ; des expériences et simulations numériques [23] [24] [25] [26] [15] [27] ont montré que le flux de chaleur est alors inférieur

à celui donné par la formule classique précédente.

On utilise dans ce cas un des formules approchées pour limiter le flux, telles que

$$\vec{Q}_{lim} = \vec{\epsilon} Q_{lim}, \quad (10)$$

$$Q_{lim} = \min(|Q_e|, f n_e V_e k_B T_e), \text{ ou} \quad (11)$$

$$Q_{lim}^{-1} = |Q_e|^{-1} + (f n_e V_e k_B T_e)^{-1}, \quad (12)$$

avec f une constante (limiteur de flux) inférieure à 1, et

$$\vec{\epsilon} = - \frac{\vec{\nabla} T_e}{|\vec{\nabla} T_e|}. \quad (13)$$

Dans les simulations numériques réalisées avec un limiteur de flux, la valeur de f était de ~ 7 à 8% (calcul en moyenne harmonique). D'après [22], pour les simulations numériques, la valeur du limiteur est comprise entre 0,03 et 0,1.

—> Le transport radiatif

Bien que nous reviendrons intensivement sur les mécanismes du transport radiatif par la suite (Chapitres 1, 3, 4 et 7), une introduction est toutefois utile ici, afin de comprendre quelles sont les différences essentielles entre ces deux mécanismes de transport de l'énergie.

Dans le cas où le numéro atomique de l'élément irradié est modéré puis élevé ($Z > 10$), une partie de l'énergie laser incidente est convertie en rayonnement X et/ou X-UV. Ainsi, le transport de l'énergie est assuré par les photons et/ou les électrons.

La zone de conduction se scinde alors en deux zones [22] [28] [29]; l'énergie laser est convertie en rayonnement X dans la zone de conduction au voisinage de la densité critique, appelée alors zone de conversion. Ce rayonnement énergétique est réabsorbé puis réémis à des densités plus élevées, ce qui fait apparaître une nouvelle zone, dite de réémission. L'énergie est alors transportée de façon radiative par des processus d'absorption et de réémission successifs qui constituent une onde radiative [30].

⇒ La zone de conversion

Le laser, en déposant son énergie au voisinage de la densité critique, chauffe cette région fortement. Elle devient le siège d'un rayonnement X intense, par des processus complexes de transition des électrons dans les ions excités. La zone de conversion est caractérisée par des températures électroniques élevées de l'ordre du keV et des densités faibles (inférieures à $0,1 \text{ g.cm}^{-3}$).

Cette émission X est produite par trois principaux mécanismes :

- L'émission par Bremsstrahlung (transition libre-libre), qui se produit lorsqu'un électron entre en collision avec un ion. L'électron est alors freiné et perd une partie de

son énergie cinétique sous forme de rayonnement. La puissance émise par Bremsstrahlung (“rayonnement de freinage”) est répartie sur toutes les fréquences.

- L’émission par recombinaison électron-ion (transition libre-lié) qui domine le Bremsstrahlung d’autant plus que l’état d’ionisation est élevé (et donc que le numéro atomique est grand). Dans la zone de conversion, le degré d’ionisation est très élevé (par exemple, ionisation totale pour l’aluminium, $Z=13$) ; les photons émis par recombinaison électron-ion ont des énergies supérieures au keV car ils proviennent des transitions avec les couches atomiques plus profondes.
- L’émission de raie (transition lié-lié) qui se produit lors d’une transition électronique entre deux niveaux énergétiques d’un même ion. Ce type d’émission est dominant dans le cas de matériaux de Z élevé.

Le rayonnement X produit par les mécanismes que nous venons de voir, est émis aussi bien vers la cible que vers le vide (dans la direction du laser). Le rayonnement qui se propage vers la cible rencontre des zones de densité élevée ($\sim$ de la densité du solide), et de température plus froide où il sera beaucoup absorbé en raison de la grande opacité de cette région (l’opacité est inversement proportionnelle à la température, et proportionnelle à la densité, comme nous le verrons plus tard dans les Chapitres 4 et 6). Par contre le rayonnement émis dans la direction opposée (vers le laser ou le vide) s’échappe de la zone de conversion, optiquement mince pour son propre rayonnement, et participe aux pertes radiatives.

L’émission X est donc d’autant plus importante que le matériau est lourd (que son numéro atomique est élevé). Cette caractéristique joue un rôle fondamental dans le choix du matériau constituant la cavité dans la configuration de la FCI en attaque indirecte, mais aussi dans le matériau constituant l’ablateur dans la configuration attaque directe (ablateur dopé).

$\implies$ La zone de réémission

La zone de réémission est chauffée par le rayonnement X provenant de la zone de conversion. Elle est caractérisée par des densités de l’ordre de 1 g.cm^{-3} et des températures de l’ordre de la centaine d’eV. Elle est optiquement épaisse aux X provenant de la zone de conversion et par conséquent, son rayonnement se rapproche de celui d’un corps noir d’intensité égale à $\sigma_B T^4$, où T est la température du milieu et σ_B la constante de Stefan-Boltzmann. Une partie de l’intensité des rayons X provenant de la zone de conversion est alors réémise de façon quasi-planckienne par des nombreux processus d’absorption et de réémissions successifs, vers le front d’ablation et la zone de conversion.

En aval de la zone de réémission, dans la cible froide et dense, une onde de choc se propage. La température du milieu n’est que de quelques eV et cette zone est donc une source de rayonnement X négligeable.

L'hypothèse selon laquelle le rayonnement et la matière sont à l'équilibre thermodynamique local ETL (i.e. localement la matière et le rayonnement sont à l'équilibre ; le rayonnement est décrit par une planckienne et les électrons par une maxwellienne avec la température unique du point considéré) permet de décrire ces processus de manière plus simple. Dans ce régime d'ETL, les longueurs de gradient caractéristiques des grandeurs thermodynamiques du plasma (densité, température) sont grandes devant le libre parcours moyen du rayonnement (libre parcours moyen du photon). Le transport de l'énergie radiative peut être décrit en utilisant l'approximation de *diffusion*. Nous reviendrons longuement sur ce type de transport de l'énergie et sur l'approximation de diffusion par la suite [31] (Chapitres 4 et 6).

En approximation de diffusion, le flux radiatif, noté S_r , est donné par [22] [31] [32]

$$\vec{S}_r = -\frac{c}{3}\lambda_R\vec{\nabla}U_r, \quad (14)$$

avec λ_R le libre parcours moyen de Rosseland pour les photons, et U_r la densité d'énergie radiative

$$U_r = \frac{4\sigma_B}{c}T_r^4. \quad (15)$$

On notera par la suite a la quantité $4\sigma_B/c$.

Le calcul des opacités des plasmas considérés est un problème atomique très complexe, qui implique des effets numériques considérables (Chapitres 4 et 6).

L'opacité de Rosseland, définie comme $\kappa_R \sim \lambda_R^{-1}$ dépend de la température électronique ainsi que de la densité de la région considérée [33]. Nous voyons alors clairement que cette opacité sera considérablement différente si l'on considère une région de la couronne ou une région au niveau du front d'ablation, vu que la température et la densité évoluent sur plusieurs ordres de grandeur.

Une approximation pour cette opacité est donnée par Drake [34]

$$\kappa_R \text{ (cm}^{-1}\text{)} \sim 3.10^6 \rho(g.cm^{-3})T_e(eV)^{-4/3} \quad (16)$$

dans le cas de l'aluminium et

$$\kappa_R \text{ (cm}^{-1}\text{)} \sim 2.10^6 \rho^{8/7}(g.cm^{-3})T_e(eV)^{-2} \quad (17)$$

dans le cas du plastique *CH*. Ces formules sont issues de l'approximation des calculs atomiques.

Comme attendu, l'opacité de Rosseland est plus élevée dans le cas d'un matériau de plus grand Z comme l'aluminium.

Lorsque l'opacité de Rosseland est élevée, le rayonnement est absorbé sur une faible épaisseur, de l'ordre du libre parcours moyen de photon λ_R . L'énergie de la radiation chauffe donc une petite quantité de matière, dont la température augmente très rapidement. Ainsi, sur une petite partie de matière, la température est élevée et l'opacité est

importante ; la réémission est forte.

Au contraire, lorsque l'opacité de Rosseland est plus faible, le libre parcours moyen du rayonnement est plus grand ; l'énergie est absorbée par une plus grande quantité de matière, dont la température augmente moins vite. La réémission sera donc moins importante.

Nous venons de voir comment l'énergie laser incidente était absorbée au niveau des couches externes de la cible, puis transportée vers les zones froides et denses internes. Nous avons vu également que deux mécanismes de transport de l'énergie pouvaient exister au cours d'une expérience de type FCI, selon le numéro atomique du matériau considéré. Selon le couple densité-pression considéré, un des deux mécanismes de transport de l'énergie est alors dominant [34].

La figure FIG. 16 montre les conditions en densité et pression pour les deux régimes de flux dominants. Le flux d'énergie radiative est estimé comme $\sim \sigma_B T^4$, avec $T = m_P P / \rho k_B$. Le flux d'énergie du fluide est quant à lui estimé par $\sim \rho \epsilon C_S$, C_S étant la vitesse du son calculée comme $C_S = \sqrt{k_B T_e / m_p}$ et ϵ l'énergie spécifique.

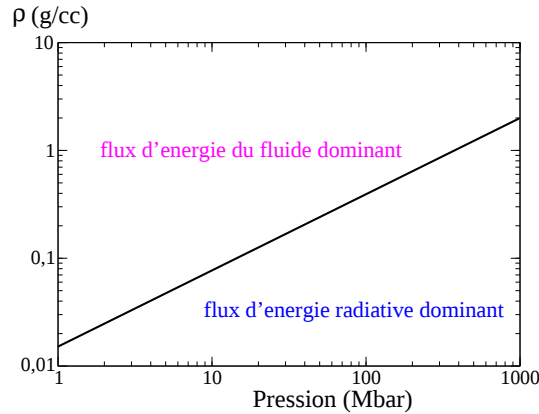


FIG. 16 – Régime des flux d'énergie pour le plastique *CH* ; pour une valeur de la pression élevée et une faible densité, le flux d'énergie dominant est le flux radiatif.

Par exemple, nous observons que pour une pression de l'ordre de 50 *Mbar*, le flux radiatif est dominant pour une densité de 0,05 *g/cm*³, mais ne l'est plus pour une densité de l'ordre de 1 *g/cm*³.

Le transport de cette énergie, qu'il soit thermique électronique ou radiatif, est à l'origine du phénomène d'ablation, qui permet la compression de la cible jusqu'à allumage des réactions de fusion.

Nous allons donc à présent rappeler les principales caractéristiques du processus d'ablation pour une expérience FCI en attaque directe.

0.2.3 Le processus d'ablation : loi d'échelles

Nous avons vu que lors de l'irradiation par laser d'une cible solide, une partie du matériau était chauffée et se détendait dans le vide. L'ablation est une conséquence directe de la détente du plasma dans le vide ; cette expansion peut être traitée comme un problème hydrodynamique à un fluide.

L'étude de ce processus d'ablation pour une expérience de FCI en attaque directe est essentielle, car ce mécanisme est à l'origine de la création des chocs qui comprimeront la matière en vue d'allumer les réactions de fusion.

Nous nous intéressons particulièrement à la phase d'accélération de la matière lors de l'irradiation de la cible par laser. De plus, nous considérons une cible plane pour décrire et estimer les grandeurs caractéristiques du processus d'ablation. En effet, au début de la phase d'accélération, la compression est encore faible, et ses effets jouent encore relativement peu sur l'écoulement : le rapport de la variation du rayon δR et du rayon R lui-même est faible ($\delta R/R \ll 1$). Nous prenons donc en compte les équations qui régissent l'écoulement du fluide en géométrie plane. Une fois résolues séparément dans la zone sous-critique (écoulement non stationnaire choisi comme isotherme ou adiabatique) et dans la zone de conduction (écoulement supposé stationnaire), ces équations sont raccordées au niveau de la densité critique et permettent d'obtenir des lois d'échelle simples, afin d'estimer les grandeurs caractéristiques qui sont le plus accessibles à l'expérience : la température de la densité critique T_{ec} , la pression d'ablation P_a et le taux de masse ablatée $\dot{m}_a$.

Nous considérons plus particulièrement une source laser de durée d'impulsion de l'ordre de la nanoseconde et d'une intensité de $10^{12} - 10^{15} \text{ W/cm}^2$.

Ces lois d'échelle pour le mécanisme d'ablation sont généralement obtenues pour un fluide subsonique, c'est à dire un fluide dont la vitesse d'ablation est inférieure à la vitesse du son dans le milieu : $V_a \leq C_s$.

La vitesse d'ablation est alors introduite et estimée comme

$$V_a = \frac{\dot{m}_a}{\rho_0}, \quad (18)$$

où $\dot{m}_a$ est le taux de masse ablatée et ρ_0 la densité du milieu solide.

La vitesse du choc dans le matériau cible est quant à elle donnée par

$$C_s = \left(\frac{P_a}{\rho_0}\right)^{1/2}, \quad (19)$$

avec P_a la pression d'ablation.

Nous venons de voir que pour obtenir les lois d'échelle pour ces paramètres caractéristiques de l'ablation, les équations de l'hydrodynamique en géométrie plane étaient résolues dans les régions sous-critique et de conduction.

Des hypothèses simplificatrices sont alors nécessaires pour traiter le processus d'ablation en attaque directe, et obtenir les lois d'échelle qui nous intéressent :

- l’absorption s’effectue entièrement à la surface critique et l’énergie est transférée uniquement aux électrons thermiques. Les effets de type non-linéaire, l’absorption résonnante et l’absorption collisionnelle dans la couronne sont négligés.
- les températures électroniques et ioniques sont les mêmes.
- dans la zone de conduction, l’écoulement du fluide est supposé stationnaire.
- l’expansion de la couronne est décrite par un écoulement isotherme.

A la base de ce modèle, les équations de l’hydrodynamique pour l’écoulement d’un fluide en géométrie plane (selon l’axe $\mathbf{e}_x$ ici) et avec l’équation des gaz parfaits sont

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho V) = 0 \quad (20)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho V) + \frac{\partial}{\partial x}(P + \rho V^2) = \frac{I_{Labs}}{c} \delta(x - x_c) \quad (21)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\frac{3}{2}P + \frac{1}{2}\rho V^2) + \frac{\partial}{\partial x}[\rho V(h + \frac{V^2}{2}) + Q] = I_{Labs} \delta(x - x_c), \quad (22)$$

où h est l’enthalpie, Q le flux thermique électronique donné par Spitzer, x_c l’abscisse de la densité critique n_c , et I_{Labs} l’intensité laser absorbée.

Ces équations sont résolues dans la zone de conduction stationnaire ($\partial/\partial t = 0$), et dans la couronne en expansion isotherme, puis raccordées au niveau de la densité critique.

Les lois d’échelle obtenues pour la pression d’ablation P_a et le taux de masse ablatée $\dot{m}_a$ sont alors

$$P_a(Mbar) \sim 12 \left(\frac{I_L(W/cm^2)}{10^{14}} \right)^{2/3} \left(\frac{1}{\lambda_L(\mu m)} \right)^{2/3} \left(\frac{A}{2Z} \right)^{1/3} \quad (23)$$

$$\dot{m}_a(g/s/cm^2) \sim 150 \left(\frac{I_L(W/cm^2)}{10^{14}} \right)^{1/3} \left(\frac{1}{\lambda_L(\mu m)} \right)^{4/3} \left(\frac{A}{2Z} \right)^{2/3}, \quad (24)$$

avec λ_L la longueur d’onde du rayonnement laser, A le nombre de masse du matériau cible, et Z son numéro atomique.

La vitesse d’ablation est alors directement obtenue à partir du taux de masse ablatée.

Dans le cas de matériaux de numéros atomiques Z plus élevés, la prise en compte du mécanisme de transport radiatif de l’énergie modifie les lois d’échelles [22], [28], [29], [35]. Les taux de masse ablatée, pression d’ablation ou pénétration du front d’ablation dans la cible sont alors instationnaires.

Il sera utile par la suite de comparer les pressions ou vitesse d’ablation obtenues pour des matériaux cibles de numéros atomiques différents, comme le plastique et le plastique dopé, que nous pourrions estimer avec ces lois d’échelle.

De plus, nous observons alors l’influence des effets radiatifs sur l’hydrodynamique et étudiant les lois “classiques” précédentes (sans prendre en compte le rayonnement) et celles découlant de l’hydrodynamique radiative.

En effet, lorsque le flux radiatif n’est plus négligeable, l’absorption du rayonnement a

lieu en volume, aussi bien dans la détente que dans la zone de conduction. Les équations de l'hydrodynamique radiative (prenant en compte les deux mécanismes de transport de l'énergie) sont alors résolues séparément dans la zone de la détente (supersonique, isotherme et autosemblable) et dans la zone de conduction (subsonique et stationnaire), et raccordées au point sonique (T_1, ρ_1, x_1) [22].

Pour un spectre peu éloigné du corps noir, nous avons [32] :

$$l_{R1}(cm) = 2.10^{-11} A^2 Z^{-1} (1 + Z)^{-2} T_1^{7/2} \rho_1^{-2} \quad (25)$$

pour le libre parcours moyen de Rosseland au point sonique (x_1) , avec T_1 la température (en eV) et ρ_1 la densité (en g/cm^3) au point sonique.

La distance de propagation du front d'onde radiative dans la cible est alors

$$d_R(cm) = 0,18 l_{R1}. \quad (26)$$

Ces quantités d_R et l_{R1} dépendent alors du temps. Pour la pression d'ablation et le taux de masse ablatée, les lois d'échelle dépendent de l'intensité laser incidente et du temps :

$$P_a(Mbar) = 43 I_R^{5/6} t^{-1/12} Z^{-1/12} \frac{A^{-1/12}}{1 + Z}, \quad (27)$$

$$\dot{m}_a(g/s/cm^2) = 2,3.10^6 I_R^{2/3} t^{-1/6} \frac{A^{11/12}}{1 + Z}, \quad (28)$$

avec t en ns et $I_R \sim \sigma T_r^4$ en multiple de $10^{14} W/cm^2$.

En effet, comme nous le verrons au Chapitre 2, dans le cas où les effets radiatifs ne sont plus négligeables, la zone de conduction n'est pas stationnaire, et il faut alors tenir compte de cette dépendance en temps dans les expressions des lois d'échelle.

Des lois d'échelle peuvent également être obtenues, notamment afin d'estimer le temps de séparation hydrodynamique noté t_s [32]. Comme nous l'avons supposé précédemment, ce temps est très court devant le temps caractéristique de l'implosion de la cible.

D'après [22] [32], en retardant ce temps de séparation pour lequel l'écoulement passe du régime supersonique au régime subsonique, les défauts d'imprint laser ensemencés aux tous premiers instants d'irradiation sur la coquille externe peuvent être lissés par conduction thermique et/ou radiative. Ce lissage des défauts laser peut être une voie à envisager pour assurer une meilleure compression de la cible.

Nous considérons les vitesses de l'onde thermique (V_{th}) et du choc ($C_{choc} \sim C_s$ vitesse du son). Tant que la vitesse de l'onde thermique reste supérieure à la vitesse de l'onde acoustique de pression créée, c'est à dire tant que $V_{th} > C_s$, le milieu traversé n'est pas mis en mouvement. Dès que $V_{th} \leq C_s$, la séparation hydrodynamique a lieu, et l'onde de choc se propage alors devant l'onde thermique dans la cible. La matière est mise en mouvement.

La vitesse V_{th} est estimée via l'équation de la chaleur ; cette équation modélise les transferts thermiques par conduction. Elle s'écrit sous forme générale

$$\rho \frac{\partial \varepsilon(T_e)}{\partial t} - \nabla(\kappa(T_e) \nabla T_e) = S_e. \quad (29)$$

Le terme S_e intervenant dans l'équation est l'énergie déposée par une source externe par unité de temps et de surface. Pour un gaz parfait, l'énergie interne spécifique et la chaleur spécifique à volume constant s'écrivent

$$\varepsilon(T_e) = C_v T_e, \quad (30)$$

$$C_v = \frac{\partial \varepsilon(T_e)}{\partial T_e}, \quad (31)$$

soit $C_v = \frac{1}{\gamma-1} PV$, P étant la pression et V le volume.

Finalement l'équation d'évolution de la température électronique s'écrit

$$\rho C_v \frac{\partial T_e}{\partial t} - \nabla(\kappa(T_e) \nabla T_e) = S_e \quad (32)$$

La conductivité thermique $\kappa(T_e)$ dépend de la température du milieu :

$$\kappa(T_e) = \kappa_0 T_e^\nu, \quad (33)$$

avec $\nu = 5/2$ selon la loi de Spitzer. En insérant cette expression dans l'équation de la chaleur, celle-ci devient alors fortement non linéaire (caractéristique des plasmas créés par laser). Ainsi, pour un ν arbitraire, nous pouvons estimer la vitesse de l'onde thermique

$$V_{th} \sim \frac{x_{th}}{t}, \quad (34)$$

avec la position du front thermique estimée comme [32]

$$x_{th} = \left(\frac{\kappa_0}{\rho C_v} \right)^{\frac{\nu}{\nu-1}} \left(\frac{I}{\kappa_0} \right)^{\frac{\nu^2}{(\nu-1)(\nu+1)}} t^{\frac{\nu}{\nu-1}}, \quad (35)$$

d'où

$$V_{th} = \left(\frac{\kappa_0}{\rho C_v} \right)^{\frac{\nu}{\nu-1}} \left(\frac{I}{\kappa_0} \right)^{\frac{\nu^2}{(\nu-1)(\nu+1)}} t^{\frac{\nu}{\nu-1}} \frac{1}{t}. \quad (36)$$

La séparation hydrodynamique a lieu au temps t_s , lorsque $C_s \sim V_{th}$

$$\sqrt{\gamma r \left(\varphi \sqrt{\frac{t_s}{\kappa_0}} \right)^{\frac{2}{\nu+2}}} = \left(\frac{\kappa_0}{\rho C_v} \right)^{\frac{\nu}{\nu-1}} \left(\frac{I}{\kappa_0} \right)^{\frac{\nu^2}{(\nu-1)(\nu+1)}} t_s^{\frac{\nu}{\nu-1}} \frac{1}{t_s}. \quad (37)$$

Le temps t_s est alors estimé avec les valeurs de flux, température et conductivité thermique de la cible et de l'éclairement considérés. Ce temps est proche de $t_s \sim 100$ ps généralement. Ainsi, la mise en forme de l'éclairement laser I peut permettre de contrôler ce temps. En effet, si l'impulsion laser est contrôlée de telle sorte que la température suive une

loi en temps telle que : $T_0 \sim t^q$ ($q > 0$), il est alors possible de retarder le temps de séparation hydrodynamique en choisissant q , et donc de lisser grace à la conductivité thermique certains défauts néfastes à la bonne implosion de la cible. A partir des échelles caractéristiques des vitesses des ondes sonores et thermiques, nous avons la condition suivante sur q

$$C_s \sim t^{\frac{q}{2}}, \quad (38)$$

$$V_{th} \sim t^{\frac{q\nu}{2}} t^{\frac{1}{2}} t^{-1}. \quad (39)$$

La séparation intervient lorsque $C_s \sim V_{th}$ soit $q \sim \frac{1}{\nu-1} = \frac{2}{3}$. En choisissant une valeur de $q > \frac{2}{3}$ il est possible de retarder le moment de la séparation, et ainsi de lisser les défauts d'imprint laser par conduction thermique électronique et/ou radiative.

Lors d'une expérience de FCI en attaque directe, la rugosité de la coquille cible et les non-uniformités d'éclairement laser (imprint) peuvent nuire à la symétrie de la compression du matériau et compromettre l'allumage des réactions de fusion. Retarder l'instant de séparation hydrodynamique n'est pas suffisant pour résoudre ces problèmes de compression de la cible. En effet, ces défauts initiaux mènent à des effets limitatifs importants, comme les instabilités hydrodynamiques.

0.3 Cible et instabilités hydrodynamiques en fusion par confinement inertiel

Nous entrons à présent dans le vif du sujet de cette thèse. En effet, nous venons de voir en quoi consistait une expérience de type FCI, quel design de cible était envisagé, et quels phénomènes physiques devaient être pris en compte.

Nous avons également précisé que seule la phase de compression était considérée dans ce travail de thèse, car nous nous intéressons aux instabilités hydrodynamiques.

Regardons à présent les mécanismes déstabilisants qui ont lieu au cours de l'expérience. Dans un premier temps, nous rappellerons ce qu'est une instabilité hydrodynamique dans le cas général, puis nous nous intéresserons plus particulièrement à l'instabilité de Rayleigh-Taylor (IRT), qui est la plus dangereuse pour les cibles de FCI. En effet, ce travail de thèse s'est plutôt orienté sur ce type d'instabilité.

Les cas classiques et en présence d'ablation de l'IRT seront traités.

0.3.1 Instabilités hydrodynamiques

Plusieurs types d'instabilités hydrodynamiques existent, notamment celles de **Rayleigh-Taylor** (IRT), qui intervient lorsque deux fluides superposés sont soumis à une accélération, et de **Richtmyer-Meshkov** (IRM) [38]-[41], qui intervient avant la phase d'accélération et est engendrée lorsque un choc traverse une interface.

Lorsque l'instabilité de Rayleigh-Taylor se développe, les petits défauts initiaux (rugosité, défauts de compression, non uniformité d'éclairement,...) s'amplifient ; il peut alors se produire des intrusions du milieu léger dans le milieu lourd sous forme de "bulles", et de milieu lourd dans le milieu léger sous forme "d'aiguilles" (FIG. 17). L'instabilité passe alors en régime faiblement non-linéaire [42] [43], puis non-linéaire. Des turbulences apparaissent ainsi à l'interface des deux milieux pendant la phase non linéaire de l'instabilité (lorsque l'amplitude des perturbations est de l'ordre de $0,1$ à $0,4\lambda$, λ étant la longueur d'onde de la perturbation) [44] [45] .

En FCI, les phénomènes mis en jeu lors de l'implosion sont très violents : les vitesses de l'ordre de $\sim 10^5$ m/s sont produites sur une échelle de temps d'une ns. Aussi de nombreuses instabilités apparaissent, qui peuvent empêcher l'accélération de la cible, et réduire le gain de la fusion. Afin de les minimiser, la symétrie sphérique de l'implosion doit être conservée au maximum. Celle-ci peut être modifiée par la non uniformité du rayonnement et par la rugosité de surface de la cible. Les travaux effectués à ce moment [18] [22] [36] [37] montrent que pour obtenir le gain souhaité, les fluctuations de pression ne doivent pas dépasser 1 %, car les fluctuations initiales sont ensuite amplifiées lors de

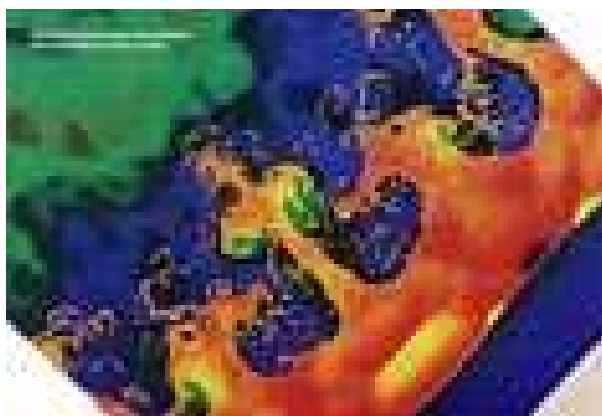


FIG. 17 – Instabilité Rayleigh-Taylor en phase non-linéaire : bulles et aiguilles à l’interface entre deux fluides.

la compression.

Les instabilités de type Rayleigh-Taylor et Richtmyer-Meshkov en régime ablatif existent alors au front d’ablation. L’IRT ablative intervient en phase d’accélération et de décélération ; l’IRM ablative est due au caractère impulsionnel du laser, et intervient avant la phase d’accélération, lorsque le choc traverse le front d’ablation. Cette dernière instabilité donne les conditions initiales du développement de l’IRT ablative lorsque la phase d’accélération commence.

L’instabilité la plus néfaste en FCI est celle de Rayleigh-Taylor ablative, qui intervient quand un matériau lourd (cible solide) est poussé en phase d’accélération par un matériau plus léger (plasma). Nous reviendrons largement sur cette instabilité par la suite.

Ces instabilités se situent soit au front d’ablation lors de l’accélération, pouvant conduire à une rupture de la coquille, soit à l’interface “point chaud”-*DT* froid lors de la décélération, ce qui peut entraîner un mélange des milieux et le refroidissement du point chaud.

Afin d’uniformiser l’éclairement reçu par la cible, différents moyens expérimentaux ont été développés [46]-[51]. Pour le schéma en attaque directe, la focalisation et le lissage optique des faisceaux sont utilisés pour atténuer la cohérence spatio-temporelle du rayonnement, ainsi que les surintensités dues aux interférences. Mais ces moyens ne suffisent pas à obtenir la symétrie et la stabilité nécessaires à l’implosion, bien qu’ils permettent de limiter et réduire les non-uniformités de l’éclairement laser incident. Ainsi, de nouvelles méthodes sont recherchées.

Le schéma d’attaque indirecte, issue de la conversion du rayonnement laser en un rayonnement X produit des compressions plus stables. La cible sphérique est placée dans une cavité cylindrique constituée d’un matériau de numéro atomique élevé. Les rayons X créés par l’interaction des faisceaux avec la cavité diffusent facilement et assurent ainsi une

meilleure isotropie d'éclairement, car ils sont comparables au rayonnement d'un corps noir à haute température (200-400 eV). L'inconvénient de cette méthode se situe dans l'énergie supplémentaire à investir pour réaliser la conversion.

0.3.2 L'instabilité de type Rayleigh-Taylor

Dans ce travail de thèse, nous nous sommes principalement intéressés à l'instabilité de type Rayleigh-Taylor linéaire, durant la phase de compression de la cible (phase d'accélération).

De nombreuses études ont été réalisées sur ce sujet depuis plusieurs années, aussi bien sur l'instabilité classique [52] [53], que sur l'instabilité dans le cadre de la FCI [55]-[65].

Cette instabilité résulte du fait que, dans un milieu soumis à une accélération, l'interface entre un fluide léger poussant un fluide lourd (accélération dirigée du léger vers le lourd) est instable. On l'observe par exemple quand on superpose un liquide lourd sur un liquide léger. Le liquide lourd pénètre dans le liquide léger, sous forme d'aiguilles, et le liquide léger forme des sortes de bulles, détruisant la symétrie de l'interface.

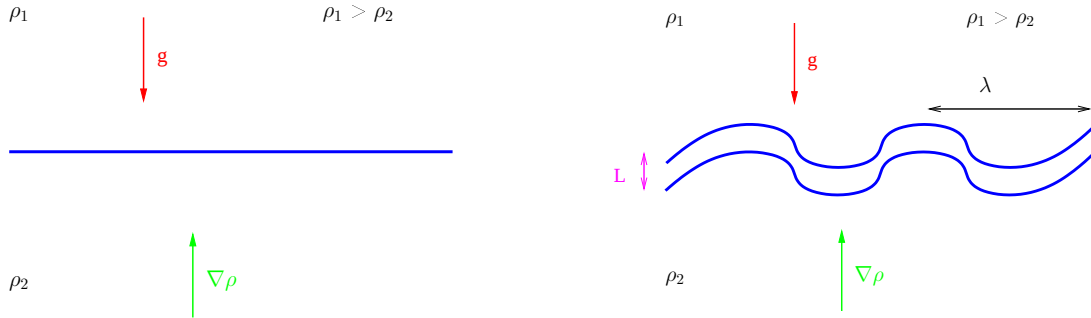


FIG. 18 – Initialisation de l'instabilité Rayleigh-Taylor : l'interface entre deux fluides devient instable.

Dans le cadre d'une expérience de type FCI, au cours de la phase d'accélération, l'instabilité Rayleigh-Taylor intervient au niveau du front d'ablation. Cette instabilité peut ne pas rompre la coquille si celle-ci est assez épaisse, ou si l'accélération n'est pas trop élevée. Il faudra alors plus d'énergie pour chauffer le point chaud, où doivent se déclencher les réactions nucléaires, en raison des pertes énergétiques sur les surfaces déformées par l'instabilité. Une instabilité de type Rayleigh-Taylor se développe également plus tard, dans la phase de décélération, à l'interface entre le point chaud et le combustible froid. La convergence de la coquille est alors très forte et amplifie les irrégularités de l'interface. L'uniformité d'éclairement de la capsule (problème de l'imprint laser), et la maîtrise de sa rugosité (problème de superposition de différentes couches de matériaux) sont donc

des points importants à contrôler.

Faute d'une irradiation uniforme et d'une surface de cible parfaitement plane, ces instabilités sont présentes au cours de l'expérience. Il s'agit donc de bien les comprendre afin de les contrôler et de réduire leur développement.

Nous présentons ici cette instabilité dans le cas classique, puis en présence d'ablation, cas qui nous concerne dans le cadre de la FCI. Nous verrons alors qu'il est possible de la maîtriser en obtenant des paramètres d'ablation adéquats.

L'instabilité Rayleigh-Taylor classique

De nombreuses références [52], [53] présentent l'étude de cette instabilité dans le cas classique (i.e. sans ablation). Ainsi, nous ne démontrerons pas en détail comment le taux de croissance de cette instabilité est obtenu, mais en donnerons seulement les grandes lignes.

Pour bien comprendre cette instabilité dans le cas classique, considérons deux fluides au repos, de densités uniformes ρ_1 et ρ_2 , telles que $\rho_1 > \rho_2$ et superposés. Ces fluides sont soumis à une accélération $\vec{g}$ dirigée en sens opposé au gradient de densité (du léger vers le lourd).

Considérons les équations de l'hydrodynamique stationnaires ($\partial_t = 0$) et incompressibles ($\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0$). L'équation de conservation de la quantité de mouvement s'écrit ainsi

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla}\right) \vec{u} = \frac{1}{\rho} (-\vec{\nabla} P + \vec{F}_{ext}), \quad (40)$$

où la force extérieure est $\vec{F}_{ext} = \rho \vec{g}$.

Si la densité ρ est constante, le terme de droite de cette équation est un gradient. Si nous calculons le rotationnel de cette équation, l'écoulement est alors irrotationnel ($\vec{\nabla} \wedge \vec{u} = 0$) si la vitesse initiale est nulle, car nous obtenons

$$\frac{d}{dt} \vec{\nabla} \wedge \vec{u} = 0.$$

Dans ce cas, le champ de vitesse que nous cherchons est le gradient d'un potentiel ($\vec{u} = \vec{\nabla} \phi$) solution de l'équation de Laplace

$$\Delta \phi = 0.$$

L'équation de conservation de la quantité de mouvement écrite pour le potentiel ϕ avec le terme $(\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u}$ égal à $1/2 \vec{u}^2$ devient alors l'équation de Bernoulli

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2} \vec{u}^2 + \frac{P}{\rho} - gx = cste, \quad (41)$$

avec l'accélération telle que $\vec{g} \cdot \vec{e}_x = g_x$. La constante est indépendante des coordonnées spatiales. Nous considérons alors la continuité de la pression P à l'interface entre les deux fluides (en $x = 0$) et obtenons les solutions stationnaires

$$\rho^{(0)} = \rho_1, \quad P^{(0)} = P_0 + \rho_1 g x, \quad \text{pour } x < 0, \quad (42)$$

$$\rho^{(0)} = \rho_2, \quad P^{(0)} = P_0 + \rho_2 g x, \quad \text{pour } x > 0. \quad (43)$$

Et quelque soit x , $\vec{u}^{(0)} = 0$.

Considérons à présent une petite perturbation de l'interface d'amplitude initiale a_0 et de nombre d'onde k . Elle génère des perturbations de la densité et de la pression au niveau de l'interface. Les équations précédentes sont alors linéarisées en considérant de faibles perturbations (ordre 1)

$$\rho = \rho^0 + \epsilon \rho^1, \quad (44)$$

$$P = P^0 + \epsilon P^1, \quad (45)$$

$$\phi = \phi^0 + \epsilon \phi^1, \quad (46)$$

et ϵ un paramètre petit tel que $\epsilon \ll 1$. Nous obtenons alors les deux équations suivantes

$$\Delta \phi^1 = 0, \quad (47)$$

$$P^1 = -\frac{\partial \phi^1}{\partial t}, \quad (48)$$

qui satisfont aux conditions de continuité de la pression à l'interface et aux conditions aux limites : la perturbation s'annule en $x \rightarrow \pm\infty$. Pour obtenir le taux de croissance de l'instabilité, nous cherchons des solutions sous la forme $\varphi(x, y, t) = \varphi(x)e^{\gamma t + iky}$ pour la pression et le potentiel, et $a(y, t) = a_0 e^{\gamma t + iky}$ pour l'interface. Ces solutions injectées dans les équations linéarisées précédentes ; en considérant les conditions de continuité de la pression et la continuité de la vitesse normale à l'interface, nous avons accès au taux de croissance γ de l'instabilité (dans le cas instable où le fluide supérieur est plus lourd, i.e. $\rho_1 > \rho_2$).

Ce taux de croissance de l'instabilité est alors défini comme

$$\gamma_{cl} = \sqrt{\frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1 + \rho_2} k g} = \sqrt{A_T k g}, \quad (49)$$

où k est le nombre d'onde de la perturbation ($k = 2\pi/\lambda$) et A_T le nombre d'Atwood défini par

$$A_T = \frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1 + \rho_2}. \quad (50)$$

Le taux de croissance de l'instabilité en phase linéaire est alors directement proportionnel à la racine carrée du nombre d'onde de la perturbation et au rapport des densités et à l'accélération. De plus, ce taux de croissance est plus élevé pour les modes les plus grands,

c'est à dire les longueurs d'onde de perturbation les plus petites.

Ainsi, pour une amplitude initiale a_0 , l'amplitude a des défauts va croître au cours du temps en phase linéaire de manière exponentielle comme

$$a(t) = a_0 e^{\gamma_{ci} t} = a_0 e^{\sqrt{A_T k g} t}. \quad (51)$$

Nous observons alors que toutes les perturbations sont amplifiées quelque soit leur mode k .

Cette observation est valable pour le cas classique de l'instabilité Rayleigh-Taylor que nous venons de voir, mais ne l'est plus dans le cas en présence d'ablation qui nous intéresse particulièrement. En effet, nous ne considérons plus deux milieux de densités différentes superposés l'un sur l'autre, mais une "interface" d'une certaine (bien que faible) épaisseur, créée par un saut de densité dans un seul matériau. Des mécanismes stabilisants existent alors, comme la tension de surface, l'ablation ou le gradient de densité [54].

Le modèle de l'écoulement incompressible de deux milieux homogènes est alors valable pour de grandes longueurs d'onde de perturbation telles que $\lambda \gg L_0$. Pour un milieu inhomogène, la condition minimale nécessaire à l'apparition de cette zone est un produit des gradients de densité et pression négatif

$$\nabla \rho \cdot \nabla P < 0. \quad (52)$$

De plus, comme la pression d'ablation et l'accélération sont dirigées dans des sens opposés, la pression d'ablation tend à réduire la force déstabilisante.

L'instabilité Rayleigh-Taylor ablative (IRTA)

Le mécanisme d'ablation, comme nous l'avons vu, est à l'origine de la pression qui accélère et comprime la cible. A la différence de l'instabilité classique, l'instabilité ablative est associée à un flux de masse qui traverse l'interface entre les fluides de densités différentes. Si cette interface est alors traitée comme une discontinuité, ce flux réduit le taux de croissance de l'instabilité. L'ablation peut donc stabiliser le processus de compression. En effet, la zone instable où se développe l'instabilité a une épaisseur de l'ordre de $\sim 1/k$ (soit de l'ordre de la longueur d'onde de la perturbation). La perturbation est ainsi transportée par le flux avec la vitesse d'ablation V_a . Ainsi, le taux de croissance classique doit être réduit d'un facteur kV_a .

Comme mentionné précédemment, la littérature concernant l'instabilité Rayleigh-Taylor ablative est relativement riche. Ces travaux utilisent généralement des hypothèses simplificatrices comme l'incompressibilité en dehors du front d'ablation (pour les perturbations ou l'écoulement de base) [62] [63] [64], avec le dépôt d'énergie à l'intérieur du front considéré comme un paramètre. Cette approche discontinue a été améliorée en traitant de manière

auto-consistante l'écoulement de base, avec des modèles d'ablation stationnaires, soit avec une approximation isobare et une loi de conductivité générale (diffusivité thermique en $\rho^\alpha T^\nu$), soit avec une loi classique (diffusivité thermique en $T^{5/2}$) et un écoulement défini au point sonique [54] [60] [61] [65] [66] [68] [69] [70]. Mais malgré des différences qualitatives dues à ces hypothèses simplificatrices, les formules obtenues avec ces différents modèles montrent un comportement qualitativement similaire, comme une stabilisation due à la convection, et l'apparition d'un nombre d'onde de coupure.

De plus, des paramètres caractéristiques du front d'ablation considéré sont nécessaires pour bien décrire l'instabilité et son taux de croissance. Ainsi, la longueur minimale de gradient de la densité L_m et le nombre de Froude $\mathbf{Fr}$ sont introduits.

Le nombre de Froude dépend des grandeurs propres à l'ablation (vitesse d'ablation V_a , épaisseur du front L_0), et de l'accélération g . Ce nombre sans dimension caractéristique de l'écoulement considéré est donc défini comme

$$Fr = \frac{V_a^2}{gL_0}. \quad (53)$$

Il représente ainsi le rapport des longueurs d'accélération et de la variation de la densité. Les fronts d'ablation fortement accélérés ont donc un nombre de Froude petit.

La longueur minimale de gradient L_m est le deuxième paramètre essentiel à la bonne représentation de l'instabilité Rayleigh-Taylor. En effet, nous verrons que ce paramètre doit être pris en compte pour obtenir des expressions plus complètes du taux de croissance de l'instabilité. Cette longueur caractéristique est définie comme

$$L_m = \min \left| \frac{\rho}{\nabla \rho} \right|. \quad (54)$$

Les modes de perturbation tels que $kL_m \gg 1$ ne seront alors pas affectés par cette épaisseur de gradient de densité, tandis que les modes de courtes longueurs d'onde tels que $kL_m \ll 1$ le seront, car localisés dans la zone de taille L_m du front d'ablation.

Nous allons maintenant présenter les principaux modèles développés pour cette instabilité, bien que certains ne seront pas utilisables dans les cas que nous considérons par la suite.

Taux de croissance de l'IRTA : formule de Takabe Une expression empirique du taux de croissance, issue de nombreuses simulations numériques, a été obtenue par Takabe [65] en 1985. Le taux de croissance de l'instabilité Rayleigh-Taylor en présence d'ablation a alors comme expression générale

$$\gamma_{abl} = \alpha \sqrt{kg} - \beta k V_a. \quad (55)$$

Cette expression est obtenue après fit de la solution numérique des équations hydrodynamiques linéarisées, en considérant un plasma entièrement ionisé, des températures ioniques

et électroniques égales, et un écoulement stationnaire en phase d'accélération. De plus, seul un transport thermique électronique en régime classique est considéré.

Ainsi, cette expression du taux de croissance n'est valide que pour des matériaux de numéro atomique Z faible, où les effets radiatifs sont négligeables, de petits nombres d'onde k de perturbation (satisfaisant $kL_m \ll 1$), des fronts d'ablations très raides (épaisseur caractéristique du front L_m petite), et des faibles accélérations (nombres de Froude supérieurs à 1).

Les coefficients α et β , deux constantes libres et sans dimension, sont dépendants du matériau considéré ; ils sont ajustés lors des simulations numériques.

De plus, d'après l'expression générale de ce taux de croissance, nous observons qu'il existent des modes de perturbations stables pour $k > k_c$, avec le nombre d'onde de coupure ("cut off") k_c donné par

$$\gamma_{abl} = 0 \longrightarrow \alpha^2 k_c g = (\beta k_c V_a)^2$$

soit

$$L_m k_c = \frac{\alpha^2 g L_m}{\beta^2 V_a^2} = \frac{\alpha^2}{\beta^2} \frac{1}{Fr} < 1$$

Lorsque nous représentons le taux de croissance de l'instabilité dans les cas classiques et ablatifs, avec l'expression donnée par Takabe, nous observons bien une réduction du taux de croissance γ_{abl} , et une stabilité des modes tels que $k > k_c$ (FIG. 19).

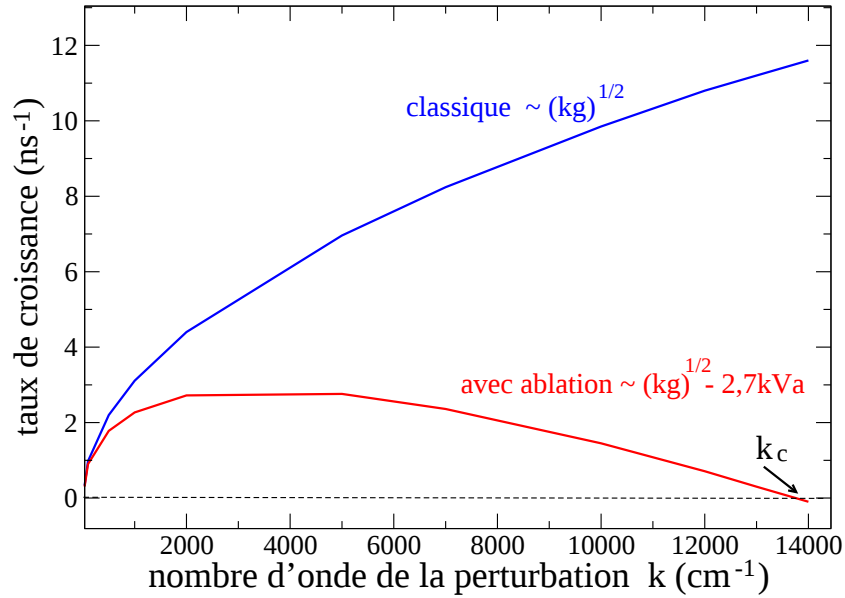


FIG. 19 – Taux de croissance des perturbations soumises à l'instabilité Rayleigh-Taylor en phase linéaire : calcul classique et en présence d'ablation.

Taux de croissance de l'IRTA : modèle complet Dans le modèle développé par Takabe, il n'est pas tenu compte de l'épaisseur finie du front d'ablation, parce que dans la limite $Fr \geq 1$, la coupure due à la vitesse d'ablation est dominante.

En effet, les modes tels que $kL_m \ll 1$ (grande longueur d'onde) ne sont pas affectés par l'épaisseur finie du gradient de densité et croissent avec le taux de croissance donné par Takabe. Quant aux modes avec $kL_m \gg 1$, ils sont localisés dans "l'interface", ce qui affecte leur taux de croissance.

Ainsi pour les nombres de Froude plus faibles, des expressions plus complètes pour le taux de croissance Rayleigh-Taylor ablative doivent être obtenues pour tenir compte de tous les effets stabilisateurs de l'ablation, comme l'épaisseur du front.

Plus récemment, des modèles analytiques pour la stabilité des fronts d'ablation accélérés ont été développés dans la limite de fronts subsoniques (i.e. vitesse inférieure à la vitesse du son dans le milieu) et avec un modèle de conduction sous forme généralisée ($\kappa \sim \kappa_0 T^\nu$, avec $\nu \neq 5/2$), en utilisant des méthodes de raccordement ("matching") asymptotiques [60] [68] [69] [70].

Le taux de croissance est alors fortement dépendant de la valeur du nombre de Froude, et prend en compte l'épaisseur caractéristique du front d'ablation L_0 . Les auteurs [61] [62] montrent la différence entre la longueur minimale de gradient L_m et l'épaisseur caractéristique du front d'ablation L_0 . Cette dernière est alors dépendante du flux de chaleur à L_m

$$L_0 = L_m \frac{\nu^\nu}{(\nu + 1)^{\nu+1}}.$$

Le développement théorique est différent pour les écoulements présentant un nombre de Froude $Fr \gg 1$ et $Fr \ll 1$.

Pour les écoulements avec $Fr \gg 1$ et $1 < \nu < 2$, les effets stabilisants sont majoritairement l'ablation et la convection de la matière au niveau de la détente ("blow off"). L'étude de la stabilité de ce type d'écoulements a été réalisée dans [68] [69] [70]. Les équations de l'hydrodynamique sont écrites avec une approximation quasi isobare au niveau du front d'ablation, permettant d'obtenir des profils analytiques équivalents à ceux obtenus dans [62]. Ces équations sont ensuite linéarisées et une équation différentielle est obtenue pour la densité perturbée. Cette équation est réécrite pour les différentes régions d'intérêt avec les simplifications correspondantes : zone sur-dense, région d'ablation et zone de détente. Les solutions obtenues sont alors raccordées au niveau du front d'ablation.

Le taux de croissance s'écrit alors [70]

$$\gamma = \sqrt{A_T k g - A_T^2 k^2 V_a V_b} - (1 + A_T) k V_a, \quad (56)$$

avec V_b la vitesse "blow off" du matériau, relevée à $L \sim 1/k$ du front d'ablation, et

$$A_T = \frac{\rho_a - \rho_b}{\rho_a + \rho_b},$$

où ρ_b est la densité “blow off” du matériau, et ρ_a celle au front d’ablation. Cette expression du taux de croissance s’applique donc pour différents modèles de conductivité de par le paramètre ν variable.

Le nombre d’onde de coupure est alors dépendant des paramètres ν et Fr tel que $k_c L_0 \sim (\frac{1}{Fr})^{\frac{\nu}{\nu-1}}$.

Cette expression du taux de croissance est valide pour une gamme de paramètres ν et Fr correspondant typiquement à des cibles DT .

Pour les écoulements dont $Fr \ll 1$, la stabilité analytique devient plus compliquée à obtenir, et l’analyse doit être faite différemment selon que des grandes ($kL_0 \ll 1$) ou petites longueurs d’onde de perturbation ($kL_0 \gg 1$) sont considérées [70]. L’étude de la stabilité de ce type d’écoulement est réalisée de manière auto-consistante, en tenant compte de la stabilisation apportée par l’épaisseur du front d’ablation. Comme précédemment, les équations de l’hydrodynamique sont écrites pour un front supposé subsonique, avec une approximation isobare, puis linéarisées afin d’obtenir une équation différentielle du cinquième ordre unique pour la densité perturbée. Des solutions approchées sont alors obtenues dans le cas $kL_0 \ll 1$ par la théorie d’une interface épaisse (“boundary layer”), et pour $kL_0 \gg 1$ avec une approximation WKB (changement de variable approprié).

Dans le cas $kL_0 \ll 1$, le taux de croissance s’écrit

$$\gamma = \sqrt{\tilde{A}_T k g - \beta k V_a}, \quad (57)$$

avec $1 < \beta < 2$ fonction du paramètre ν tel que

$$\beta = \frac{\Gamma(1 + 2/\nu)}{\Gamma^2(1 + 1/\nu)},$$

et $\tilde{A}_T$ un paramètre proche du nombre d’Atwood et s’écrivant

$$\tilde{A}_T = \frac{1 - \xi_l}{1 + \xi_l},$$

avec $\xi_l = \mu_0 (\frac{1}{kL_0} + 2)^{-1/\nu}$ et $\mu_0 = \frac{(2/\nu)^{1/\nu}}{\Gamma((1+1/\nu))}$.

Dans le cas $kL_0 \gg 1$, le taux de croissance s’écrit

$$\gamma = \sqrt{\frac{\alpha g}{L_0} + c_0^2 k^4 L_0^2 V_a^2 - c_0 k^2 L_0 V_a}, \quad (58)$$

pour $1 \ll kL_0 \ll Fr^{-1/3}$, avec $n = 0, 1, 2, \dots$, et

$$\alpha = \frac{\hat{\xi}_0(1 - \hat{\xi}_0)}{1 + (2n + 1)\theta/(kL_0)},$$

$$\hat{\xi}_0 = \frac{\nu}{\nu + 1} + (kL_0)^2 \sqrt{\frac{Fr}{\hat{\xi}_0^{3\nu+2}} \left(\frac{(2\nu + 1)}{(\nu + 1)} - 2\hat{\xi}_0 \right)},$$

$$\theta = \hat{\xi}_0^\nu \sqrt{(\nu + 1)\hat{\xi}_0 - \nu(2\nu + 1)/(2\nu + 2)},$$

$$c_0^2 = \frac{1}{4\hat{\xi}_0^{\nu+2}}.$$

Pour les nombres d'onde de perturbation k proches de la coupure k_c , le taux de croissance est modifié et s'écrit finalement

$$\gamma = \frac{c_1 g}{V_a k^2 L_0^2} - c_2 k V_a, \quad (59)$$

avec

$$c_1 = \frac{25}{16} \frac{(2\nu + 2)^{2\nu+1}}{(2\nu + 3)^{2\nu+2}} \left(1 + \frac{A}{kL_0}\right)^{-1},$$

$$c_2 = \frac{2\nu + 3}{\sqrt{5}(2\nu + 2)} \left(1 + \frac{B}{kL_0}\right).$$

Les coefficients A et B sont donnés dans la référence [70], et sont fonction des paramètres ν et $\xi_0 = (2\nu + 2)/(2\nu + 3)$

$$A = \frac{\sqrt{5}}{4} \frac{\xi_0^{\nu-1}}{(2\nu + 3)^2} \left(\frac{\sqrt{2\xi_0}}{5} (8\nu^2 + 25\nu + 18) + \frac{\nu + 2}{2\nu + 3} (8\nu^2 + 20\nu + 17) \right), \quad (60)$$

$$B = \frac{\sqrt{5}}{4} \frac{\xi_0^{\nu-1}}{(2\nu + 3)^2} \left(\frac{\sqrt{2\xi_0}}{5} (8\nu^2 + 25\nu + 12) - \frac{8\nu^3 + 16\nu^2 + 7\nu + 4}{2\nu + 3} \right). \quad (61)$$

Ainsi, dans le cas des petits nombres de Froude, le cut off apparaît aux courtes longueurs d'onde de perturbation, tel que $k_c L_0 \sim Fr^{-1/3} > 1$.

Taux de croissance de l'IRTA : formule générale Ces expressions du taux de croissance pour les nombres de Froude petits et des modes $kL_0 \ll 1$ et $kL_0 \gg 1$, ainsi que l'expression pour les grands nombres de Froude, peuvent être recombinaées en une seule formule asymptotique [61]. Celle-ci reproduit les résultats analytiques dans la limite considérée. Le taux de croissance γ est alors

$$\gamma = \sqrt{\hat{A}_T k g + \delta^2 k^4 L_0^2 V_a^2 + \left(\omega^2 - \frac{1}{\eta_l}\right) k^2 V_a^2 - \delta^2 k^2 L_0 V_a - \hat{\beta} k V_a}, \quad (62)$$

avec $\hat{A}_T$, δ , η_l et $\hat{\beta}$ des paramètres dépendants de ν et kL_0 , et ω un paramètre dépendant de ν , kL_0 et Fr . Ces expressions relativement longues à réécrire sont détaillées dans la référence [61] et seront rappelées au Chapitre 6, section 6.2.

Cette dernière expression nous sera très utile pour obtenir une première approche du taux de croissance de l'instabilité Rayleigh-Taylor en présence d'ablation par la suite.

0.3.3 Conclusion

Cette partie de présentation des instabilités hydrodynamiques et en particulier de l'instabilité Rayleigh-Taylor ablative nous permet de bien comprendre les difficultés qu'entraînent ces mécanismes instables au cours de l'expérience de type FCI. De plus, s'il est quasi impossible de les éviter, la bonne connaissance de leur comportement, comme leur initialisation et leur croissance, permet de les prendre en compte lors des simulations réalistes pour la compression de la cible et l'allumage des réactions de fusion.

Il est alors crucial de bien comprendre les différents modèles existants pour décrire leur croissance, mais également de développer des modèles plus riches, applicables à des matériaux autres que les ablateurs et combustibles classiques de faibles Z comme le plastique CH ou le DT .

En effet, les modèles existants s'appliquent assez bien à ces matériaux pour lesquels les effets du couplage rayonnement-matière sont modérés et le flux de chaleur peut être modélisé par un paramètre empirique ν .

Dans le cadre de nouveaux designs de cibles, d'autres ablateurs sont actuellement envisagés, comme la silice SiO_2 ou le plastique dopé par des atomes lourds comme le brome, le cuivre ou le béryllium. En effet, l'intérêt récent pour ces nouveaux ablateurs fait suite aux travaux de [71]. Les expériences menées sur le laser GEKKO XII avec une cible de $CHBr$ ont montré une nette réduction de l'instabilité de type Rayleigh-Taylor, et ainsi les avantages certains de ce genre d'ablateur.

Une étude adaptée de ce nouveaux type d'ablateur de Z modéré est alors très utile en vue d'un design de cible plus stable. Dans ce cas, les effets radiatifs sont beaucoup plus importants et modifient les profils des écoulements hydrodynamiques dans la région d'ablation (structures à double fronts d'ablation, gradients plus ou moins doux) [66] [67] [71]. Il est alors nécessaire de développer un nouveau modèle qui tiendra compte des deux mécanismes de transport de l'énergie, i.e. électronique et radiatif, et de ses effets sur l'IRTA.

C'est pourquoi le sujet de la dynamique et de la stabilité des fronts d'ablation est loin d'être fermé, et ainsi, qu'il est à présent très important de considérer davantage de mécanismes physiques dans les modèles à développer pour l'instabilité Rayleigh-Taylor ablative. C'est le sujet de travail présenté ci-dessous.

0.4 Objectifs de cette thèse

Ce travail de thèse est ainsi dédié à l'étude de la dynamique et de la stabilité des fronts d'ablation dans les conditions où le transport radiatif est important, en particulier

des structures à double fronts d'ablation (DFA) obtenues en irradiant des matériaux de Z modérés.

Les objectifs de cette thèse sont donc dans un premier temps d'obtenir des structures DFA par simulations numériques, et de bien les caractériser, car ces structures sont à notre connaissance non étudiées jusqu'à présent. Ensuite, leur influence sur l'écoulement hydrodynamique doit être caractérisée, afin de savoir si leur utilisation présente des avantages pour la physique de la FCI. Puis le dernier objectif est de comprendre les mécanismes physiques qui entrent alors en jeu dans leur création et leur comportement, pour finalement étudier la stabilité de ces structures.

Le plan d'exposé est le suivant :

La première partie, composée des Chapitres 1, 2, 3, 4 et 5, traite de la dynamique des structures à double fronts d'ablation (DFA). Cette partie s'articule de la façon suivante :

- Dans le Chapitre 1, nous présentons le couplage rayonnement-matière, qu'il est essentiel de considérer pour obtenir et caractériser les structures DFA. Le transfert radiatif est décrit, et les paramètres cruciaux pour établir l'équation du transfert radiatif sont définis (opacités, grandeurs radiatives...). Il est important de présenter ici le couplage rayonnement-matière, car il interviendra ensuite dans tous les chapitres de cette thèse.
- Dans le Chapitre 2, avec le code hydrodynamique CHIC, nous étudions des structures DFA obtenues par simulation 1D de l'irradiation de matériaux de Z modérés. Ces structures DFA sont ensuite caractérisées en une dimension en espace, en ce qui concerne leur évolution temporelle, leur dépendance à l'intensité laser incidente, l'influence du choix de l'équation d'état ou du modèle d'ionisation du matériaux. Les grandeurs hydrodynamiques et radiatives sont également caractérisées dans la région d'ablation.
- Dans le Chapitre 3, l'étude des cibles planes avec différents ablateurs est présentée ; les effets induits par la présence d'une structure DFA sont montrés en terme de caractéristiques hydrodynamiques (longueurs de gradients, paramètres de l'ablation...) et de préchauffage du DT en aval. Les spectres pour les ablateurs et le DT dans différentes régions de l'écoulement (couronne, ablation, zone sous choc...) ont été obtenus. Ces résultats permettent d'estimer les énergies de photons présents dans ces zones, et de voir leur influence sur le préchauffage de la matière, ou sur la création des structures DFA.

- Dans le Chapitre 4, un nouveau modèle théorique est présenté. Il permet de comprendre les principaux mécanismes physiques qui entrent en jeu dans la création des DFA, et nous éclaire sur les paramètres caractéristiques de ces structures. Pour cela, deux mécanismes de transport de l'énergie sont considérés, et leur couplage permet de retrouver les principales caractéristiques précédemment présentées pour ces structures. Des hypothèses simplificatrices sont également considérées pour traiter notamment les opacités et le transfert radiatif. Ce modèle sera par la suite étendu à l'étude de la stabilité des DFA, car il prédit une allure particulière du taux de croissance de l'instabilité Rayleigh-Taylor pour les structures DAF. A terme, les résultats de ce modèle pour l'étude des perturbations linéaires seront comparés à ceux que nous avons obtenus.
- Dans le Chapitre 5, nous présentons les modifications faites dans le code PERLE, dédié à l'étude des perturbations linéaires. En effet, ce code est modifié pour prendre en compte le transfert radiatif, et ainsi considérer deux mécanismes de transport de l'énergie. Des hypothèses simplificatrices sont également faites, et rejoignent celles du modèle théorique précédent. Ainsi, les résultats obtenus avec PERLE pourront valider ceux du modèle. Des profils de structures DFA sont alors obtenus par simulations 1D avec un modèle physique minimal, et comparés aux profils hydrodynamiques obtenus avec le code CHIC et une modélisation plus détaillée du transfert radiatif. Les régimes d'écoulement hydrodynamiques sont caractérisés et comparés.

La seconde partie de cette thèse, composée des Chapitres 6 et 7, traite quant à elle de la stabilité hydrodynamique des structures DFA. Cette partie s'articule de la façon suivante :

- Dans le Chapitre 6, nous présentons le modèle quasi-isobare développé par Kull [63] et repris par [6]. Ce modèle se montre bien applicable aux fronts d'ablation classiques, et permet d'estimer les principaux paramètres de l'ablation. De plus, il reproduit bien les profils de densité pression et température dans la région d'ablation "classique". Ce modèle modifié permet de caractériser le premier front d'ablation (i.e. le front principal) dans le cas de structures DFA, mais pas la structure complète. Ainsi, il permet d'avoir des premières informations sur la stabilité de telles structures. De plus, il est important de présenter ce modèle qui utilise des approximations et hypothèses qui seront reprises dans les chapitres suivants, mais également de montrer ses limites pour justifier le développement de nouveaux modèles plus riches applicables aux structures DFA.
- Dans le Chapitre 7, le code PERLE, modifié pour prendre en compte le transfert

radiatif, est utilisé pour obtenir des taux de croissance pour l'instabilité Rayleigh-Taylor pour différents matériaux. Ces taux de croissance présentent une allure singulière encore non étudiée et ont été comparés avec ceux calculés par le code CHIC 2D, validant ainsi les résultats de PERLE et l'utilisation d'un modèle simplifié pour le traitement du transport radiatif.

La conclusion permet finalement de récapituler les résultats obtenus, et de présenter les perspectives nouvelles qu'ouvrent ce travail.

Bibliographie

- [1] Site du CEA “Laser Megajoule : l’énergie nucléaire de demain”, www-lmj.cea.fr.
- [2] Geitzholz M. et Lanternier C., Review of laer megajoule target area : Design and processes, J. Phys IV France **133**, 631 (2006).
- [3] Canaud B., Garaude F., Ballereau P., Bourgade J.L., Clique C., Dureau D., Houry M., Jaouen S., Jourdren H., Lecler N., Masse L. et al., High gain direct-drive inertial confinement fusion for the laser Mégajoule : recent progress, Plasma Phys. Control Fusion **49**, B601 (2007).
- [4] Holstein O., Update on ignition studies at CEA, J. Phys. IV Frnace **133**, 67 (2006).
- [5] Site du LLNL “National Ignition Facility and Photon science - The power of light”, [https ://lasers.llnl.gov](https://lasers.llnl.gov).
- [6] Site du projet “HiPER project”, www.hiper-laser.org.
- [7] Ribeyre X., Nicolai Ph., Schurtz G., Olazabal-Loumé M., Breil J., Maire P.-H., Feugeas J.-L., Hallo L. et Tikhonchuk V., Compression phase study of the HiPER baseline target, Plasma Phys. Control. Fusion **50**, 025007 (2008).
- [8] Hallo L., Olazabal-Loumé M., Ribeyre X., Drean V., Schurtz G., Feugeas J.-L., Breil J., Nicolai Ph. et Maire P.-H., Hydrodynamic and symmetry safety factors of HiPER’s target, Phys. Plasmas Control. Fusion **51**, 014001 (2009).
- [9] Tabak M., Hammer J., Glinsky M.E., Kruer W.L., Wilks S., Woodworth J., Campbell E.M., et Perry M.D., Ignition and high gain with ultrapowerfull lasers, Physics of Plasmas **1**, 1626 (1994).
- [10] Atzeni S., Inertial fusion fast ignition : igniting pulse parameter window vs the penetration depth of the heating particles and the density of compressed fuel, Physics of Plasmas **6**, 3316 (1999).
- [11] Meyer-Ter-Vehn J., Fast ignition of ICF targets : an overview, Plasma Phys. Control. Fusion **43**, A113 (2001).

- [12] Betti R., Zhou C.D., Anderson K.S., Perkins L.J., Theobald W. et Solodov A.A., Shock ignition of thermonuclear fuel with high areal density, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 155001 (2007).
- [13] Ribeyre X., Schurtz G., Lafon M., Galéra S. et Weber S., Shock ignition : an alternative scheme for HiPER, *Plasma Phys. Control. Fusion* **51**, 015013 (2009).
- [14] Lindl J.D., Development of the indirect drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain, *Physics of Plasmas* **2**, 3933 (1995).
- [15] Schurtz G., Gary S., Hulin S. et al., Revisiting Non Local Electron-Energy transport in inertial fusion conditions, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 095002 (2007).
- [16] Depierreux S., Labaune C., Michel D.T., Stenz C., Nicolai P., Grech M., Riazuelo G., Weber S., Riconda C., Tikhonchuk V.T., Loiseau P. et al., Laser smoothing and imprint reduction with a foam layer in the multikilojoule regime, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 195005 (2009).
- [17] Kruer W.L., “The physics of laser plasmas interactions”, Addison-Wesley, Redwood City, CA (1988).
- [18] Manheimer W.M. et Colombant D.G, Steady state planar ablative flow, *Phys. Fluids* **25**, 1664 (1982).
- [19] Fabre E., Amiranoff F., Fabbro R. et Labaune C., “Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research”, IAEA Vienne (1980).
- [20] Book D.L., “NRL plasma Formulary” (Naval Research Laboratory, Washington DC) (2006).
- [21] Spitzer L. et Harm R., Transport phenomena in a completely ionized gas, *Phys. Rev.* **89**, 977 (1953).
- [22] Dautray R. et Watteau J.P., “La fusion thermonucléaire inertielle par laser”, collection du CEA, édition EYROLLES, 1993.
- [23] Luciani J.F., Mora P., et Virmont J., Non local transport due to steep temperature gradients, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 1664 (1983).
- [24] Krasheninnikov S.I., On nonlocal electron heat conduction, *Phys. Fluids B* **5**, 74 (1992).
- [25] Schurtz G., Nicolai P., et Busquet M., A non local electron conduction model for multidimensional radiation hydrodynamics codes, *Physics of Plasmas* **7**, 4238 (2000).

- [26] Manheimer W. et Colombant D., Beam deposition model for energetic electron transport in inertial fusion : Theory and initial results, *Physics of Plasmas* **11**, 260 (2003).
- [27] Feugeas J.-L., Nicolai Ph., Schurtz G., Charrier P., et Ahusborde E., High order scheme for the non local transport in ICF plasmas, *J. Phys. IV France* **133**, 205 (2006).
- [28] Sigel R., Eidmann K., Lavarenne F. et Schmalz R.F., Conversion of laser light into soft x rays Part I : dimensional analysis, *Phys. Fluids B* **2**, 199 (1990).
- [29] Sigel R., Eidmann K., Lavarenne F. et Schmalz R.F., Conversion of laser light into soft x rays Part II : numerical results, *Phys. Fluids B* **2**, 208 (1990).
- [30] Marshak R.E., Effet of radiation on shock wave behaviour, *Phys. Fluids* **1**, 24 (1958).
- [31] Mihalas D. et Mihalas B.W., *“Foundation of Radiation Hydrodynamics”* (Dover, NewYork, 2000).
- [32] Zel’dovich Y.B. et Raizer Y.P., *“Physics of shock waves and high temperature hydrodynamic phenomena”*, Academic Press, New York (1967).
- [33] Tsakiris G.D. et Eidman K., An approximated method for calculating Planck and Rosseand mean opacities in hot, dense plasmas, *J. Quant. Spec.* **38**, 353 (1987).
- [34] Drake R.P., *“High Energy Density Physics”*, Springer (2006).
- [35] Pakula R., Sigel R., Self similar expansion of dense matter due to heat transfer by nonlinear conduction, *Phys. Fluids* **28**, 232 (1985).
- [36] Nuckolls J., Thiessen A., Wood L. et Zimmerma G., Laser compression matter to super high densities-thermonuclear applications, *Nature (London)* **239**, 139 (1972).
- [37] Gardner J.H. et Bodner S.E., Wavelength scaling for reactor-size laser fusion targets, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 1137 (1981).
- [38] Richtmeyer R.D., Taylor instability in shock acceleration of compressible fluids, *Comm. Pure Appl. Math.*, **13**, 297 (1960).
- [39] Meshkov E.E., *Sov. Fluid Dyn.* **4**, 101 (1969).
- [40] Goncharov V.N., Skupsky S., Boehly T.R., Knauer J.P., McKenty P., Smalyuk V.A. et Town R.P.J., A model of laser imprinting, *Physics of Plasmas* **7**, 2062 (2000).
- [41] Schmitt A.J., Velikovitch A.L., Gardner J.H., Pawley C. et Obenschaim S.P., Growth of pellet imperfections and laser imprint in direct drive inertial confinement fusion targets, *Physics of Plasmas* **8**, 2287 (2001).

- [42] Haan S.W., Onset of non linear saturation of Rayleigh-Taylor growth in the presence of a full spectrum modes, *Phys. Rev. A* **39**, 5812 (1989).
- [43] Layzer D., On the stability of superposed fluids in a gravitational field, *Astrophysical Journal* **122**, 1, 1 (1995).
- [44] Mikaelian K., Analytic approach to non linear Rayleigh-Taylor and Richtmeyer-Meshkov instabilities, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 508 (1998).
- [45] Sanz J., Ramirez J., Ramis R., Betti R. et Town RPJ., Non-linear theory of the ablative Rayleigh-Taylor instability, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 195002 (2002).
- [46] Schmitt A.J. et Gardner J.H., Illumination uniformity of laser-fusion pellets using induced spatial coherence, *J. Appl. Phys.* **60**, 6 (1986).
- [47] Skupsky S. et Craxton R.S., Irradiation uniformity for high compression laser fusion experiments, *Physics of Plasmas* **6**, 2157 (1999).
- [48] Skupsky S., Short R.W., Kessler T., Craxton R.S., Letzring S. et Soures J.M., Improved laser beam uniformity using the angular dispersion of frequency-modulated light, *J. Appl. Phys.* **66**, 3456 (1989).
- [49] Rothenberg J.E., Comparison of beam smoothing methods for direct drive inertial confinement fusion, *J. Opt. Soc. Am. B* **14**, 1664 (1997).
- [50] Colombant D.G. et Schmitt A.J., Illumination uniformity of spherical targets using kilojoule-scale lasers with optical smoothing, *J. Appl. Phys.* **67**, 2303 (1990).
- [51] Sanz J., Nicolas J.A., Sanmartin J.R., et Hilario J., Non uniform target illumination in the deflagration regime : thermal smoothing, *Phys. Fluids* **31**, 2320 (1988).
- [52] Lord J.W.S. Rayleigh, "Investigation of the character of the equilibrium of an incompressible heavy fluid of variable density", proceedings of the London Mathematical Society, **14** (1883).
- [53] Sir G.I. Taylor, "The instability of liquid surfaces when accelerated in a direction perpendicular to their planes", proceedings of the Royal Society of London, Mathematical and Physical Sciences, **201**, 1065 (1950).
- [54] Wouchuk J.G. et Piriz A.R., Growth rate reduction of the Rayleigh-Taylor instability by ablative convection, *Physics of Plasmas* **2**, 493 (1995).
- [55] Masse L., thèse : "Etude linéaire de l'instabilité du front d'ablation en fusion par confinement inertiel" (2001).

- [56] Clavin P et Masse L., Instabilities of ablation front in inertial confinement fusion : a comparison with flames, *Physics of Plasmas* **11**, 690 (2004).
- [57] Piriz A.R., Hydrodynamic instability of ablation front in inertial confinement fusion, *Physics of Plasmas* **8**, 997 (2001).
- [58] Sanz J., Self-consistent analytical model of the Rayleigh-Taylor instability in inertial confinement fusion, *Physical Review E* **53**, 4026 (1996).
- [59] Bodner S.E., Colombant D.G., Schmitt A.J. et Klapisch M., High gain direct drive target for laser fusion, *Physics of Plasmas* **7**, 2298 (2000).
- [60] Sanz J., Self consistent analytical model of the Rayleigh-Taylor instability in inertial confinement fusion, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 2700 (1994).
- [61] Betti R., Goncharov V.N., McCrory R.L. et Verdon C.P., Growth rate of the Rayleigh-Taylor instability in inertial confinement fusion, *Physics of Plasmas* **5**, 1446 (1998).
- [62] Kull H.J., Incompressible description of Rayleigh-Taylor instabilities in laser ablated plasmas, *Phys. Fluids B* **1**, 170 (1988).
- [63] Kull H.J. et Anisimov S.I., Ablative stabilization in the incompressible Rayleigh-Taylor instability, *Phys. Fluids* **29**, 2067 (1986).
- [64] Hateau D., thèse : “Modélisation mathématique et simulation numérique d’instabilités hydrodynamiques en présence de conduction de chaleur non linéaire” (2001).
- [65] Takabe H., Mima K., Montierth L. et Morse R.L., Self consistent growth rate of the Rayleigh-Taylor instability in an ablatively accelerating plasma, *Phys. Fluids* **28**, 3676 (1985).
- [66] Sanz J., Betti R., Olazabal-Loumé M. et Drean V., présentation à la 35^{me} conférence EPS 2008 “Analytical theory of radiative ablation fronts for direct drive ICF targets”, et présentation à la 36th conférence EPS 2009 “Radiation hydrodynamic theory of double ablation fronts in direct-drive inertial confinement fusion”.
- [67] Drean V., Olazabal-Loumé M., Sanz J. et Tikhonchuk V., presentation at the 35th EPS conference 2008 “Numerical simulation and stability study of double ablation front structures using radiation transport effects in direct drive ICF”.
- [68] Betti R., Goncharov V.N., McCrory R.L. et Verdon C.P., Self consistent cut off wave numbers of the ablative Rayleigh-Taylor instability, *Physics of Plasmas* **2**, 3844 (1995).

- [69] Betti R., Goncharov V.N., McCrory R.L. et Verdon C.P., Self consistent stability analysis of ablation front in inertial confinement fusion, *Physics of Plasmas* **3**, 2122 (1996).
- [70] Goncharov V.N., Betti R., McCrory R.L. et Verdon C.P., Self consistent stability analysis of ablation front with small Froude numbers, *Physics of Plasmas* **3**, 4665 (1996), Goncharov V.N., Betti R. et McCrory R.L., Sorotokin P. et Verdon C.P., Self consistent stability analysis of ablation front with large Froude numbers, *Physics of Plasmas* **3**, 1402 (1996).
- [71] Fujioka S., Sunahara A., Nishihara K., Ohnishi N., Johzaki T., Shiraga H., Shigemori K., Nakai M., Ikegawa T., Murakami M, Nagai K. et al., Suppression of Rayleigh-Taylor instability due to radiative ablation in brominated plastic targets, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 195001 (2004).

Première partie

Structures à double fronts d'ablation

Chapitre 1

Couplage rayonnement-matière et transfert radiatif

Commençons par rappeler quelles sont les principales caractéristiques du rayonnement, afin d'obtenir l'équation de transfert radiatif que nous devons considérer pour le couplage rayonnement-matière.

En effet, les grandeurs radiatives ainsi que les équations pour le rayonnement seront utilisées dans tous les chapitres de cette thèse.

Il est donc essentiel de les présenter dans ce premier chapitre. Nous avons vu précédemment (cf introduction) que deux mécanismes de transport de l'énergie (le transport thermique électronique et le transport radiatif) pouvaient coexister lors de l'irradiation de la cible au cours d'une expérience de FCI.

Le transport radiatif devient prépondérant lorsque la cible est constituée d'un ablateur de Z modéré, comme la silice ou le plastique dopé. Ce mécanisme de transport est de plus à l'origine de la création des structures à double fronts d'ablation (DFA) qui font l'objet de ce travail de thèse.

1.1 Le rayonnement

Une radiation est associée à l'oscillation d'un champ électromagnétique, caractérisé par une fréquence d'oscillation ν_{ph} et par une longueur d'onde λ . Cette longueur d'onde est reliée à la fréquence par la vitesse (célérité) de la lumière c comme

$$\lambda = c/\nu_{ph}.$$

D'un point de vue quantique, la radiation incohérente peut être considérée comme un ensemble de particules de masse nulle et de fréquence ν_{ph} : *les photons*. Un photon est

donc un quanta de lumière, qui emporte avec lui une partie de l'énergie de la radiation

$$E_{ph} = h\nu_{ph},$$

h étant la constante de Planck et E_{ph} l'énergie (généralement exprimée en eV) associée au photon. Ces quantas de lumière se propagent en ligne droite dans le vide, à la vitesse de la lumière c . Le champ électromagnétique est ainsi constitué d'un ensemble de fréquences qui constituent un spectre (généralement appelé spectre radiatif). Ce spectre est divisé en domaines de fréquences : domaine visible, ultra-violet (UV), infra-rouge (IR), X, etc... (FIG. 1.1)

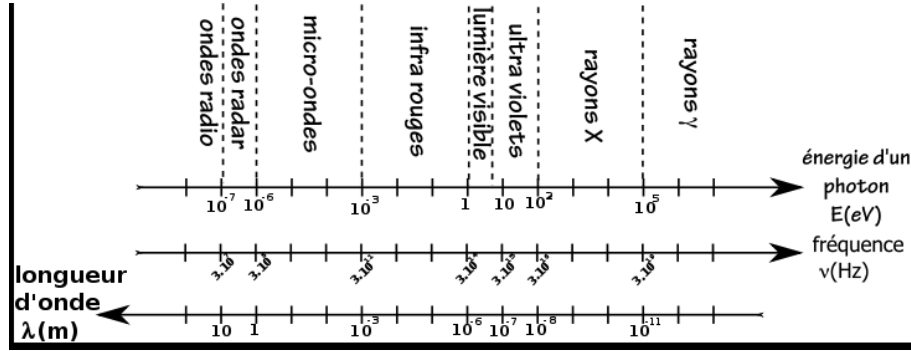


FIG. 1.1 – Différents domaines du spectre électromagnétique.

Il est possible, dans certaines conditions, de relier un spectre du rayonnement à une température caractéristique. En effet, pour un milieu satisfaisant à la condition d'équilibre thermodynamique local (ETL), la distribution du nombre de photons en fréquence présente un maximum bien défini, correspondant à une fréquence ν_{max} .

Cette fréquence est reliée à la température T du milieu par la relation donnée par la loi de Wien

$$h\nu_{max} = 2,82k_B T,$$

où k_B est la constante de Boltzmann. Cette relation permet notamment d'estimer la température d'une étoile, connaissant le spectre de son rayonnement (FIG. 1.2). Ainsi, la température de surface du Soleil est estimée à 5800 K ; le corps humain de température de surface 37 C rayonne à la fréquence $\nu_{max} \sim 6,4 \cdot 10^{12}\text{ s}^{-1}$, soit dans le domaine infrarouge.

1.1.1 Mécanismes d'interaction rayonnement-matière

Trois mécanismes d'interactions rayonnement-matière (transitions électroniques d'un état d'énergie à un autre dans un système atomique) sont pris en compte dans les régimes

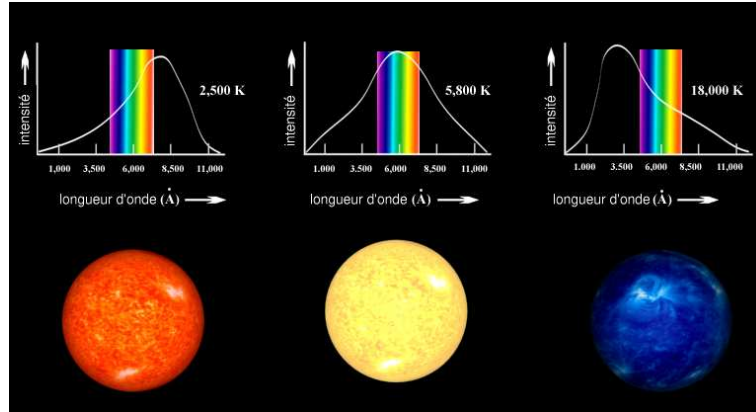


FIG. 1.2 – Relation entre température de surface d’une étoile et fréquence de rayonnement : loi de Wien.

de densité et température qui nous intéressent dans le domaine de la FCI : l’émission, l’absorption et la diffusion (“scattering”). Rappelons brièvement leurs caractéristiques.

Caractéristiques principales des mécanismes d’interactions rayonnement-matière

Emission Dans la cible irradiée, certains atomes sont à l’état excité : les électrons sont situés dans des niveaux d’énergie de l’atome plus élevés que le niveau fondamental ; certains de ces électrons peuvent revenir naturellement à des niveaux d’énergie plus faibles. La perte d’énergie correspondant à cette transition entre des niveaux liés de l’atome se traduit par l’émission d’un photon de fréquence ν_{ph} et d’énergie $h\nu_{ph}$ (FIG. 1.3). Ce phénomène d’émission est d’autant plus important que la température du milieu est élevée : en effet, à l’équilibre thermodynamique, le coefficient d’émission est proportionnel à $T_e^{1/2}$.

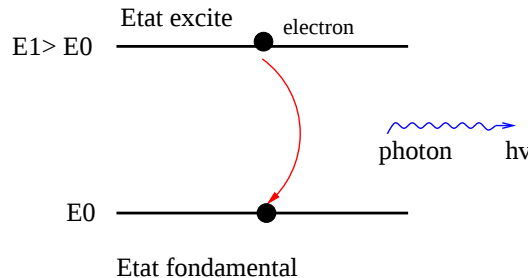


FIG. 1.3 – Emission d’un photon d’énergie $h\nu_{ph}$ lors de la désexcitation d’un atome.

Dans le cas plus général, la probabilité d’émission est caractérisée par une opacité, dite *opacité d’émission*.

Absorption La matière peut également capturer certains photons ; les électrons gagnent alors un ou plusieurs niveaux d'énergie (FIG. 1.4). Ce phénomène d'absorption se fait par des transitions libre-lié ou lié-lié et est quant à lui caractérisé par une opacité dite *opacité d'absorption*. Ce mécanisme d'absorption participe à chauffer la matière. A l'équilibre

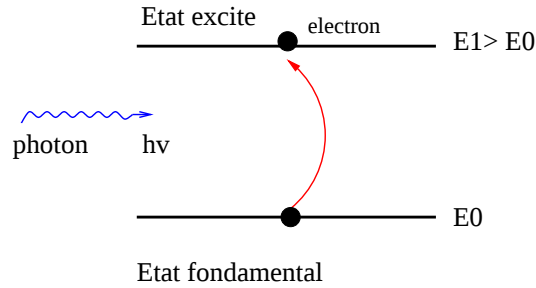


FIG. 1.4 – Absorption d'un photon d'énergie $h\nu_{ph}$ et passage des électrons dans un état excité de l'atome.

thermodynamique, les probabilités d'absorption et d'émission s'égalisent. Cette condition définit la fonction de distribution planckienne.

Diffusion (scattering) Certains photons peuvent être déviés de leur trajectoire par les atomes de la matière (FIG. 1.5).

Ce phénomène est aussi caractérisé par une opacité dite *opacité de diffusion*, mais également par une fonction de distribution angulaire qui décrit la manière dont les photons sont déviés.

Si cette déviation ne dépend pas de la direction $\vec{\omega}$, la diffusion est dite "isotrope".

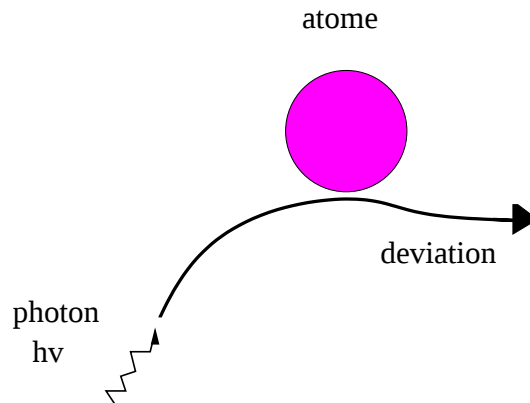


FIG. 1.5 – Déviation de la trajectoire d'un photon d'énergie $h\nu_{ph}$ au passage près d'un atome.

Nous verrons ensuite que cette notion d'isotropie est fondamentale dans la manière de traiter le transfert radiatif.

En effet, ces trois interactions interviendront par la suite dans les bilans d'énergie, notamment lorsque les équations du transfert radiatif seront couplées aux équations de l'hydrodynamique.

Opacités et propriétés de la matière

Les différents mécanismes que nous venons de décrire jouent un rôle fondamental au niveau des propriétés propres du matériau, notamment dans la description des opacités.

Celles-ci sont dépendantes de l'état de la matière et donc des populations et niveaux électroniques de chaque espèce présente.

En effet, à une raie d'émission correspond un degré de liberté (translation, rotation) des molécules. Des millions de raies sont à prendre en compte et correspondent à des transitions entre niveaux énergétiques des molécules par émission ou absorption dans un gaz.

Trois types de transitions existent :

- les transitions “lié-lié” entre les états atomiques liés (non dissociés) dans les atomes ou dans les ions excités (FIG. 1.6). D'après la théorie des quantas, l'énergie pour passer d'un niveau à un autre est quantifiée : seuls les photons possédant l'énergie (et donc la fréquence) correspondante à cette transition entre deux niveaux seront émis ou absorbés. Ainsi, les transitions “lié-lié” génèrent un spectre de raies d'absorption/d'émission ;

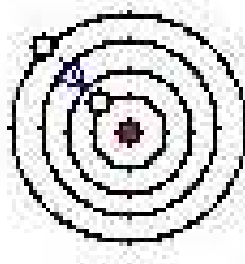


FIG. 1.6 – Transition lié-lié.

- les transitions “libre-lié” entre un état libre (dissocié) et un état lié dans le cas de l'absorption et entre un état lié et un état libre dans le cas de l'émission (FIG. 1.7). Dans le cas des gaz à hautes températures, l'absorption d'un photon peut ioniser ou dissocier les molécules car la vibration apportée lors de la transition est trop importante. L'état des molécules ou ions dépendent alors de l'énergie cinétique des

éléments qui se sont séparés ; celle-ci n'étant pas quantifiée, le spectre d'absorption généré par ces transitions est continu en fréquence.

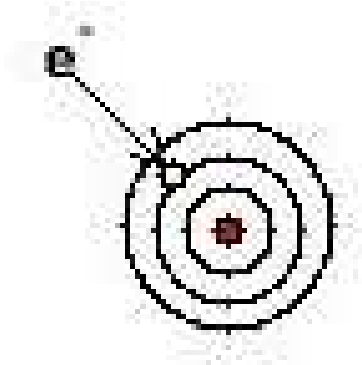


FIG. 1.7 – Transition libre-lié.

- les transitions “libre-libre” entre deux états dissociés (FIG. 1.8). Ces transitions résultent de l'interaction entre les électrons libres et les ions (leur champ électrique) dans un gaz ionisé. L'énergie cinétique des électrons est modifiée par la capture ou l'émission d'un photon ; en effet, la libération d'un photon entraîne une perte d'énergie cinétique de l'électron, et cet électron est freiné ; ce processus est le Bremsstrahlung. Inversement, la capture d'un photon apporte de l'énergie cinétique à l'électron, qui est alors accéléré ; ce processus est le Bremsstrahlung inverse. L'énergie cinétique des électrons n'étant pas quantifiée, le spectre généré par ces transitions est continu en fréquence.

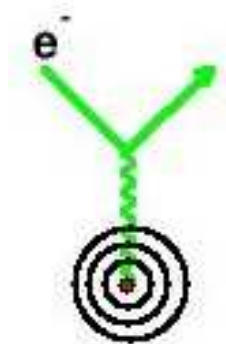


FIG. 1.8 – Transition libre-libre.

Le calcul des opacités est très complexe, car il nécessite de connaître la répartition des populations et de traiter toutes les fréquences du spectre. La difficulté s'élève encore si d'autres effets tels que le décalage Doppler et les effets des autres atomes sur l'émission et l'absorption du rayonnement sont pris en compte.

Dans le code de calcul CHIC, les opacités utilisées lors des simulations sont calculées

séparément puis tabulées. Le traitement multigroupe du rayonnement permet de définir plusieurs groupes de fréquences et d'étudier leur évolution. Ce traitement est assez lourd mais peut être allégé ; nous sommes donc "contraints" de faire des hypothèses simplificatrices afin définir une température locale et d'utiliser des opacités moyennes.

Dans le cas où la matière est à l'équilibre thermodynamique local (ETL), la répartition des populations est connue via la densité ρ et la température électronique T_e . Ainsi, les opacités calculées ne dépendent que de ces grandeurs

$$\kappa = \kappa(\rho, T_e, \nu_{ph}). \quad (1.1)$$

1.1.2 Description du rayonnement

Commençons par rappeler les définitions principales des différentes grandeurs que nous utiliserons ensuite.

Dans l'espace, le rayonnement peut être décrit par la distribution de l'intensité de la radiation en fréquence, notée $I_{\nu_{ph}}$. Si l'on considère le rayonnement comme un ensemble de photons, il peut alors également être décrit par la fonction de distribution des photons [1]-[6].

Cette fonction de distribution dépend de 7 variables :

- trois variables d'espace pour décrire la position du photon (point $\vec{x}$),
- une variable pour la fréquence ν_{ph} ,
- deux autres pour décrire la direction de propagation $\vec{\omega}$ du transfert d'énergie,
- une variable temporelle (t).

Ainsi, la fonction de distribution des photons f d'un photon est notée

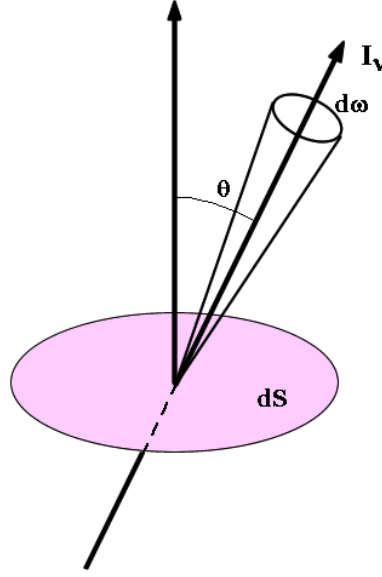
$$f(\nu_{ph}, \vec{x}, \vec{\omega}, t).$$

Cette fonction de distribution f est reliée à l'intensité spectrale de radiation $I_{\nu_{ph}}$ par le coefficient $hc\nu_{ph}$. Le rayonnement peut donc être décrit entièrement par f ou $I_{\nu_{ph}}$.

L'intensité spécifique $I_{\nu_{ph}}$ est l'énergie dans le point $\vec{x}$, par unité de temps dt , par unité de fréquence $d\nu_{ph}$, par unité d'angle solide $d\vec{\omega}$, traversant une surface dS dans la direction $\vec{\omega}$ (FIG. 1.9).

Le nombre de photons dans l'intervalle de fréquence $(\nu_{ph}, \nu_{ph} + d\nu_{ph})$ à l'instant t , dans un élément de volume $d\vec{x}$ (tel que $|d\vec{x}| > \lambda$ longueur d'onde de la radiation) autour du point $\vec{x}$ et ayant une direction de propagation dans un élément d'angle solide $d\vec{\omega}$ de vecteur $\vec{\omega}$ est ainsi

$$f(\nu_{ph}, \vec{x}, \vec{\omega}, t) d\nu_{ph} d\vec{x} d\vec{\omega}.$$

FIG. 1.9 – Définition de l'intensité spécifique $I_{\nu_{ph}}$.

L'énergie de ces photons dans l'intervalle $d\nu_{ph}$ traversant par unité de temps une surface unitaire localisée au point $\mathbf{x}$ et orientée perpendiculairement à $\vec{\omega}$ est

$$I_{\nu_{ph}}(\vec{x}, \vec{\omega}, t) d\nu_{ph} d\vec{\omega} = hc\nu_{ph} f(\nu_{ph}, \vec{x}, \vec{\omega}, t) d\nu_{ph} d\vec{\omega}. \quad (1.2)$$

La densité d'énergie radiative $U_{\nu_{ph}}$, le flux d'énergie radiative $S_{\nu_{ph}}^{\vec{\omega}}$ et le tenseur de pression radiative $\overleftrightarrow{P}_{r\nu_{ph}}$ peuvent ainsi être exprimés comme

$$U_{\nu_{ph}}(\vec{x}, t) = h\nu_{ph} \int_{4\pi} f d\vec{\omega} = \frac{1}{c} \int_{4\pi} I_{\nu_{ph}} d\vec{\omega}, \quad (1.3)$$

$$S_{\nu_{ph}}^{\vec{\omega}}(\vec{x}, t) = \int_{4\pi} I_{\nu_{ph}} \vec{\omega} d\vec{\omega}, \quad (1.4)$$

$$\overleftrightarrow{P}_{r\nu_{ph}} = \frac{1}{c} \int_{4\pi} \vec{\omega} \times \vec{\omega} I_{\nu_{ph}} d\vec{\omega}. \quad (1.5)$$

Ces définitions sont utilisées pour le traitement du rayonnement inclu dans tous les modèles du transfert radiatif.

1.1.3 L'équation du transfert radiatif

Etablissement de l'équation du transfert radiatif

Maintenant que les grandeurs caractérisant le rayonnement ont été définies, nous allons nous intéresser à l'établissement de l'équation du transfert radiatif. En effet, cette équation est primordiale pour modéliser l'interaction rayonnement-matière et ainsi étudier les structures DFA.

Considérons le bilan radiatif dans un élément cylindrique de section de base $d\sigma$ et de hauteur dS . Ce cylindre est localisé dans l'espace tel que la direction $\vec{\omega}$ coïncide avec son axe et soit perpendiculaire à sa base. Une quantité de rayonnement $I_{\nu_{ph}}(\vec{r}, \vec{\omega}, t)d\sigma dt$ traverse la base du cylindre pendant un instant dt . De l'autre côté du cylindre, la quantité $(I_{\nu_{ph}} + dI_{\nu_{ph}})d\sigma dt$ sort par la base pendant ce même dt (FIG. 1.10).

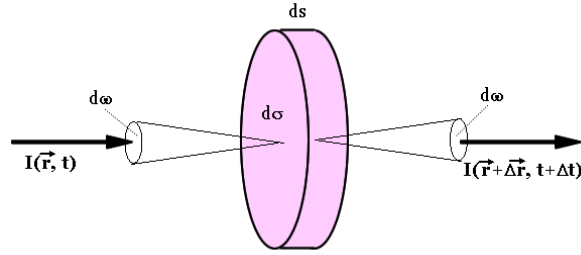


FIG. 1.10 – Etablissement de l'équation du transfert radiatif.

Si le rayonnement se propage dans le vide sans interagir avec la matière, son intensité va rester constante. Dans le cas où le rayonnement interagit avec la matière, l'intensité change à cause des mécanismes d'absorption et d'émission de la lumière. Ainsi la quantité de rayonnement émise dans le cylindre pendant dt est

$$\kappa_{\nu_{ph}}^e \left(1 + \frac{c^2}{2h\nu_{ph}^3} I_{\nu_{ph}}\right) d\sigma dS dt, \quad (1.6)$$

où le premier terme entre les parenthèses décrit l'émission spontanée et le deuxième terme l'émission induite. Dans cette équation, κ^e est l'opacité d'émission.

Quant à la quantité absorbée pendant dt , elle s'écrit

$$\kappa_{\nu_{ph}}^a I_{\nu_{ph}} d\sigma dS dt, \quad (1.7)$$

où κ^a est l'opacité d'absorption (voir section 1.1.1).

Le bilan pour l'intensité traversant le cylindre donne donc

$$\frac{1}{c} \frac{\partial I_{\nu_{ph}}}{\partial t} + \vec{\omega} \cdot \vec{\nabla} I_{\nu_{ph}} = \kappa_{\nu_{ph}}^e \left(1 + \frac{c^2}{2h\nu_{ph}^3} I_{\nu_{ph}}\right) - \kappa_{\nu_{ph}}^a I_{\nu_{ph}}. \quad (1.8)$$

Nous remarquons que certaines grandeurs intervenant dans cette équation, comme les opacités $\kappa_{\nu_{ph}}^{e,a}$, sont directement dépendantes des propriétés de la matière seulement (densité, température) et pas du rayonnement.

L'équation du transfert radiatif que nous venons d'établir comprend deux limites :

- **la limite diffusive** : lorsque le matériau est optiquement épais (les opacités moyennes de Planck et Rosseland sont grandes), le rayonnement et la matière sont fortement couplés. Le libre parcours moyen des photons est très petit devant les longueurs caractéristiques du système. L'intensité spécifique tend vers une planckienne ; on écrit alors $I_{\nu_{ph}} = I_{\nu_{ph}P} + \delta I_{\nu_{ph}}$, avec $I_{\nu_{ph}P}$ l'intensité spécifique à l'équilibre représentée par une Planckienne, et $\delta I_{\nu_{ph}}$ l'écart à la fonction de Planck, proportionnel à $-\vec{\nabla} I_{\nu_{ph}P} \ll 1$.
- **la limite de transport** : lorsque les opacités sont petites, les photons traversent la matière sans interagir avec elle ; le libre parcours moyen des photons est très grand devant les longueurs caractéristiques du système, et ainsi, une région peut être influencée par des régions éloignées.

Il est important de bien distinguer ces deux régimes de transport, car la modélisation du flux radiatif ou de l'énergie radiative change de manière importante.

Equilibre radiatif

Dans le cas de l'équilibre radiatif, l'équation 1.8 permet de définir la fonction $I_{\nu_{ph}}$ à l'équilibre ; si $I_{\nu_{ph}}$ ne dépend pas de la direction $\vec{\omega}$, alors l'intensité spectrale de radiation est dite *isotrope*.

$$I_{\nu_{ph}P} = \frac{2h\nu_{ph}^3}{c^2} \frac{1}{\frac{c^2}{2h\nu_{ph}^3} \frac{\kappa_{\nu_{ph}}^a}{\kappa_{\nu_{ph}}^e} - 1}. \quad (1.9)$$

Ainsi, le rapport des coefficients d'absorption et d'émission est une fonction universelle.

$$\frac{\kappa_{\nu_{ph}}^e}{\kappa_{\nu_{ph}}^a} = \frac{I_{\nu_{ph}P}}{1 + \frac{c^2}{2h\nu_{ph}^3} I_{\nu_{ph}P}} = \frac{2h\nu_{ph}^3}{c^2} e^{-h\nu_{ph}/k_B T_e}, \quad (1.10)$$

soit

$$\kappa_{\nu_{ph}}^e = I_{\nu_{ph}P} \kappa_{\nu_{ph}}^a (1 - e^{-h\nu_{ph}/k_B T_e}) = I_{\nu_{ph}P} \kappa_{\nu_{ph}}. \quad (1.11)$$

De la théorie statistique on sait que c'est la fonction de Planck, représentative d'un corps noir à la température T

$$I_{\nu_{ph}P}(T) = B_{\nu_{ph}P}(T) = \frac{2h\nu_{ph}^3}{c^2} \frac{1}{\exp(\frac{h\nu_{ph}}{k_B T}) - 1}. \quad (1.12)$$

Dans le cas d'une distribution isotrope du rayonnement, la densité d'énergie radiative

s'écrit alors

$$U_{\nu_{ph}P} = 4\pi h\nu_{ph}f = \frac{4\pi}{c}I_{\nu_{ph}P}, \quad (1.13)$$

car f et $I_{\nu_{ph}P}$ ne dépendent pas de $\vec{\omega}$. Dans ce cas, $S_{\nu_{ph}P}^{\vec{\omega}} = \vec{0}$.

L'intensité spécifique et le flux d'énergie s'écrivent alors

$$I_{\nu_{ph}P} = \frac{cU_{\nu_{ph}P}}{4\pi}, \quad (1.14)$$

$$S_{\nu_{ph}P} = \frac{cU_{\nu_{ph}P}}{4}. \quad (1.15)$$

Ainsi l'émission induite peut être traitée comme une décroissance de l'absorption.

Finalement l'équation du transfert radiatif se réduit à

$$\frac{1}{c} \frac{\partial I_{\nu_{ph}}}{\partial t} + \vec{\omega} \cdot \vec{\nabla} I_{\nu_{ph}} = \kappa_{\nu_{ph}} (B_{\nu_{ph}P} - I_{\nu_{ph}}). \quad (1.16)$$

En intégrant sur toutes les directions $\vec{\omega}$, nous obtenons

$$\frac{\partial U_{\nu_{ph}}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{S}_{\nu_{ph}} = c\kappa_{\nu_{ph}} (B_{\nu_{ph}P} - I_{\nu_{ph}}). \quad (1.17)$$

C'est l'équation d'évolution de l'énergie du rayonnement à une fréquence donnée. A la différence de l'équation de conservation de l'énergie hydrodynamique, l'énergie des photons évolue vers l'équilibre avec la matière.

De plus, l'intensité spectrale peut être intégrée sur l'ensemble des fréquences ; on introduit alors la définition de la température radiative

$$U_P = aT_r^4, \quad (1.18)$$

avec $a = \frac{5\pi^5 k_B^4}{15h^3 c^3} = \frac{4\sigma_B}{c}$ une constante.

Les grandeurs macroscopiques du rayonnement, comme l'intensité spécifique I , la densité d'énergie radiative U , le flux d'énergie radiative S et la pression radiative P_r , peuvent être intégrées sur la totalité du spectre en fréquence

$$I = \int_0^\infty I_{\nu_{ph}} d\nu_{ph}, \quad (1.19)$$

$$U = \int_0^\infty U_{\nu_{ph}} d\nu_{ph}, \quad (1.20)$$

$$\vec{S} = \int_0^\infty \vec{S}_{\nu_{ph}} d\nu_{ph}. \quad (1.21)$$

Ces grandeurs intégrées seront utilisées afin d'introduire le transfert radiatif dans le code PERLE (Chapitre 7).

Nous allons à présent nous intéresser aux différents modèles existants pour résoudre l'équation du transfert radiatif.

1.1.4 Différents modèles pour résoudre l'équation du transfert radiatif

Le transfert radiatif peut être modélisé à différents niveaux. Le choix d'un modèle dépend de l'aspect du couplage rayonnement-matière qui nous intéresse. Une littérature étendue existe pour décrire ces modèles ([8] à [18]), ainsi, nous n'allons que brièvement les recenser.

La méthode la plus précise et la plus complète pour résoudre l'équation du transfert radiatif est de travailler au niveau microscopique et de résoudre l'équation de transfert dans son ensemble via une méthode Monte-Carlo (des paquets de photons émis avec des fréquences et des directions aléatoires sont considérés ; l'opacité du milieu régit la distance qu'ils vont parcourir avant d'être absorbés ou diffusés, toujours de manière aléatoire). Cette méthode est extrêmement coûteuse et d'autres modèles doivent souvent être utilisés. A ce niveau, les équations obtenues portent sur un domaine large de fréquences ; il n'est bien sûr pas possible de les résoudre sur chaque fréquence si on souhaite un coût de calcul raisonnable.

De plus, selon le problème physique considéré, des modèles avec une résolution spectrale par groupe ou des modèles globaux (modèles "gris") sont suffisants pour décrire le rayonnement au travers du bilan d'énergie transportée par le flux radiatif. Ce sera le cas pour les applications que nous avons considérées.

Il existe ainsi quatre méthodes de résolution de l'équation de transfert radiatif pour les fréquences ; nous allons brièvement les décrire, de la méthode la plus précise, à la méthode la moins précise :

- résolution raie par raie : cette méthode donne des résultats extrêmement précis, mais à un coût de calcul élevé, car cette résolution prend en compte plusieurs millions de raies. De plus, elle nécessite des données de base très complètes et précises, qui ne sont souvent pas trouvées ;
- résolution par bandes étroites : cette méthode utilise des opacités moyennes dans chaque bande de fréquence choisie ; les résultats obtenus sont précis, mais cette méthode n'est pas facilement utilisable dans des milieux non homogènes, et son coût de calcul reste élevé ;
- résolution multigroupe : cette méthode, utilisée dans le code CHIC notamment, utilise des bandes spectrales plus larges (= les groupes) dans lesquelles les opacités sont considérées constantes. Les équations du transfert sont alors résolues sur chaque groupe ; la distribution angulaire dans chaque groupe est définie par une direction.

Le nombre d'inconnues à traiter est ainsi peu élevé, ce qui réduit le temps de calcul. Ce traitement est adapté lorsque le couplage rayonnement-matière est différent selon la fréquence des photons ;

- modèles globaux ou gris : le spectre en fréquences est approché par la fonction de Planck avec une température radiative T_r . Les équations sont moyennées sur cette distribution.

Ces résolutions spectrales sont employées pour différentes méthodes de résolution de l'équation de transfert radiatif ; nous allons à présent décrire les deux méthodes les plus utilisées : les modèles aux moments et les modèles de diffusion.

Modèles aux moments

Parmis les différents modèles existants pour traiter le transfert radiatif, le modèle aux moments est largement utilisé [8] [11] [13] [15] [16].

Si l'on s'intéresse à un aspect global d'échanges thermodynamiques entre matière et rayonnement, il n'est pas forcément nécessaire de connaître très précisément les grandeurs fréquentielles et directionnelles ; la connaissance de leur moyenne est alors suffisante. C'est dans ce cas que nous nous plaçons.

Pour cela, les équations d'évolution des trois premiers moments sont considérées (énergie radiative, flux radiatif et tenseur des pressions radiatives), ainsi qu'une relation de fermeture pour clore le système. Les trois moments sont définis par les équations (1.3) à (1.5). Les modèles aux moments diffèrent les uns de autres par cette relation de fermeture. Celle-ci peut être choisie en résolvant localement l'équation du transfert radiatif, ou avec une formulation analytique comme le principe d'entropie minimale [8]. On parle alors de modèle $M1$. De plus, les schémas $M1$ sont valides dans les deux limites de transport. L'équation du transfert radiatif pour l'intensité spécifique est moyennée sur les angles solides, ainsi que l'équation résultant du produit de l'équation du transfert radiatif et de la direction $\vec{\omega}$.

Nous obtenons alors les équations aux moments suivantes

$$\frac{\partial U_r^{\nu_{ph}}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{S}_r^{\nu_{ph}} = \int (\kappa_{\nu_{ph}}^e (1 + \frac{c^2}{2h\nu_{ph}^3} I_{\nu_{ph}}) - \kappa_{\nu_{ph}}^a I_{\nu_{ph}}) d\vec{\omega}, \quad (1.22)$$

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{S}_r^{\nu_{ph}}}{\partial t} + c \vec{\nabla} \cdot \vec{P}_r^{\nu_{ph}} = \int (\kappa_{\nu_{ph}}^e (1 + \frac{c^2}{2h\nu_{ph}^3} I_{\nu_{ph}}) - \kappa_{\nu_{ph}}^a I_{\nu_{ph}}) \vec{\omega} d\vec{\omega}. \quad (1.23)$$

En rappelant que $B_{\nu_{ph}}$ est isotrope, les seconds termes de ces équations sont facilement

intégrés. Nous obtenons finalement

$$\frac{\partial U_r^{\nu_{ph}}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{S}_r^{\nu_{ph}} = \kappa_{\nu_{ph}}^a (4\pi B_{\nu_{ph}} - c U_r^{\nu_{ph}}), \quad (1.24)$$

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{S}_r^{\nu_{ph}}}{\partial t} + c \vec{\nabla} \cdot \overleftarrow{P}_r^{\nu_{ph}} = -(\kappa_{\nu_{ph}}^a + (1 - g_{\nu_{ph}}) \kappa_{\nu_{ph}}^s) \vec{S}_r^{\nu_{ph}}, \quad (1.25)$$

avec $g_{\nu_{ph}}$ le moment de distribution de la fonction angulaire de la diffusion, et $\kappa_{\nu_{ph}}^s$ le coefficient de diffusion.

Ces dernières équations peuvent être résolues en définissant des groupes de fréquences dans lesquels les grandeurs sont supposées constantes ; le système d'équations est alors résolu sur chaque groupe ; il s'agit du traitement multigroupe que nous avons présenté précédemment. Le nombre de groupes considérés et l'énergie maximale des photons prise en compte sont alors précisés lors de la simulation (FIG. 1.11).

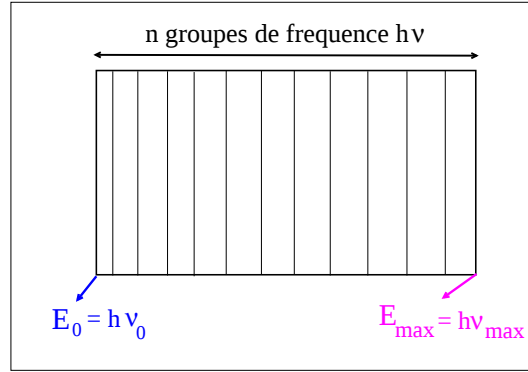


FIG. 1.11 – Echantillonnage en fréquence pour le traitement multigroupe du rayonnement.

Il faut alors choisir une relation de fermeture de ce système. Plusieurs modèles existent.

Modèles de diffusion

Dans le modèle de diffusion isotrope, l'équation d'évolution de $U_r^{\nu_{ph}}$ est considérée seule, avec une hypothèse de stationnarité pour l'équation d'évolution du flux radiatif. Celui-ci est alors écrit simplement en fonction de l'énergie radiative : $c \vec{\nabla} \cdot \overleftarrow{P}_r^{\nu_{ph}} = -\kappa_{\nu_{ph}}^t \vec{S}_r^{\nu_{ph}}$, avec $\kappa_{\nu_{ph}}^t = \kappa_{\nu_{ph}}^a + (1 - g_{\nu_{ph}}) \kappa_{\nu_{ph}}^s$. Pour fermer ces équations, la limite diffusive isotrope est considérée ; ainsi, le tenseur des pressions radiatives est supposé être diagonal isotrope [4] : $\overleftarrow{P}_r^{\nu_{ph}} = 1/3 U_r^{\nu_{ph}} \overleftarrow{I}$, $\overleftarrow{I}$ étant la matrice identité. Le flux radiatif est l'énergie radiative sont alors proportionnels

$$\vec{S}_r^{\nu_{ph}} = -\frac{c}{3\kappa_{\nu_{ph}}^t} \vec{\nabla} U_r^{\nu_{ph}}.$$

Une équation de diffusion est alors obtenue en remplaçant cette expression dans l'équation d'évolution de l'énergie radiative

$$\frac{\partial U_r^{\nu_{ph}}}{\partial t} - \vec{\nabla} \cdot \left(\frac{c}{3\kappa_{\nu_{ph}}^t} \vec{\nabla} \cdot U_r^{\nu_{ph}} \right) = \kappa_{\nu_{ph}}^a (4\pi B(\nu_{ph}) - cU_r^{\nu_{ph}}). \quad (1.26)$$

Ce modèle de diffusion repose donc sur l'approximation d'Eddington, qui réside dans le coefficient $1/3$ reliant la pression radiative et la densité d'énergie radiative.

L'approximation de diffusion suppose un champ radiatif proche de l'isotropie (ce qui implique de faibles gradients et donc que le champ radiatif varie peu sur quelques libres parcours moyens) et des variations temporelles faibles. C'est pourquoi cette approximation convient bien à des milieux opaques.

L'approximation de la diffusion rend ce modèle peu adapté dans la limite de transport.

Modèles M_1

Le modèle M_1 [8] considère les équations d'évolution du flux et de l'énergie radiative. De plus, une direction de propagation $\vec{\omega}$ est conservée. Le tenseur des pressions s'écrit alors $P_r^{\nu_{ph}} = dU_r^{\nu_{ph}}$, avec d le tenseur d'Eddington qui peut être relié au limiteur de flux f [8] [15].

Approximation de la diffusion et modèle gris

Lorsque le rayonnement et la matière sont hors équilibre dans le modèle gris, on suppose que la distribution des photons en fréquence peut être toujours approchée par une fonction planckienne à la température radiative T_r pour quantifier la température du rayonnement localement ; par contre la température de la matière est toujours représentée par T_e , la température électronique.

L'énergie radiative s'écrit alors

$$U_r = aT_r^4.$$

Ainsi, comme nous le verrons par la suite (Chapitres 2 à 7), il sera possible d'obtenir une température radiative même dans les régions hors équilibre comme la couronne, par cette hypothèse d'une faible anisotropie de la fonction de distribution des photons.

Il apparaît donc que l'équation du transfert radiatif peut se simplifier grandement selon les approximations choisies ; en effet, selon les cas considérés, cette équation intégrée sur les directions ou/et sur le domaine des fréquences peut être suffisante pour restituer le couplage rayonnement-matière. C'est ce qui sera fait par la suite dans le code PERLE (Chapitre 7) et dans le modèle théorique pour la dynamique des DFA tenant compte du transport radiatif (Chapitre 4).

Pour traiter le couplage rayonnement-matière, nous avons vu que les modèles de diffusion étaient moins coûteux que les précédents.

De plus, ces modèles donnent de bons résultats dans la limite de diffusion, mais pas dans celle de transport, car le flux radiatif n'est pas limité (i.e. ne satisfait pas à la condition $f = S_r/cU_r < 1$) ; ainsi ce modèle surestime le flux radiatif. C'est pourquoi un modèle de diffusion à flux limité a été développé [19][20].

Les équations obtenues peuvent alors être traitées avec une méthode multigroupe, mais également avec un modèle gris. Bien entendu, cette dernière approche sera moins précise.

Considérons le système d'équations (1.24) (1.25) intégrés sur les fréquences et hors équilibre ; ainsi, le rayonnement sera défini par la température radiative T_r et la matière par la température du milieu T . Le flux d'énergie radiative s'écrit alors

$$\vec{S}_r = -\frac{c}{3\kappa^a} \vec{\nabla} U_r = -\frac{ac}{3\kappa^a} \vec{\nabla} T_r^4, \quad (1.27)$$

avec κ^a le coefficient d'absorption intégré sur les fréquences.

Comme nous avons pu le voir précédemment, que se soit pour les modèles aux moments ou les modèles de diffusion, la résolution spectrale des équations peut se faire à différents niveaux.

Nous avons, pour notre part, choisi de traiter l'équation de transfert radiatif en approximation de diffusion, avec une résolution spectrale globale.

Les équations pour le modèle gris sont alors

$$\frac{\partial U_r}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{S}_r = c\kappa_P(aT_e^4 - U_r), \quad (1.28)$$

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{S}_r}{\partial t} + c\vec{\nabla} \cdot \vec{P}_r = -\kappa_R \vec{S}_r, \quad (1.29)$$

avec κ_P et κ_R les opacités moyennes de Planck et Rosseland respectivement.

→ L'opacité moyenne de Rosseland

Cette opacité moyenne permet de traiter correctement le transport de l'énergie radiative dans la limite diffusive. Elle est donc appropriée pour des régions optiquement épaisses.

Dans ce cas, comme nous l'avons rappelé précédemment, l'énergie radiative se rapproche d'une planckienne de température T_r , et le flux radiatif s'écrit alors

$$\vec{S}_r^{\nu_{ph}} = -\frac{c}{3\kappa_{\nu_{ph}}^a} \vec{\nabla} U_r^{\nu_{ph}}. \quad (1.30)$$

Cette équation intégrée sur les fréquences (ν_{ph}) donne

$$\vec{S}_r = \int_0^\infty \vec{S}_r^{\nu_{ph}} d\nu_{ph} = -\frac{c}{3\kappa_R} \int_0^\infty \vec{\nabla} B(\nu_{ph}, T) d\nu_{ph}. \quad (1.31)$$

L'opacité de Rosseland est alors définie comme

$$\kappa_R = \frac{\int_0^\infty \frac{\partial B(\nu_{ph}, T)}{\partial T} d\nu_{ph}}{\int_0^\infty \frac{1}{\kappa_{\nu_{ph}}^a} \frac{\partial B(\nu_{ph}, T)}{\partial T} d\nu_{ph}}. \quad (1.32)$$

Cette opacité est donc une moyenne harmonique, déterminée par les parties du spectre pour lesquelles l'opacité d'absorption $\kappa_{\nu_{ph}}^a$ est la plus faible.

→ L'opacité moyenne de Planck

Elle est définie par

$$\kappa_P = \frac{\int_0^\infty \kappa_{\nu_{ph}}^a B(\nu_{ph}, T) d\nu_{ph}}{\int_0^\infty B(\nu_{ph}, T) d\nu_{ph}}. \quad (1.33)$$

Cette opacité est donc une moyenne linéaire, qui donne ainsi une plus grande importance aux parties du spectre pour lesquelles l'opacité $\kappa_{\nu_{ph}}^a$ est la plus forte. Dans la limite de transport, cette moyenne est une bonne approximation de l'absorption totale et est donc utilisée pour approximer le coefficient $\kappa_{\nu_{ph}}$ dans l'équation d'évolution de l'énergie radiative.

Ainsi, ce modèle prend en compte uniquement les variables d'espace et de temps en s'affranchissant des variables angulaires et spectrales.

Les paramètres de ce modèle sont donc κ_P et κ_R . Ces deux coefficients sont fonction de la température T_e et de la densité ρ du matériau. Le choix judicieux de ces coefficients définit la qualité du modèle.

Maintenant que le rayonnement ainsi que ses grandeurs caractéristiques (densité d'énergie, flux radiatif, pression radiative...) ont été décrits, nous allons voir quels sont les approximations pour κ_P et κ_R qui entrent en jeu lors de l'interaction matière-rayonnement.

Traitement simplifié des opacités moyennes de Planck et Rosseland

Les opacités moyennes doivent être choisies pour reproduire au mieux les principales caractéristiques physiques.

Des expressions analytiques simples pour les opacités moyennes de Planck et de Rosseland ont déjà été proposées par [1] [25] et [26] comme des fonctions de la température électronique et de la densité en puissance q_a et q_b , dépendant du milieu considéré

$$\kappa_P = \alpha \kappa_R = AT_e^{q_a} \rho^{q_b}. \quad (1.34)$$

Mais les domaines d'applicabilité de ces formules sont assez limités parce que le changement des couches d'ionisation implique souvent le changement de la valeur des puissances q_a et q_b (FIG. 1.12).

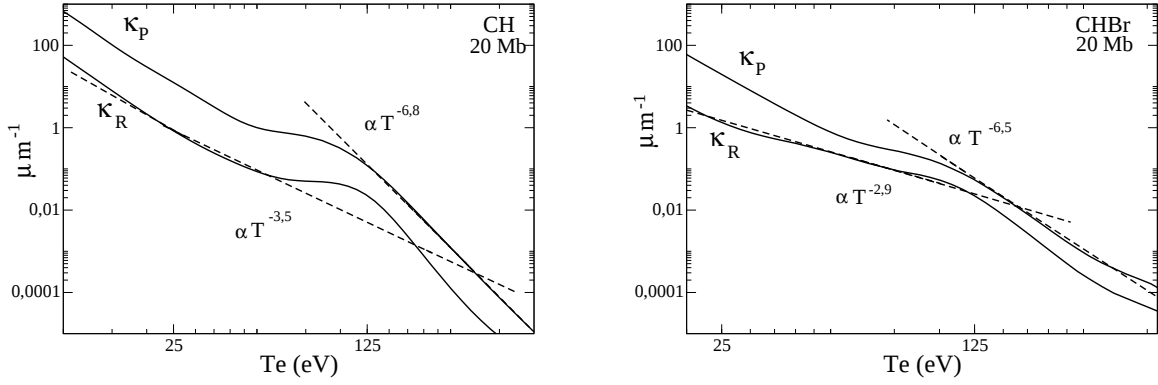


FIG. 1.12 – Opacités isobares de Rosseland et de Planck en μm^{-1} pour le plastique CH (figure de gauche) et le plastique dopé au brome $CHBr$ (figure de droite) en fonction de la température électronique T_e en eV (ici isobare à 20 $Mbar$).

Ainsi, les expressions simplifiées pour les opacités peuvent être améliorées si l'on tient compte d'un changement de pente de l'opacité en fonction de la température pour une certaine température T_t , appelée température de transition et qui dépend seulement des propriétés du matériau cible.

Les expressions des opacités peuvent alors s'écrire différemment selon que la température électronique T_e est plus ou moins grande que T_t

$$\kappa_R = \alpha T_e^{q_{a1}} \rho^{q_{b1}} \text{ si } T_e < T_t, \quad (1.35)$$

$$= \alpha T_e^{q_{a2}} \rho^{q_{b2}} \text{ si } T_e > T_t. \quad (1.36)$$

En outre, on observe que les opacités κ_P et κ_R évoluent de façon similaire. Nous utilisons alors ce fait en introduisant un coefficient de proportionnalité

$$\kappa_P = r \kappa_R, \quad (1.37)$$

avec r une constante telle que $r > 1$; T_t est la température de transition pour laquelle le comportement (la pente) des opacités change. Les coefficients q_{a1} et q_{a2} sont estimés directement à partir du "fit" des opacités isobares en fonction de la température électronique. De plus, nous considérons une faible dépendance des opacités avec la densité; ainsi, généralement nous aurons $q_{b1} = q_{b2} = 1$.

Généralement, pour les matériaux considérés, les coefficients sont proches de $q_1 \sim -3$, et $q_2 \sim -7$. En effet, pour le CH nous obtenons $-3,5$ et $-6,8$, et pour le $CHBr$, $-2,9$ et $-6,5$ en fittant les opacités isobares.

Bien que cette modélisation des opacités soit des plus simples, elle permet néanmoins de reproduire leurs principales caractéristiques dans une région proche du front d'ablation,

dans le cas de matériaux de Z modéré, quand les effets d'ionisation des matériaux sont importants.

Nous avons observé pour certains matériaux comme l'aluminium, que la température de transition T_t pour le changement de pente des opacités n'a pas forcément une valeur unique, mais peut être contenue dans une certaine gamme de température ; dans le cas de l'aluminium, ce changement de pente de l'opacité de Rosseland se fait dans l'intervalle de température $[200, 315]$ eV. Nous observons de plus que la valeur de l'opacité reste quasiment constante sur cet intervalle de température (FIG. 1.13). Ainsi, les opacités de l'aluminium pourront être mieux modélisées, non pas avec un changement de pente au niveau d'une température de transition T_t , mais avec un plateau entre deux températures de transitions T_{t1} et T_{t2} tel que

$$\kappa_R = \alpha_1 T_e^{q_{a1}} \rho^{q_{b1}} \text{ si } T_e < T_{t1}, \quad (1.38)$$

$$= \alpha_2 T_e^{q_{a2}} \rho^{q_{b2}} \text{ si } T_{t1} < T_e < T_{t2}, \quad (1.39)$$

$$= \alpha_3 T_e^{q_{a3}} \rho^{q_{b3}} \text{ si } T_{t2} < T_e, \quad (1.40)$$

$$\kappa_P = r \kappa_R. \quad (1.41)$$

Typiquement, pour une opacité considérée comme constante entre les températures de transitions, $q_{a2} = 0$. De plus, nous avons toujours : $q_{b1} = q_{b2} = q_{b3} = 1$.

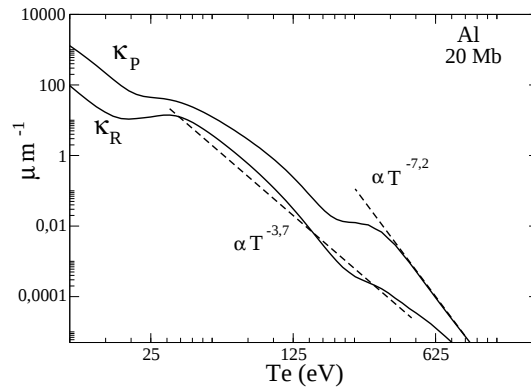


FIG. 1.13 – Opacités isobares de Rosseland et de Planck en μm^{-1} pour l'aluminium Al en fonction de la température électronique T_e en eV.

Ce traitement simplifié des opacités de Planck et Rosseland sera utilisé dans les Chapitres 3 et 7, dans lesquels le couplage rayonnement-matière est considéré en approximation de diffusion, avec un modèle gris pour les opacités.

1.1.5 L'hydrodynamique radiative

Nous venons de voir que la propagation du rayonnement était étroitement couplée à l'évolution thermodynamique de la matière à travers laquelle le rayonnement se propage [1]-[7]. En effet, le grand nombre d'interactions entre la matière et le rayonnement entraîne des échanges d'énergie, et a donc des conséquences sur la température de la matière, qui détermine directement son opacité.

De plus, la matière qui absorbe le rayonnement est en mouvement par rapport à la matière qui l'a émis, ce qui entraîne des effets dynamiques devant être décrits par l'équation de transfert radiatif.

Ainsi, la propagation du rayonnement est couplée à l'écoulement hydrodynamique. De plus, le rayonnement communique au fluide de l'énergie et de l'impulsion, et ces effets dynamiques doivent à leur tour être reflétés dans la description du mouvement du fluide.

Il faut donc résoudre simultanément les équations de l'hydrodynamique modifiées par la présence du rayonnement, ainsi que l'équation du transfert radiatif également modifiée du fait de l'hydrodynamique. Nous obtenons alors les équations de l'hydrodynamique en présence de rayonnement.

En l'absence de rayonnement, les équations de l'hydrodynamique idéale sont les équations de conservation de la masse, de l'impulsion et de l'énergie du fluide, sans viscosité. L'effet du rayonnement sur le mouvement du fluide peut être pris en compte en considérant que le rayonnement agit comme une force extérieure sur le fluide et est une source d'énergie.

Dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement, le dépôt d'impulsion apporté par le rayonnement dans la matière est ainsi assimilé à une force extérieure. Le dépôt d'énergie par le rayonnement est également pris en compte dans l'équation de conservation de l'énergie.

Finalement, seule l'équation de conservation de la masse n'est pas modifiée par le rayonnement. En supposant le modèle gris de diffusion pour le rayonnement, nous obtenons les équations de l'hydrodynamique radiative

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} \vec{u} \right) + \vec{\nabla} (P + P_r) = 0, \quad (1.42)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho u^2}{2} + \rho \varepsilon + U_r \right) + \vec{\nabla} \cdot \left[\rho \vec{u} \left(\varepsilon + \frac{u^2}{2} \right) + (P + P_r) \vec{u} \right] = -\vec{\nabla} \cdot (\vec{S}_r + \vec{Q}_e), \quad (1.43)$$

$$\frac{\partial U_r}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{S}_r = c \kappa_P (a T_e^4 - U_r). \quad (1.44)$$

Dans ces équations, nous observons que la pression radiative P_r est prise en compte. Dans le domaine de température et densité qui nous concerne (cadre d'une expérience de FCI), cette pression radiative peut être négligée devant la pression matière, i.e. $P_r \ll P$ (FIG. 1.14), même pour un matériaux considéré de Z modéré comme l'aluminium. Ce n'est pas le cas pour l'étude des chocs radiatifs ou de l'astrophysique.

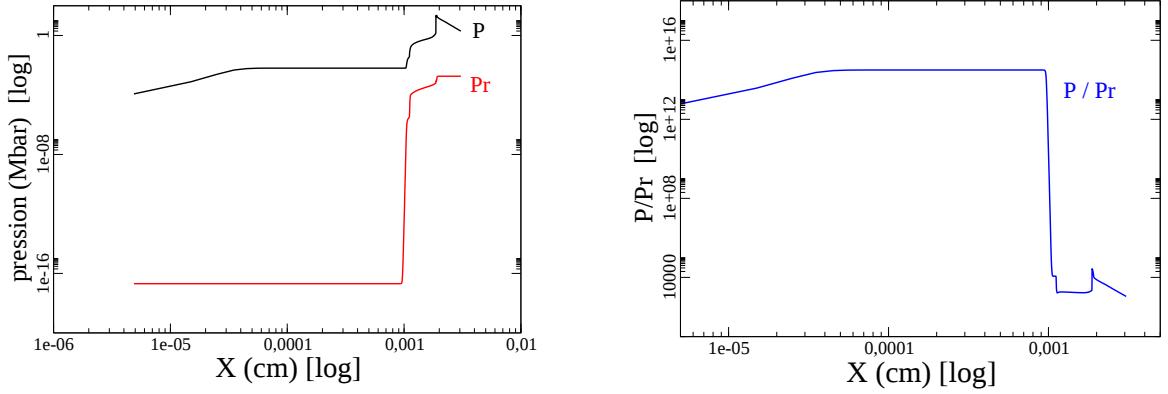


FIG. 1.14 – Pressions matière P et radiative P_r pour une cible d'aluminium, $I_L = 100 \text{ TW/cm}^2$, $t = 0,05 \text{ ns}$, et rapport de ces pressions.

Finalement, seule l'équation de conservation de l'énergie est modifiée par la présence du flux de rayonnement. En outre, de par une grande vitesse de la lumière, la dérivée temporelle peut être négligée dans l'équation 1.44

Lorsque la pression radiative est négligée, les équations de l'hydrodynamique radiative sont donc

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \rho \vec{u} = 0, \quad (1.45)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} \vec{u} \right) + \vec{\nabla} P = 0, \quad (1.46)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho u^2}{2} + \rho \varepsilon \right) + \vec{\nabla} \cdot [\rho \vec{u} \left(\varepsilon + \frac{u^2}{2} \right) + P \vec{u}] = -\vec{\nabla} \cdot (\vec{S}_r + \vec{Q}_e). \quad (1.47)$$

Rappelons les expressions des termes radiatifs en approximation de diffusion et du flux thermique électronique donné par Spitzer [21]

$$U_r = a T_r^4, \quad (1.48)$$

$$U = a T_e^4, \quad (1.49)$$

$$\vec{S}_r = -\frac{c}{3\kappa_R} \vec{\nabla} U_r, \quad (1.50)$$

$$\vec{Q}_e = -K_0 T_e^{\frac{5}{2}} \vec{\nabla} T_e, \quad (1.51)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{S}_r = c \kappa_P (U - U_r). \quad (1.52)$$

$$(1.53)$$

Ces équations de l'hydrodynamique radiative, en approximation de diffusion et avec un modèle gris pour les opacités seront introduites par la suite dans le code PERLE (Chapitre 7) et dans le modèle théorique pour la dynamique des structures à double fronts d'ablation (Chapitre 4).

D'autres auteurs [22]-[24] ont proposé des modèles euristiques pour traiter la radiation en supposant que le flux thermique total (électrons et photons) peut toujours être présenté sous la forme $\vec{Q} = -\xi T_e^\nu \vec{\nabla} T_e$, mais avec un coefficient ν différent de la valeur 5/2.

Bien qu'il n'y ait pas de prescription générale sur la manière de choisir ν , comme nous le verrons par la suite (Chapitres 4 et 6), selon le numéro atomique du matériau cible et l'intensité laser reçue, on peut tenir compte des effets radiatifs avec un indice ν différent de la valeur 5/2 classique de Spitzer.

De plus, comme nous l'avons vu en introduction, lorsque l'éclairement laser est important (de l'ordre de quelques centaines de TW/cm^2 typiquement), la longueur caractéristique du gradient de température peut devenir du même ordre de grandeur que le libre parcours moyen des électrons. Pour que le flux de chaleur ne dépasse pas la valeur limite qu'il atteindrait si tous les électrons allaient dans le sens du gradient de température avec leur vitesse thermique, un limiteur de flux artificiel doit être introduit. Celui-ci peut alors être pris en compte dans le coefficient ν , en introduisant un limiteur f visant à réduire le flux $\vec{Q}_e$.

Bibliographie

- [1] Drake R.P., “*High Energy Density Physics*”, Springer (2006).
- [2] Dautray R. et Watteau J.P., “*La fusion thermonucléaire inertielle par laser*”, collection du CEA, édition EYROLLES, 1993.
- [3] Zel’dovich Y.B., Raizer Y.P., book “*Physics of shock waves and high temperature hydrodynamic phenomena*”, Academic Press, New York (1967).
- [4] Mihalas D. et Mihalas B.W., “*Foundation of Radiation Hydrodynamics*” (Dover, NewYork, 2000).
- [5] Chandrasekhar S., “*Radiative Transfer*”, New York, Dover (1960).
- [6] “*Radiation processes in astrophysics*”, Cambridge : MIT press (1975).
- [7] Lowrie R.B. et Morel J.E., The coupling of radiation and hydrodynamics, The Astrophysical Journal **521** (1999).
- [8] Dubroca B. et Feugeas J.L., Entropic moment closure hierarchy for the radiative transfer equation, C.R. Acad. Sci. Paris, Ser. I, **329** (1999).
- [9] Feugeas J.L., A hierarchy of non local models for the radiative transfer equation, Laser and Particle Beams **22** 121 (2004).
- [10] Turpault R., A consistent multigroup model for radiative transfer and its underlying mean opacities, Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, **94** 357 (2005).
- [11] Turpault R., Construction d’un modèle M1 multigroupe pour les équations du transfert radiatif, C.R. Acad. Sci. Paris, Ser. I, **334**, 1 (2002).
- [12] Gonzalez M. et Audit E., Numerical treatment of radiative transfer, Astrophysics and Space Science, **298** 357 (2005).
- [13] Stuchtrup P., On the number of moments in radiative transfer problems, Annals of Physics, **266** 1, 1 (1998).

- [14] Larsen E.W., Thömmes G., Klar A., Seaïd M et Götz T., Simplified P_N approximations to the equations of radiative heat transfert and applications, *J. Comput. Phys.*, **183**, 652 (2002).
- [15] Levermore D., Moment closure hierarchies for kinetic theories, *J. Stat. Phys.*, **83** (1996).
- [16] Ripoll J.F., An average formulation of the M1 radiation model with mean absorption coefficients and presumed probability functions for turbulent flows, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, **83** 493 (2004).
- [17] Ripoll J.F., Modelling radiative mean absorption coefficients, *Combustion theory and modelling* **5** 3, 261 (2001).
- [18] Teleaga I. et Seaïd M., Simplified radiative models for low-Mach number reactive flows, *Applied Math. Modelling*, **32** 971 (2002).
- [19] Tarvainen T., Vauhkonen M., Kolehmainen V. et Kaipio J.P., Finite element model for the coupled radiative transfer equation and diffusion approximation, *International journal for numerical methods engineering* **65** 383 (2006).
- [20] Tarvainen T., Vauhkonen M., Kolehmainen V., Arridge S.R. et Kaipio J.P., Coupled radiative transfer equation and diffusion approximation model for photon in turbid medium with low scattering and non scattering regions, *Physics in medecine and biology*, **50** 4913 (2005).
- [21] Spitzer L. et Harm R., Transport phenomena in a completely ionized gas, *Phys. Rev.* **89**, 977 (1953).
- [22] Pakula R. et Sigel R., Self-similar expansion of dense matter due to heat transfer by nonlinear conduction, *Physics of Fluids*, **28**, 232 (1985).
- [23] Betti R., Goncharov V.N., McCrory R.L. et Verdon C.P., Self-consistent stability analysis of ablation fronts in inertial confinement fusion, *Physics of Plasmas* **3** 2122 (1996).
- [24] Betti R., Goncharov V.N., McCrory R.L. et Verdon C.P., Growth rates of the ablative Rayleigh-Taylor instability in inertial confinement fusion, *Physics of Plasmas* **5** 1446 (1998).
- [25] Sanz J., Betti R., Olazabal-Loumé M. et Drean V., presentation at the 35th conférence EPS 2008 “Analytical theory of radiative ablation fronts for direct drive ICF targets”, et présentation à la 36th conférence EPS 2009 “Radiation hydrodynamic theory of double ablation fronts in direct-drive inertial confinement fusion”.

- [26] Tsakiris G.D. et Eidman K., An approximated method for calculating Planck and Rosseand mean opacites in hot, dense plasmas, J. Quant. Spec. **38**, 353 (1987).

Chapitre 2

Dynamique des structures à double fronts d’ablation

2.1 Obtention des structures DFA

2.1.1 Introduction

Comme nous l’avons vu précédemment, de nombreuses études ont été réalisées concernant l’instabilité de Rayleigh-Taylor (IRT) en présence d’ablation. En effet, l’IRT est dangereuse dans le cadre d’une expérience de type FCI, car la rupture de la coquille de la cible, ou la déformation de l’ablateur peuvent engendrer une mauvaise compression du combustible et compromettre l’allumage des réactions de fusion.

L’IRT est présente notamment durant la phase de compression de la cible, qui est alors accélérée et s’il semble impossible de l’éviter, il convient alors de la contrôler et de la réduire au maximum. Cette instabilité se produira également ensuite durant la phase de décélération de la cible.

Récemment, une équipe japonaise [1] a montré qu’il était possible de réduire l’instabilité Rayleigh-Taylor par le mécanisme d’ablation radiative. Pour cela, le matériau servant d’ablateur doit posséder un numéro atomique Z modéré, favorisant ainsi le couplage rayonnement-matière et les effets radiatifs. Il s’agit alors d’utiliser non plus des ablateurs “classiques” en plastique CH ou en DT , mais plutôt de s’orienter vers du plastique dopé avec du brome (comme fait dans [1]) ou autre matériau de Z plus élevé, ou encore d’employer un ablateur plus lourd comme la silice SiO_2 .

De plus, [1] a montré que lorsqu’un tel matériau était irradié avec un laser d’intensité de l’ordre de celles utilisées au cours d’une expérience de FCI (quelques $\sim 10^{12} - 10^{15} W/cm^2$), une structure à deux fronts d’ablation était obtenue et favorisait la réduction de la croissance de l’instabilité Rayleigh-Taylor ablative.

Le lissage des défauts d'éclairement laser par conduction radiative a déjà été étudié dans le cadre d'expériences de FCI en attaque indirecte [2]-[5]. En effet, ce lissage est l'avantage le plus important de cette technique d'éclairement, car il permet de réduire le besoin d'une irradiation très uniforme de la cible, difficulté technique majeure de la FCI en attaque directe.

Dans le cas d'une cible irradiée directement par laser, il a été montré [2]-[5] que les non-uniformités d'éclairement pouvaient être lissées au niveau de la pression d'ablation par le rayonnement X émis par une mince couche d'ablateur de Z élevé comme l'or ou modéré comme l'aluminium. Cette observation est faite à partir d'expériences laser réalisées à la longueur d'onde $\lambda_L = 0,35 \mu m$, qui correspond donc aux cas que nous considérons.

D'après [2] et [5], le paramètre important pour le lissage de ces défauts est la distance D entre la zone de densité critique et le front d'ablation, qui définit ainsi la taille de la zone de conduction.

A partir des lois d'échelles pour l'ablation classique et radiative vues précédemment en introduction, la taille de la zone de conduction est estimée par

$$D \sim 2,45 \cdot 10^5 \frac{1}{\ln \Lambda (Z + 4)} \left(\frac{A}{2Z} \right)^{7/6} I_L^{4/3} \lambda_L^{14/3} (\mu m), \quad (2.1)$$

dans le cas "ablation classique" (pas ou peu d'effets radiatifs).

Dans le cas où les effets radiatifs ne sont plus négligeables, la taille caractéristique de la zone de conduction est alors

$$D_{R1} \sim 3,6 \cdot 10^{-12} \frac{A^2}{Z(1 + Z)^2} T_{r1}^{7/2} \rho_1^{-2} (cm), \quad (2.2)$$

avec l'indice 1 montre que les grandeurs sont calculées au point sonique x_1 . Prenons l'exemple d'une cible d'aluminium ($A = 27$, $Z = 10$ au niveau de la zone de conduction et $\ln \Lambda = 6$), éclairée à $10^{14} W/cm^2$ ($T_{r1} \sim 100 eV$ et $\rho_1 \sim 0,04 g/cm^3$ au temps $t = 1 ns$), nous obtenons

$$D_{R1} \sim 135 \mu m, \quad (2.3)$$

$$D \sim 24 \mu m. \quad (2.4)$$

Ainsi, dans le cas radiatif (quand le matériau considéré possède un numéro atomique modéré à élevé, typiquement $Z \geq 6$), la distance entre la densité critique et le front d'ablation est grande, d'autant plus qu'elle augmente avec le temps.

Le lissage par conduction radiative doit donc être plus efficace que dans le cas "classique", i.e. sans effets radiatifs.

Il semble donc que l'utilisation d'un ablateur en plastique dopé avec des atomes lourds (brome, $Z = 35$), ou de numéro atomique plus élevé soit une voie intéressante à envisager pour réduire l'instabilité Rayleigh-Taylor ablative.

Il s'agissait donc dans un premier temps d'obtenir ces structures à double front d'ablation (structures DFA) en utilisant différents matériaux de Z modéré et des intensités lasers de l'ordre de la centaine de TW/cm^2 . De plus, il était essentiel avant d'étudier la stabilité de ces structures, de bien caractériser leur dynamique et leur existence selon le matériau et l'intensité utilisés.

Dans la référence [1], les structures à double front sont obtenues et décrites brièvement, mais leur dynamique et caractéristique ne sont que peu étudiées. Ces structures particulières ont été observées par [7]-[10] dès 1986, à partir de résultats expérimentaux et théoriques. Mais elles ne sont pas étudiées ou nommées ; les auteurs parlent alors d'une onde de chaleur radiative (RHW pour Radiative Heat Wave), précédemment décrite par [11], modifiant les profils hydrodynamiques (densité, pression et température électronique) obtenus en éclairant des cibles en aluminium et en or par un laser d'intensité $\sim 10 TW/cm^2$. Ces premières observations ne sont pas plus détaillées et aucune relation n'est alors faite avec une structure à double front d'ablation.

Par contre, l'importance du mécanisme de transport de l'énergie par conduction radiative est montrée par [12] [13] dès 1983 : pour des éléments légers, de Z faible (carbone C) à modéré (aluminium Al), les effets radiatifs doivent être pris en compte pour bien décrire l'hydrodynamique du matériau.

Dans les références [8] [9] [12] [13], des structures présentant deux fronts d'ablation sont obtenues généralement avec des matériaux de Z élevés comme l'or par exemple. En effet, ce matériau est principalement utilisé, comme nous l'avons vu en introduction, pour les holraums en attaque indirecte du fait de sa grande efficacité de conversion du rayonnement laser en rayonnement X .

Par contre, il n'y a pas d'étude "qualitative" pour ces structures. Les études portent surtout sur la conversion du rayonnement.

Dans ce travail, nous nous intéressons à l'étude des matériaux de Z modérés (aluminium Al , silice SiO_2 , plastique dopé au brome $CHBr$) dans le cadre de l'attaque directe. Nous réalisons différentes simulations 1D avec le code CHIC, qui a des options de calcul pour l'hydrodynamique couplée au transfert radiatif. Comme il n'existe aucune référence pour l'étude et la dynamique de telles structures à double front, nous avons, après avoir obtenu ces DFA pour différents matériaux, réalisé une étude de leur comportement afin de dégager leurs principales caractéristiques dans le but de connaître les mécanismes physiques qui les régissent et de pouvoir étudier leur influence sur l'instabilité Rayleigh-Taylor ablative.

2.1.2 Description du code utilisé : le code CHIC

Les simulations $1D$ sont intensivement utilisées pour le design des cibles destinées à des expériences dédiées à l'étude des plasmas créés par laser. Ces simulations permettent d'étudier et d'estimer les paramètres principaux qui entrent en jeu dans l'implosion de la cible, comme les vitesses d'implosion, d'ablation, l'accélération ou la vitesse des chocs pour assurer une bonne synchronisation de ces chocs aux interfaces des matériaux de la cible et donc une bonne compression.

Le code CHIC est un code $2D$ Lagrangien [14]-[20], dédié en partie aux expériences FCI (Annexe A). Il est développé au sein du CELIA et permet de réaliser des simulations avec de nombreuses options pour la physique considérée.

Le code CHIC inclut un ray-tracing $3D$ pour la propagation du faisceau laser, un modèle d'absorption laser par Bremstrahlung inverse, un module de transport thermique classique limité; le flux de chaleur électronique est traité selon l'approximation de Spitzer-Harm [21].

Différents modèles d'ionisation peuvent être utilisés, comme l'approximation "tout-ionisé" ou bien une ionisation variable plus réaliste selon le modèle de Thomas-Fermi.

Il existe également différents modèles pour les équations d'état, comme les tables SESAME [22], ou un traitement en gaz parfait. Ce code permet également de modéliser les deux températures électroniques T_e et ioniques T_i .

Dans cette étude, nous n'avons pas utilisé les autres options existantes de CHIC, décrivant les champs magnétiques ou la conduction non-locale.

Par contre, le traitement multigroupe en approximation de diffusion pour le transport radiatif stationnaire a été intensivement utilisé.

Pour l'étude suivante, portant sur la dynamique des DFA, nous nous intéresserons particulièrement aux profils de densité, températures électroniques et radiatives et pression obtenus avec le code CHIC. En effet, c'est en observant l'évolution spatiale puis temporelle de ces profils que le comportement des DFA sera décrit et que les particularités de ces structures apparaîtront.

2.1.3 Morphologie des structures à double front d'ablation : simulations numériques

Les structures à double front d'ablation (appelées par la suite structures DFA) ont été obtenues en éclairant des cibles de numéros atomiques Z modérés, comme la silice ou l'aluminium, mais également des cibles de plastique dopées au brome. Les gammes d'intensités utilisées sont celles prévues pour une expérience de type FCI, i.e. entre 1 et quelques centaines TW/cm^2 ($1 TW/cm^2 = 10^{12} W/cm^2$) et correspondent donc aussi bien

aux intensités plus faibles du palier (“prépulse” de quelques TW/cm^2), qu’aux intensités plus élevées du pulse principal (quelques centaines de TW/cm^2).

Ainsi, pour toutes les études menées dans le cadre de cette thèse, nous avons utilisé principalement les matériaux

- aluminium Al ,
- silice SiO_2 ,
- plastique CH ,
- plastique dopé au brome $CHBr_{3\%}$ et $CHBr_{4\%}$,
- deutérium-tritium DT .

Sur la figure (FIG. 2.1), les profils types de densité ρ et de température électronique T_e obtenus au cours d’une simulation CHIC en phase d’accélération pour une cible de plastique et d’aluminium sont représentés. Nous observons dans le cas de la cible plastique CH (figure de gauche), pour laquelle les effets radiatifs sont faibles, un front d’ablation classique, situé au pied de l’onde thermique.

Dans le cas de la cible en aluminium (figure de droite), nous observons bien cette fois une structure à double front d’ablation.

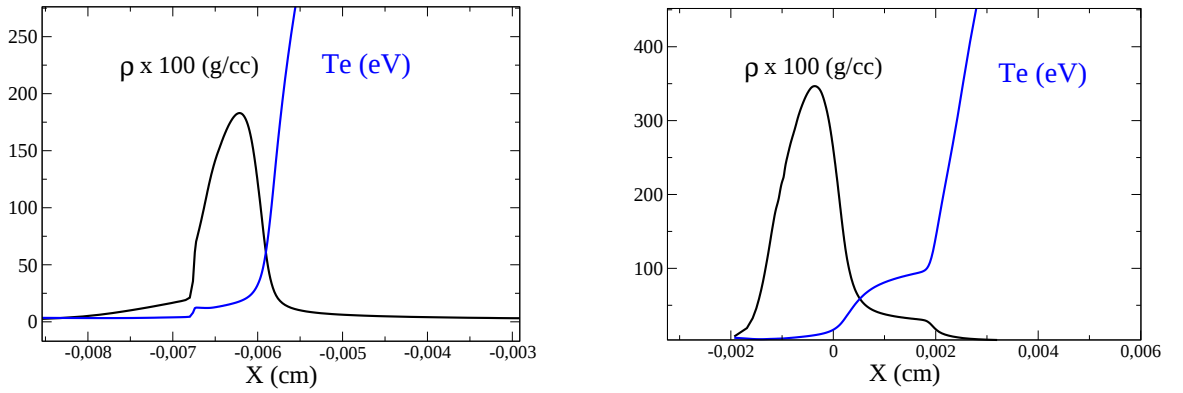


FIG. 2.1 – Profils types de densité ρ et de température électronique T_e obtenus au cours d’une simulation CHIC en phase d’accélération pour une cible de plastique (épaisseur $20 \mu m$, $I_L = 200 TW/cm^2$) et d’aluminium (épaisseur $20 \mu m$, $I_L = 100 TW/cm^2$) : le laser arrive par la droite.

Comme leur nom l’indique, ces structures DFA présentent deux fronts d’ablation, généralement séparés par une région de densité quasi-constante, appelée le “plateau”, pour les matériaux de numéros atomiques modérés (Al , SiO_2).

L’existence de ces fronts est due au fait que l’énergie incidente ne se dépose pas localement au pied de l’onde thermique comme dans le cas classique (cf plastique), avec un dépôt régi par la valeur du libre parcours moyen électronique.

Dans le cas des DFA, deux mécanismes de transport de l'énergie existent ; une première zone de dépôt se crée au pied de l'onde de chaleur, là où l'opacité est plus élevée (car la température électronique est plus faible et l'opacité est inversement proportionnelle à T_e), rendant donc la région d'ablation optiquement épaisse. Les photons incidents plus énergétiques ont un libre parcours moyen plus grand que ceux déposés au pied de l'onde thermique et vont être absorbés plus loin dans la matière, créant ainsi le deuxième front d'ablation. La région de ce deuxième front est encore plus opaque que celle du premier front et du plateau.

D'après [1], ces deux fronts sont régis par des mécanismes de transport de l'énergie différents. En effet, le front le plus marqué, proche du matériau dense et froid, est dominé par le transport radiatif (et sera donc appelé “front radiatif” ou “front principal”), tandis que le front plus proche de la couronne et du matériau sous-dense est dominé par le transport thermique électronique (et sera donc appelé “front électronique” ou “front secondaire”).

Ces structures sont très nettement définies dans le cas des matériaux *Al* et *SiO₂*, du fait de leur Z plus élevé par rapport au plastique ou au plastique dopé.

Ainsi, pour l'étude des DFA, nous avons préférentiellement choisi des matériaux de Z plus élevé afin de bien mettre en évidence la dynamique de ces structures.

Typiquement, pour toutes les simulations réalisées, des plaques planes de $20\ \mu\text{m}$ d'épaisseur sont utilisées ; lorsque ce n'est pas le cas, l'épaisseur choisie sera mentionnée. Pour l'étude des DFA, les matériaux *Al* et *SiO₂* sont considérés, avec pour densité initiale $\rho = 2,7\ \text{g/cm}^3$ pour l'aluminium et $\rho = 2,203\ \text{g/cm}^3$ pour la silice.

Les durées des simulations 1D sont de quelques nanosecondes (entre 3 et 5 ns).

La température d'initialisation des simulations utilisée est $T_0 = 200\ \text{K}$, afin d'éviter les problèmes de calcul des équations d'état pour les matériaux froids.

De plus, la convergence en maillage a été vérifiée : en effet, lorsque le nombre de mailles défini pour un calcul CHIC 1D est modifié (nombre de mailles doublé par exemple), les résultats restent inchangés et les profils hydrodynamiques obtenus sont les mêmes, et l'évolution spatiale et temporelle des paramètres étudiés (longueur du plateau de densité, densité aux fronts d'ablation, etc...) également.

Afin d'étudier la morphologie de ces structures DFA, nous regarderons dans un premier temps quelle est l'intensité laser incidente minimale nécessaire (“seuil”) à leur existence, puis quel est leur comportement en fonction de l'intensité reçue. Pour réaliser cette étude, nous considérons donc un matériau cible et faisons une série de calculs avec le code CHIC pour différentes intensités plus ou moins élevées. Ceci nous permettra également d'observer l'influence des effets radiatifs sur les écoulements hydrodynamiques.

Différents profils d'intensité sont également utilisés : profil d'intensité constant en temps,

ou présentant une rampe linéaire (montée en intensité) de quelques centaines de picosecondes. En effet, la bonne compression de la cible dans le cadre de la FCI nécessite une loi laser présentant une montée en intensité progressive, afin de conserver une compression isentropique.

Existence et dépendance en intensité des structures DFA

Les intensités laser sont classées en trois catégories (selon le type de structure DFA observée) qui correspondent à des intensités faibles (I_{L1}), moyennes (I_{L2}) et élevées (I_{L3}), comme représenté sur la figure FIG. 2.2.

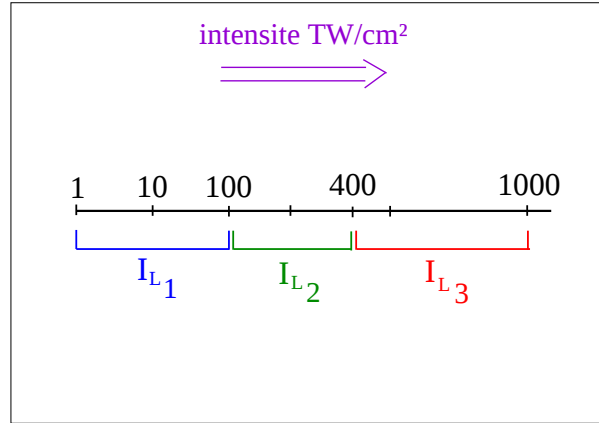


FIG. 2.2 – Gammes d'intensité laser considérées.

Cas des faibles intensités laser : catégorie I_{L1} Pour ces intensités laser incidentes relativement faibles, pouvant correspondre à des “pieds” d'intensité avant le pulse principal intense (“prépulse”), les structures DFA sont observées seulement après quelques nanosecondes d'éclairement.

En effet, pour ces faibles intensités, il faut attendre un temps $t > 2 \text{ ns}$ pour observer sur les profils de densité deux fronts nettement séparés par un plateau. Ce n'est pas le cas pour des éclaircements plus forts. De plus, pour les épaisseurs de cible considérées, la structure DFA n'est pas présente avant le débouché de choc, ou très peu visible pour ces plus basses intensités.

Nous l'observons bien sur les profils de densité et des températures (T_e et T_r) obtenus lors des simulations CHIC, pour différentes intensités lasers relativement faibles et une cible d'aluminium.

Notons que pour la plus faible intensité $I_L = 1 \text{ TW/cm}^2$, un début de structure DFA n'est observé qu'à partir de $t = 3 \text{ ns}$ seulement (FIG. 2.3). Sur cette figure (et toutes les figures obtenues par simulation numérique), le laser arrive depuis la droite.

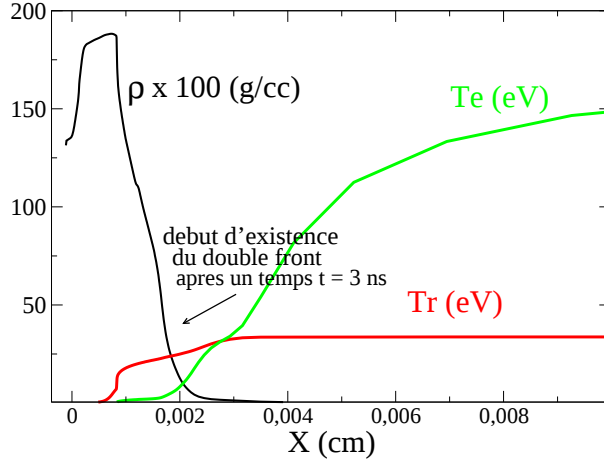


FIG. 2.3 – Profils de densité ρ , de température électronique T_e et radiative T_r obtenus au cours d’une simulation CHIC avec $I_L = 1 \text{ TW/cm}^2$ au temps $t = 3 \text{ ns}$ pour une cible d’aluminium.

Dans l’objectif de lisser les défauts d’éclairement imprimés aux premiers instants d’irradiation au niveau de la densité critique, nous avons vu en introduction qu’une zone de conduction D grande était alors plus favorable. Il est donc nécessaire que la structure DFA soit présente assez tôt après le début de l’éclairement laser, car la zone de conduction est ainsi plus importante ; avec ces faibles intensités laser, la grandeur D est peu élevée et ne contribuera que faiblement à l’atténuation des défauts d’éclairement.

Pour des intensités laser un peu plus élevées, la structure DFA existe avant que le choc n’ait débouché (avant la phase d’accélération). C’est le cas notamment pour des intensités $I_L = 10 \text{ TW/cm}^2$ et $I_L = 50 \text{ TW/cm}^2$.

Nous observons bien sur le profil de densité obtenus avec l’intensité $I_L = 10 \text{ TW/cm}^2$ que le deuxième front d’ablation commence à se créer avant la phase d’accélération, au niveau où les températures T_e et T_r sont égales (FIG. 2.4). Ce deuxième front est par contre bien défini, ainsi que le plateau de densité après le transit de choc. Nous observons de plus que ce deuxième front est toujours localisé au niveau où $T_e \sim T_r$. Notons également qu’au niveau du plateau de densité ces deux températures sont quasiment égales.

Les mêmes observations peuvent être faites pour l’intensité laser $I_L = 50 \text{ TW/cm}^2$ (FIG. 2.5) ; avant la phase d’accélération, le deuxième front est un peu plus visible qu’avec l’intensité précédente. Ainsi, l’intensité laser est un paramètre influençant directement la dynamique des structures DFA.

Dans le cas où l’intensité laser est mise en forme (montée en “rampe” linéaire durant 1 ns puis intensité constante par exemple), l’énergie radiative apportée ne semble pas suffisante et l’on n’observe plus la structure DFA pour les plus faibles intensités (1 et 10

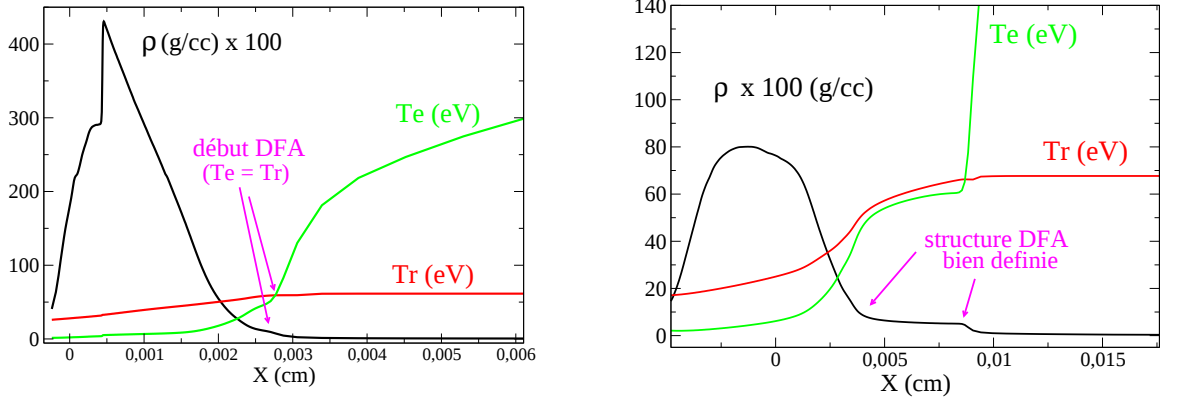


FIG. 2.4 – Profils de densité ρ , de température électronique T_e et radiative T_r obtenus au cours d'une simulation CHIC avec $I_L = 10 \text{ TW/cm}^2$ avant la phase d'accélération ($t = 0,9$) et après la phase d'accélération (3 ns) pour une cible d'aluminium.

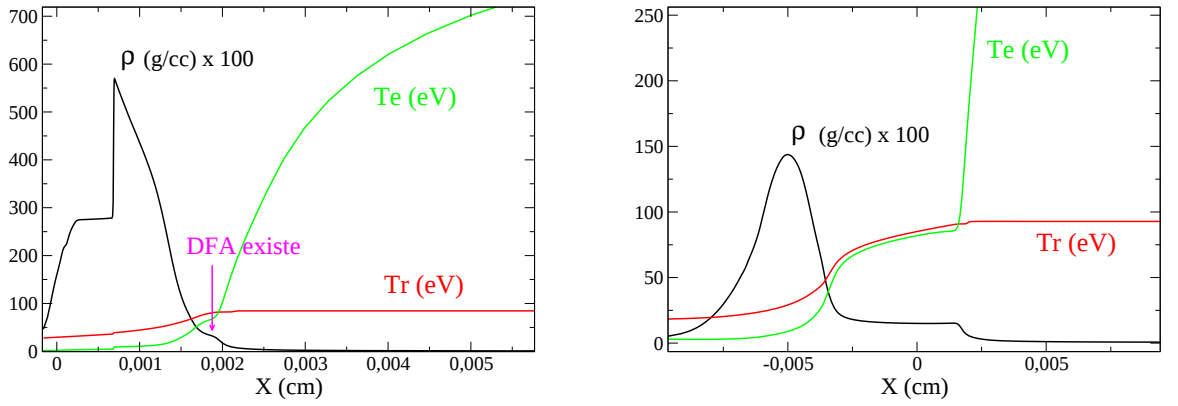


FIG. 2.5 – Profils de densité ρ et de températures électronique T_e et radiative T_r dans la cible obtenus au cours d'une simulation CHIC avec $I_L = 50 \text{ TW/cm}^2$ aux temps $t = 0, 5$ et 3 ns pour une cible d'aluminium.

TW/cm^2).

Ainsi il semble que ces faibles intensités ($I_L < 20 \text{ TW/cm}^2$) soient le seuil d'existence des structures DFA, dans le sens où ces structures apparaissent trop tardivement pour que l'atténuation des perturbations de densité entre les deux fronts soit efficace et que ces structures ne sont pas nettement définies.

Cas des intensités intermédiaires : catégorie I_{L2} Pour cette catégorie d'intensités laser, les structures DFA existent dans tous les cas d'éclairement, avec ou sans rampe en intensité. De plus, ces structures sont nettement visibles, même avant la phase d'accélération. Les structures les mieux définies sont obtenues pour cette gamme d'intensité

(existence dès les premiers instants, fronts bien distincts, séparés par un plateau de densité, durée de la structure dans le temps). En effet, nous observons ici la forte influence de la contribution radiative sur la formation des structures DFA. Le flux d'énergie apporté par le laser et le numéro atomique suffisamment élevé des matériaux font que des photons énergétiques sont émis au niveau de la couronne (région des fortes températures et faibles densités), issus des couches K et L de l'aluminium notamment. Ces photons sont réabsorbés dans les régions plus opaques comme au pied de l'onde thermique, où la température est plus faible et la densité plus élevée, créant ainsi un front d'ablation supplémentaire et donc une structure DFA.

Les coefficients d'émission et d'absorption sont calculés pour l'aluminium dans la région de la couronne et dans la région d'ablation. Les valeurs caractéristiques de densité et température électronique de ces zones sont ($0,02 \text{ g/cm}^3$; 1 keV) pour la couronne et ($0,3 \text{ g/cm}^3$; 90 eV) pour la zone du plateau (FIG. 2.6).

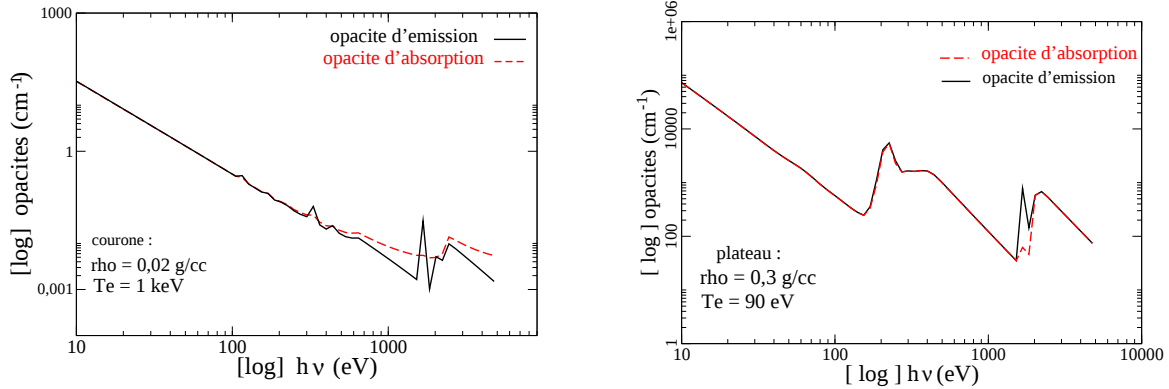


FIG. 2.6 – Opacités d'émission et d'absorption pour une cible d'aluminium au niveau de la couronne et de la région d'ablation.

Nous observons bien au niveau de la couronne (hautes températures, faibles densités) les transitions K aux températures de l'ordre de $\sim 2 - 3 \text{ KeV}$ et les transitions L aux températures de l'ordre de $\sim 200 - 300 \text{ eV}$ (figure de gauche). Des “pics” apparaissent au niveau des coefficients d'émission.

Dans la région d'ablation (figure de droite), ces photons sont réabsorbés (coefficients d'émission et d'absorption égaux pour ces énergies de photons), mais d'autres sont réémis pour une température de l'ordre de $\sim 1,5 \text{ keV}$. Ceux-ci seront réabsorbés un peu plus loin dans la matière plus opaque (moins chaude, plus dense), créant ainsi le front d'ablation principal.

Les structures obtenues avec une intensité laser de 100 TW/cm^2 sont parmi les mieux définies, avant et après le débouché de choc (t_{choc} vers $0,7 \text{ ns}$ pour une plaque de $20 \text{ }\mu\text{m}$

d'aluminium) (FIG. 2.7). Ainsi, par la suite nous utiliserons souvent cette intensité pour caractériser les structures DFA.

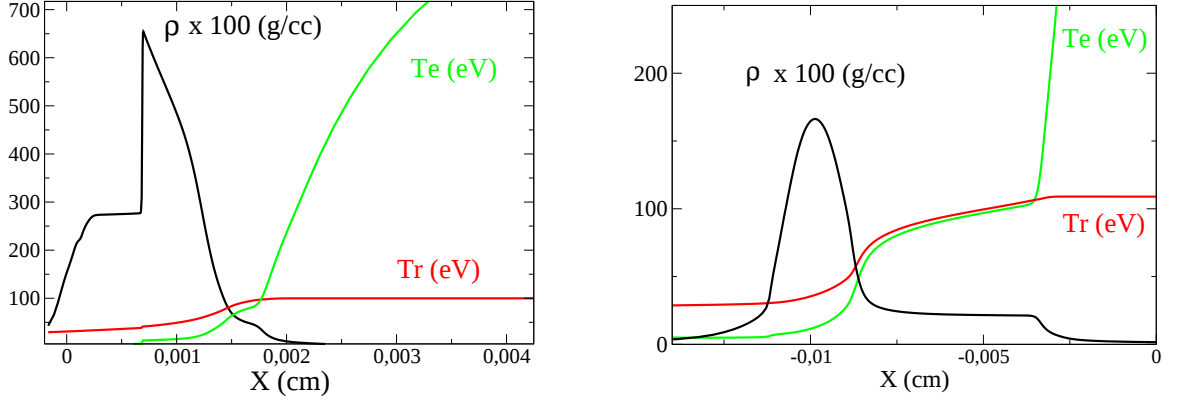


FIG. 2.7 – Profils de densité ρ , de température électronique T_e et radiative T_r obtenus au cours d'une simulation CHIC avec $I_L = 100 \text{ TW/cm}^2$ aux temps $t = 0, 4$ et 3 ns pour une cible Al.

Nous pouvons également observer l'effet d'une mise en forme de l'intensité laser (montée linéaire pendant 1 ns puis intensité constante de 100 TW/cm^2) sur la structure DFA (FIG. 2.8).

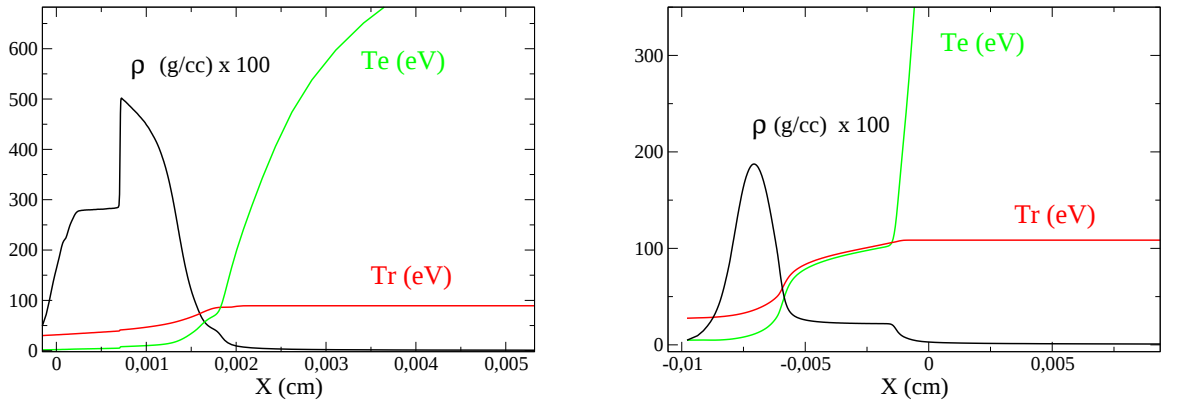


FIG. 2.8 – Profils de densité ρ , de température électronique T_e et radiative T_r obtenus au cours d'une simulation CHIC avec $I_L = 100 \text{ TW/cm}^2$ et une mise en forme de l'intensité laser, aux temps $t = 0, 7$ et 3 ns pour une cible d'aluminium.

Comme nous pouvions nous y attendre, la structure apparaît plus tardivement, car moins d'énergie est délivrée aux premiers instants durant la montée en intensité; les effets du rayonnement sont ainsi plus faibles : la température électronique est moins élevée avant

le débouché de choc au niveau du deuxième front d'ablation. Cette zone est un peu plus opaque aux premiers instants (l'opacité varie selon l'inverse de la température), les photons y sont davantage absorbés et participent moins à la création d'un deuxième front.

Pour les autres intensités un peu plus élevées de la catégorie (i.e. 250 et 300 TW/cm^2), les structures obtenues sont similaires, pour ce qui est de la durée d'existence, de la bonne définition (deux fronts et un plateau de densité) et de l'apparition relativement rapide des deux fronts d'ablation. L'influence d'une mise en forme de l'intensité laser est la même, i.e. un délai supplémentaire dans l'apparition de la structure dû à un dépôt en énergie inférieur durant la montée en intensité.

Nous observons que plus l'intensité laser incidente est élevée, plus la taille du plateau de densité est grande. Nous étudierons plus tard dans cette section le comportement du plateau (2.2.2), qui est une particularité des DFA.

Cas des intensités élevées : catégorie I_{L3} Les structures DFA existent pour ces intensités, avec ou sans mise en forme de l'intensité laser incidente et apparaissent dès les premiers instants de l'irradiation, bien avant le début de la phase d'accélération (à $t = 0,2 ns$, le deuxième front est déjà créé).

Par contre, comme nous considérons des plaques planes, la densité maximale au front d'ablation principal chute rapidement et est très faible ($\rho < \rho_0$) après les premières nanosecondes ($t > 1,5 ns$ typiquement) à cause de l'éclairement plus intense (FIG. 2.9). La température est élevée dans la couronne et la pression est grande au niveau du front d'ablation principal. Le choc débouche très tôt et le matériau est vite entièrement ablaté.

De plus, le plateau de densité entre les deux fronts a tendance à "s'incliner" (FIG. 2.10) et la structure s'inverse aux temps longs : le front secondaire est alors plus marqué que le front principal ; sa densité maximale est plus élevée. Ceci est dû à l'intensité laser relativement forte et à la faible épaisseur de la cible. Une mise en forme de l'intensité laser incidente, avec une rampe linéaire par exemple, peut alors être nécessaire. L'utilisation du flux de chaleur limité (limitation harmonique du flux) comme option de calcul également. En effet, pour ces fortes intensités, la matière est très vite ablatée et les effets radiatifs sont très importants. La densité du front principal est rapidement faible, bien en dessous de la densité initiale du matériau, alors que celle au deuxième front s'écroule moins vite. Aux temps plus longs ($\sim 3 ns$) de la simulation, le front secondaire est alors plus dense que le front principal ; la température électronique est du même ordre de grandeur (facteur 2) pour les deux fronts. Le front secondaire peut alors être plus opaque que le principal et ainsi absorber davantage les photons incidents : la structure DFA s'incline avant de

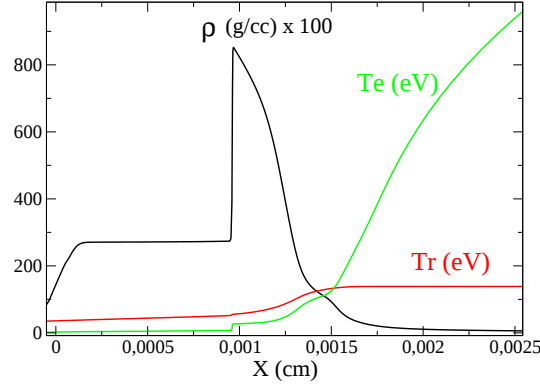


FIG. 2.9 – Profils de densité ρ , de température électronique T_e et radiative T_r obtenus au cours d’une simulation CHIC avec $I_L = 400 \text{ TW/cm}^2$ au temps $t = 0,2 \text{ ns}$ pour une cible d’aluminium.

s’inverser.

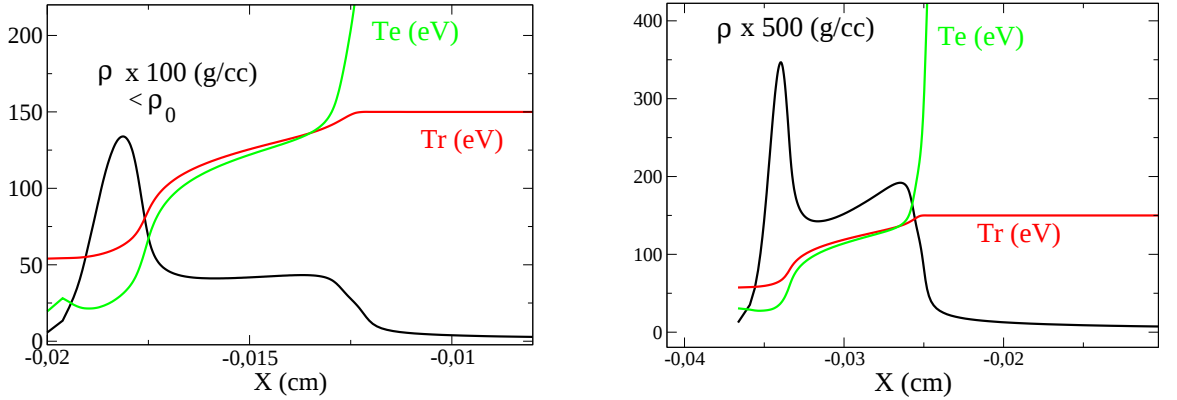


FIG. 2.10 – Profils de densité ρ et de températures électronique T_e et radiative T_r dans la cible obtenus au cours d’une simulation CHIC avec $I_L = 400 \text{ TW/cm}^2$ aux temps $t = 2,2$ et 3 ns pour une cible d’aluminium.

Au terme de cette première étude du comportement selon l’intensité des DFA obtenues avec l’aluminium, nous pouvons définir une zone d’existence de cette structure pour un éclairement laser donné (FIG. 2.11).

Il est alors possible de connaître à partir de quel temps la structure DFA existera pour une intensité laser donnée. Il apparaît sur la figure (FIG. 2.11) que la “limite” en intensité entre les deux zones d’existence/non existence de la structure peut être approchée par $t^{-2,3}$. Cette dépendance en temps est très forte : plus l’intensité est élevée, plus les effets radiatifs sont importants, plus la structure DFA apparaît tôt.

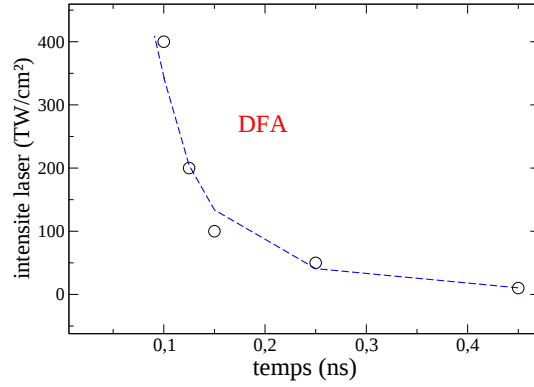


FIG. 2.11 – Zone d'existence des structures DFA pour l'aluminium selon le temps et l'intensité laser considérés.

Ainsi, la dynamique des structures DFA est, comme nous venons de le voir, très dépendante de l'intensité incidente : plus l'intensité reçue est élevée, mieux la structure est définie, car la contribution radiative apportée est plus forte. De plus, comme le choc débouche plus tôt quand l'intensité laser incidente est élevée, la structure va être créée dès les premiers instants.

Pour un temps t fixé de la simulation, pendant la phase d'accélération, nous observons bien sur les profils de densité l'influence de l'intensité laser incidente sur la formation des structures DFA obtenues avec l'aluminium (FIG. 2.12).

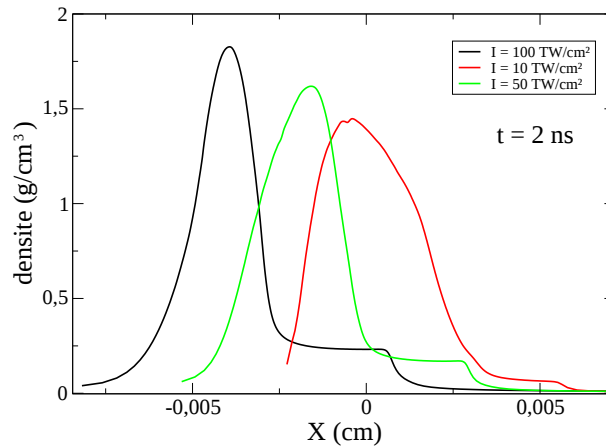


FIG. 2.12 – Profils de densité ρ obtenus au cours d'une simulation CHIC en phase d'accélération au temps $t = 2 \text{ ns}$ pour différentes intensités laser incidentes pour une cible d'aluminium.

Nous venons de voir que l'obtention de structures DFA avec une cible en aluminium

était relativement facile, étant donné le numéro atomique suffisamment élevé de cet élément. Ce choix de cible permet de bien étudier ces structures DFA, alors nettement définies.

Dans le cadre d'une expérience de type FCI en attaque directe, il n'est évidemment pas question d'utiliser un ablateur en aluminium qui serait beaucoup trop lourd.

Nous avons donc utilisé d'autres matériaux cibles plus envisageables dans une cible réaliste, notamment le plastique dopé au brome qui était utilisé par [1], afin de créer des structures DFA.

De plus, d'après [8] et [12] [13], l'onde de chaleur radiative (Radiative Heat Wave) doit exister pour des matériaux avec $Z > 6$, ce qui correspond au numéro atomique du carbone. En effet, pour ces matériaux, la conversion du rayonnement laser incident en radiation est efficace. Dans le cas du plastique CH , son numéro atomique est trop faible pour observer une DFA. Par contre pour des matériaux comme la silice, la RHW doit exister comme pour l'aluminium et doit avoir des effets non négligeables sur les profils hydrodynamiques, d'où l'existence d'une DFA. Pour le plastique dopé au brome, les effets du rayonnement sur l'hydrodynamique sont non négligeables et une DFA doit exister, bien que moins définie par rapports à SiO_2 et Al .

Structures DFA obtenues avec la silice SiO_2

La silice est un matériau de Z modéré et proche de celui de l'aluminium ; ainsi, nous obtenons des structures DFA bien définies avec cet élément. Les études réalisées sur les structures obtenues avec la silice sont relativement proches de celles de l'aluminium. En effet, le seuil d'existence des DFA au niveau de l'intensité laser est le même (i.e. $\sim 20 \text{ TW/cm}^2$) ; l'influence d'une mise en forme de l'intensité laser également.

Les structures obtenues pour les intensités laser de la catégorie I_{L2} sont également nettement définies et apparaissent relativement tôt (avant le début de la phase d'accélération, dès les premières dizaines de picosecondes) et perdurent tout le long du temps de la simulation.

Nous observons la similitude des profils obtenus pour la silice et l'aluminium (FIG. 2.13). Pour cette simulation, une plaque de silice de $20 \mu\text{m}$ d'épaisseur et de densité initiale $2,2 \text{ g.cm}^{-3}$ a été utilisée.

Structures DFA obtenues avec le plastique dopé $CHBr$

Différents taux de dopage peuvent être envisagés. Dans les simulations réalisées, des cibles de CH dopées au brome ont été utilisées, avec des taux de dopages (pourcentage atomique) différents :

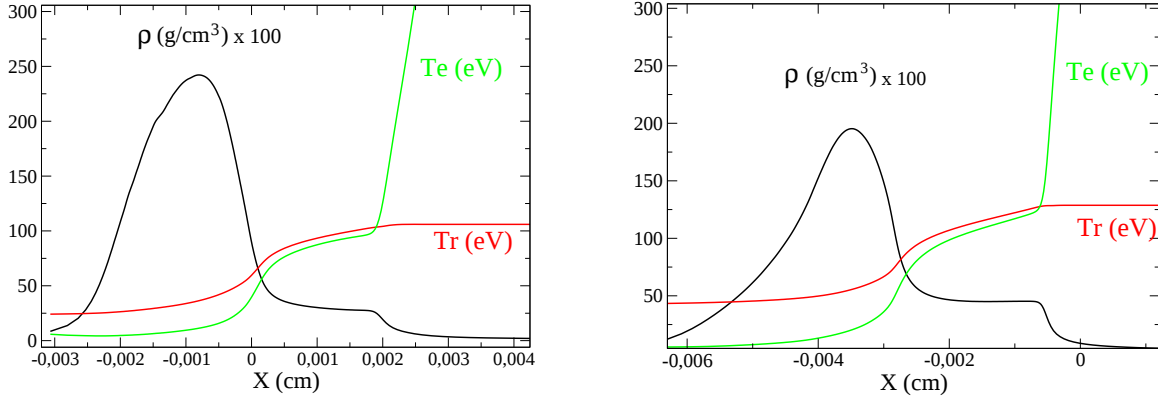


FIG. 2.13 – Profils de densité ρ , de température électronique T_e et radiative T_r obtenus au cours d'une simulation CHIC avec $I_L = 100 \text{ TW/cm}^2$ au temps $t = 1,2 \text{ ns}$ pour des cibles Al (figure de gauche) et SiO_2 (figure de droite).

- cible CHBr_4 avec une densité $\rho = 1,45 \text{ g.cm}^{-3}$, dopage atomique à 4,2 %, tel que $\text{C}_{50}\text{H}_{45,8}\text{Br}_{4,2}$
- cible CHBr_3 avec une densité $\rho = 1,35 \text{ g.cm}^{-3}$, dopage atomique à 3,3 %, tel que $\text{C}_{50}\text{H}_{41,5}\text{Br}_{3,3}$
- cible CHBr avec une densité $\rho = 1,26 \text{ g.cm}^{-3}$, dopage atomique à 2 %, tel que $\text{C}_{50}\text{H}_{48}\text{Br}_2$.

Observons quelle est l'influence du taux de dopage utilisé sur l'hydrodynamique. Pour cela, nous utilisons une cible CHBr avec deux taux de dopage en atome de brome : 4 et 3 %. Les simulations sont réalisées avec une loi laser présentant une rampe linéaire de 500 ps puis une intensité constante de 200 TW/cm^2 ; cette loi laser est identique à celle de [1], ainsi nous pourrions par la suite comparer les résultats que nous avons obtenus à ceux de l'auteur, notamment en ce qui concerne l'étude de la stabilité des DFA.

Nous observons une grande différence entre ces profils et ceux obtenus avec de l'aluminium : les deux fronts d'ablation existent, mais le plateau de densité n'est plus visible.

Nous observons que le taux de dopage influence les structures DFA comme nous pouvions nous y attendre (FIG. 2.14). En effet, plus le taux de dopage est important, plus la cible est lourde et sensible aux effets radiatifs. Le brome possède un numéro atomique relativement élevé ($Z = 35$) et régit donc les grandeurs hydrodynamiques (densité, température). Cette différence au niveau de la masse explique le décalage spatial des profils. De plus, nous observons ici l'influence du dopage sur la température radiative ; plus la cible est dopée, plus son Z est grand, plus les effets radiatifs sont importants. On observe donc un

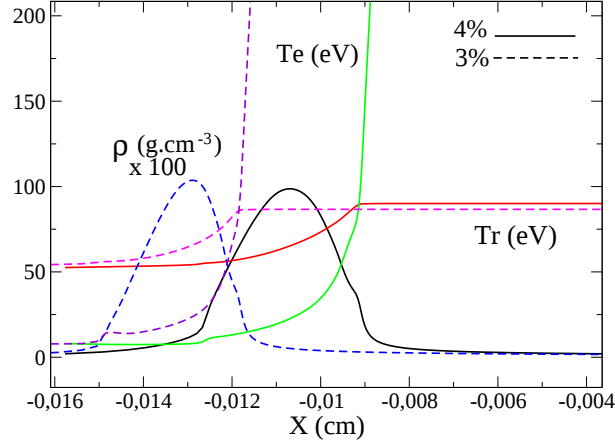


FIG. 2.14 – Profils de densité ρ , de température électronique T_e et radiative T_r obtenus au cours d’une simulation CHIC au temps $t = 2,2$ ns pour deux taux de dopage en atome de brome différents (4 et 3 %).

niveau de température radiative plus élevé dans le cas du dopage atomique le plus fort. La structure DFA est alors un peu plus prononcée.

Dans le cas d’un ablateur en plastique CH non dopé, la conversion de l’énergie laser incidente en rayonnement radiatif est peu efficace. Ceci s’observe nettement sur les profils 1D de densité et température lorsque nous comparons les cibles CH et $CHBr$ (FIG. 2.15). Sur cette figure, la pression P en $Mbar$ est divisée par 10^{11} pour apparaître sur la même échelle que la densité et température.

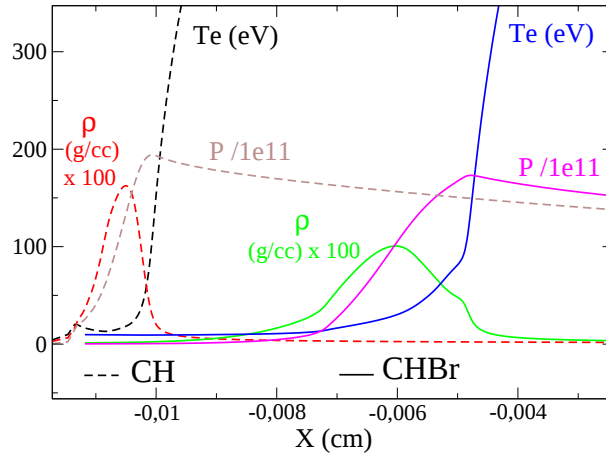


FIG. 2.15 – Profils de densité ρ et des températures électronique T_e et radiative T_r pour les cibles CH et $CHBr(4\%)$ obtenus au cours d’une simulation CHIC au temps $t = 2,2$ ns.

Les profils de densité obtenus pour la cible *CH* sont beaucoup plus “raides” (taille caractéristique du gradient de densité L_0 plus faible), ce qui est bien visible sur les gradients de température et densité et la valeur du maximum de densité (ρ_{max}) est plus élevée.

Maintenant que la dépendance en intensité des structures DFA est connue, nous allons continuer leur étude morphologique en cherchant à caractériser l'influence du modèle physique choisi lors de la simulation.

Influence du modèle d'ionisation

Comme nous l'avons mentionné plus tôt dans la description du code CHIC, différentes descriptions de la physique sont possibles lors d'une simulation. Il est ainsi possible de connaître les effets générés par les différentes options du code : ionisation, équation d'état, nombres de groupes choisis pour le transfert radiatif (opacités), etc. Cela nous permettra de déduire un modèle simplifié pour décrire les structures DFA analytiquement.

Commençons par observer quelle est l'influence du modèle d'ionisation utilisé sur la formation de la structure DFA. Un modèle “tout ionisé” (TI) et un modèle “ionisation variable” type Thomas Fermi (TF) ont ainsi été utilisés. Les structures obtenues sont très similaires (FIG. 2.16). Nous observons cependant quelques différences :

- la densité maximale (au front principal) est légèrement plus faible pour le calcul “tout ionisé” (TI) ; nous relevons $\rho_{max} \sim 2,93 \text{ g.cm}^{-3}$ pour le calcul TI et $\rho_{max} \sim 3,03 \text{ g.cm}^{-3}$ pour le calcul “ionisation variable” selon Thomas-Fermi (TF) ;
- la température radiative est légèrement plus élevée avant la zone d'ablation pour le calcul TI ; nous relevons $T_r \sim 106 \text{ eV}$ pour TI et $T_r \sim 100 \text{ eV}$ pour TF ; par contre, nous retrouvons qu'au niveau du plateau de densité, les températures T_e et T_r sont quasiment identiques dans les cas TI et TF ;
- le plateau de densité est un peu plus long dans le cas TI de $\sim 4 \mu\text{m}$ par rapport au calcul TF ;
- la taille caractéristique du front principal (épaisseur du front) est légèrement plus petite pour le calcul TI ;
- le débouché de choc intervient quasiment au même instant avec TI ou TF (vers $t = 0,7 \text{ ns}$), ainsi la structure DFA conserve la même évolution temporelle.

Le modèle d'ionisation influence l'absorption de l'énergie laser incidente, ainsi que la conduction thermique électronique et la chaleur spécifique C_v . Ces variations expliquent

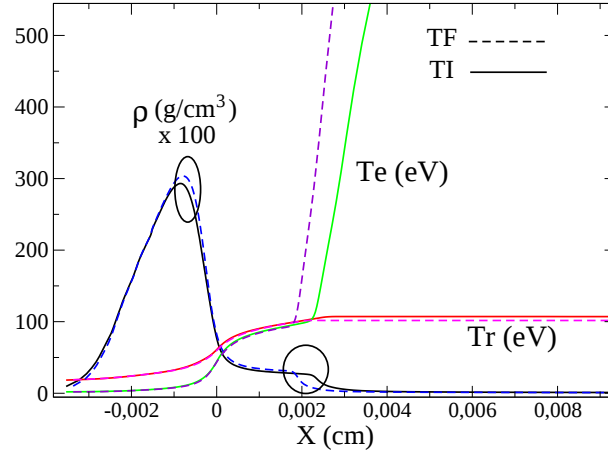


FIG. 2.16 – Influence du modèle d'ionisation utilisé sur les profils hydrodynamiques ; cible d'aluminium, intensité de 100 TW/cm^2 , au temps $t = 1,5 \text{ ns}$.

le décalage spatial des structures ainsi que les niveaux de densité et des températures. En effet, le coefficient d'absorption dépend de Z et dans le cas TI, ce Z est maximal ($Z = 13$ dans le cas de l'aluminium). Cette grande valeur de Z peut être atteinte au niveau de la couronne (température électronique élevée) mais pas dans la zone d'ablation, où la température électronique est bien inférieure au keV (FIG. 2.17). Nous retiendrons également que le modèle TI donne un front d'ablation légèrement moins épais que dans le cas à ionisation variable.

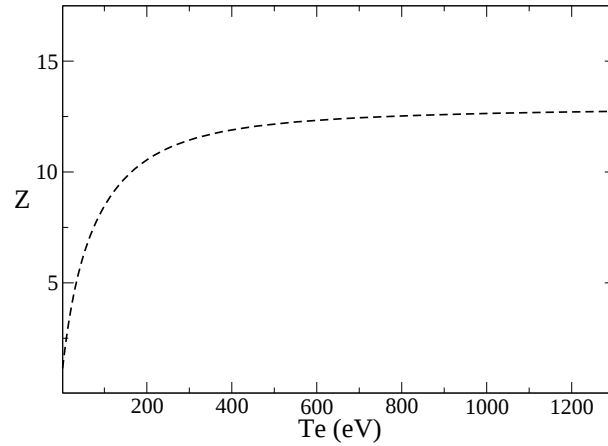


FIG. 2.17 – Variation de l'état moyen d'ionisation Z pour l'aluminium en fonction de la température électronique.

Ainsi des modèles simplifiés utilisant un modèle TI (comme dans le code PERLE) permettront d'obtenir des structures DFA avec des propriétés très similaires à celles des

structures obtenues avec des modèles plus complexes à ionisation variable (TF).

Influence du choix de l'équation d'état

Une étude intéressante est de connaître l'influence sur la structure DFA du modèle de l'équation d'état. En effet, le choix de cette équation conditionne l'écoulement 1D (de la même façon que le modèle de l'ionisation).

Nous avons ainsi comparé les profils hydrodynamiques (densité, température électronique et radiative) obtenus avec un traitement gaz parfait (GP) ou une équation d'état tabulée pour l'élément considéré (EOS des tables SESAME) (FIG. 2.18). La température d'initialisation de la simulation est alors $T_0 = 200 \text{ K}$. Ainsi, les problèmes liés au calcul des équations d'état pour les matériaux froids sont évités.

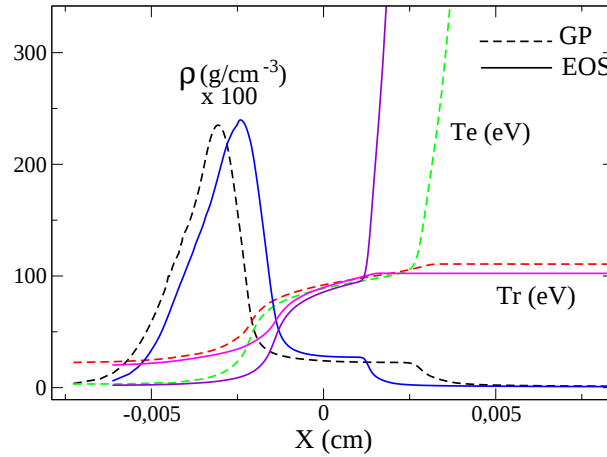


FIG. 2.18 – Influence de l'équation d'état utilisée sur les profils hydrodynamiques ; cible d'aluminium, intensité de 100 TW/cm^2 , au temps $t = 1,5 \text{ ns}$.

Les structures obtenues sont encore assez similaires. Nous observons cependant quelques différences ;

- au niveau du maximum de densité au front principal : la densité maximale est de $2,37 \text{ g.cm}^{-3}$ pour le calcul GP au lieu de $2,4 \text{ g.cm}^{-3}$ pour le calcul EOS ;
- la température radiative est ici aussi légèrement plus élevée avant la zone d'ablation pour le cas GP : $T_r \sim 110 \text{ eV}$ et $T_r \sim 100 \text{ eV}$ pour EOS ;
- les niveaux de températures T_e et T_r au niveau du plateau de densité en zone d'ablation sont un peu plus élevés (de $\sim 5 \text{ eV}$) dans le cas GP ;

- le plateau est un peu plus long dans le cas GP de $\sim 12 \mu m$;
- la taille caractéristique du front principal (épaisseur du front) est légèrement plus faible dans le cas GP ($\sim 2 \mu m$ pour le cas EOS, et $\sim 1 \mu m$ pour le cas GP) ;
- le débouché de choc intervient encore quasiment au même instant avec GP ou EOS, ainsi la structure DFA conserve encore la même évolution temporelle.

Le modèle GP influence l'absorption de l'énergie laser incidente, le rapport des chaleurs spécifiques γ , la conduction thermique électronique ainsi que la chaleur spécifique C_v , comme le faisait le calcul de l'ionisation. Ceci explique ici aussi le décalage spatial des structures, ainsi que la différence des niveaux de densité et des températures.

En effet, le coefficient adiabatique γ est constant et égal à 5/3 dans le cas GP, alors qu'il varie légèrement dans le cas EOS. La pression, le densité et la température électronique sont reliées entre elles dans le calcul GP par la simple relation $P = R\rho T_e$, R étant la constante des gaz parfaits.

Comme $R = (\gamma - 1)C_v$, une variation sur γ est reconduite sur les autres paramètres et se répercute ainsi sur les profils hydrodynamiques.

Ici aussi, bien que le choix de l'équation d'état tabulée soit beaucoup plus réaliste qu'une équation d'état gaz parfait, des structures DFA similaires peuvent être obtenues avec un modèle très simplifié.

Conclusions

Dans le cas de cible avec un Z modéré (Al ou SiO_2), la structure DFA est nettement définie pour des intensités intermédiaires (catégorie I_{L2}), avec ou sans mise en forme de cette intensité. En effet, la structure apparaît assez tôt et existe nettement tout au long de la simulation (temps $t > 3 ns$) en conservant une forme bien définie (deux fronts séparés par un plateau).

Pour des intensités plus élevées (catégorie I_{L3}), la structure existe bien plus tôt (quelques centaines de ps), mais perd sa forme assez rapidement ($t \sim 2 ns$) ; de plus, la densité maximale chute rapidement en dessous de la valeur de la densité solide (cible détendue). Pour que cette structure existe, il faut également que la contribution radiative soit assez importante et donc l'utilisation de plus faibles intensités laser (catégorie I_{L3}) semble peu efficace.

L'utilisation d'autres matériaux à Z modéré permet également l'obtention de structures DFA, comme la silice ou le plastique dopé au brome.

De plus, différents taux de dopage atomique du plastique peuvent être utilisés, permettant

ainsi de régler la masse de l'ablateur et l'importance des effets radiatifs induits.

Pour des intensités laser intermédiaires, nous avons vu que la dynamique des structures DFA était entièrement régie par les effets radiatifs et était indépendante du choix du modèle d'ionisation ou de l'équation d'état. Seules quelques différences sur les profils $1D$ obtenus apparaissent.

Le choix de modèles plus simples comme un traitement GP ou tout ionisé influence légèrement la structure obtenue, mais en aucun cas sa formation ou sa dynamique. Nous retiendrons que cette physique plus simple tend à augmenter la valeur maximale de la densité au front d'ablation principal et que sa taille caractéristique est un peu plus faible. De plus, la taille du plateau varie de quelques microns.

Nous venons d'étudier simplement la dépendance des structures DFA avec l'intensité laser ou le modèle physique utilisé lors des simulations. A présent, nous allons nous intéresser à la caractérisation des structures DFA.

2.2 Caractérisation des structures DFA : évolution temporelle des grandeurs caractéristiques

Suite à l'étude préliminaire concernant le comportement des structures DFA en fonction de l'intensité laser incidente, il apparaît que les structures obtenues avec des éclaircissements de l'ordre d'une centaine de TW/cm^2 (catégorie I_{L2}) étaient les mieux définies et se prêtaient donc le mieux à une étude de caractérisation. Aux vues de cette première étude de la dynamique des structures DFA, nous choisissons une cible aluminium éclairée avec une intensité de $I_L = 100 TW/cm^2$.

Nous allons à présent étudier l'évolution temporelle des DFA et en particulier des grandeurs spécifiques à ces structures (plateau de densité, températures électroniques et radiatives, densité aux deux fronts).

Au terme de cette étude, la dynamique des structures DFA en espace et en temps sera caractérisée et nous connaîtrons alors quels sont les mécanismes physiques qui interviennent dans leur création et leur évolution.

Notons que jusqu'à présent aucune référence n'existe sur ce sujet à notre connaissance et que cette première caractérisation pourra donc être largement étoffée par la suite.

2.2.1 Zones caractéristiques des structures DFA

Les structures DFA obtenues présentent donc deux fronts d'ablation séparés par une région de densité quasi-constante appelée le "plateau".

Nous avons également vu en introduction que lorsque des matériaux de numéro atomique modéré était éclairé par un faisceau laser d’une intensité non négligeable ($I_L \geq 10^{13} \text{ W/cm}^2$), la zone de conduction se scindait en deux zones [2] [9] :

- la zone de conversion,
- la zone de réémission.

Ces deux zones sont bien visibles sur les profils de densité et de température obtenus (simulation CHIC, cible SiO_2 , $I_L = 100 \text{ TW/cm}^2$) (FIG. 2.19).

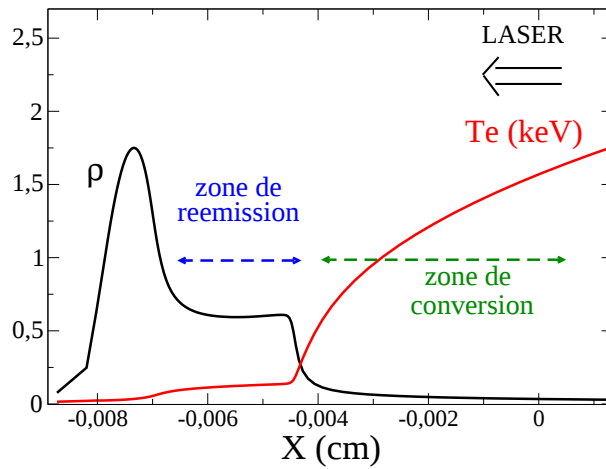


FIG. 2.19 – Définition des zones de conversion et de réémission pour une structure DFA.

Ainsi, le “plateau” correspond à la zone de réémission.

Ces deux zones ont des ordres de grandeurs pour la densité et la température très différents et ne sont pas sujettes aux mêmes phénomènes physiques :

- dans la zone de conversion, le rayonnement laser est absorbé et partiellement converti en rayonnement X . Cette zone est relativement chaude ($\sim 1 \text{ keV}$), peu dense et optiquement mince pour les X . Ainsi, ce rayonnement X est émis aussi bien dans la direction de la cible que dans celle du laser.
- la zone de réémission est chauffée par le rayonnement X issu de la zone de conversion. Elle est plus dense mais moins chaude que la zone de conversion ($\sim 0,1 \text{ keV}$). Cette zone de réémission est optiquement épaisse pour les X et ainsi a un rayonnement de corps noir. Elle est donc dominée par le transport radiatif. Elle réémet ainsi sous forme de radiation du corps noir une fraction du flux de rayonnement X reçu de la zone amont de conversion. Cette réémission a lieu par de multiples absorptions-émissions et le rayonnement réémis est transmis à travers la zone de conversion optiquement mince.

Les différents mécanismes physiques (émission, absorption, conversion) auxquels sont soumises ces deux régions seront repris au Chapitre 3 et expliqueront les résultats obtenus à partir des spectres calculés dans ces régions. De plus, nous montrerons dans ce Chapitre 3 que ces zones sont optiquement minces ou épaisses pour le rayonnement incident et que ces différences dans les opacités expliquent l'existence des DFA.

A présent, nous allons nous intéresser plus particulièrement à la zone du “plateau” qui correspond donc à la zone de réémission ; nous verrons ainsi comment évoluent la densité, la température électronique, la température radiative et la taille de cette zone en fonction du temps et de l'intensité laser incidente.

2.2.2 Evolution temporelle du plateau de densité caractéristique des DFA

Pour une intensité laser donnée, de $\sim 100 \text{ TW}/\text{cm}^2$, nous pouvons observer l'évolution en temps des profils de densité par exemple, d'une cible plane d'aluminium (FIG. 2.20). La même évolution est bien entendu retrouvée à partir des profils de température électronique ou radiative (FIG. 2.21).

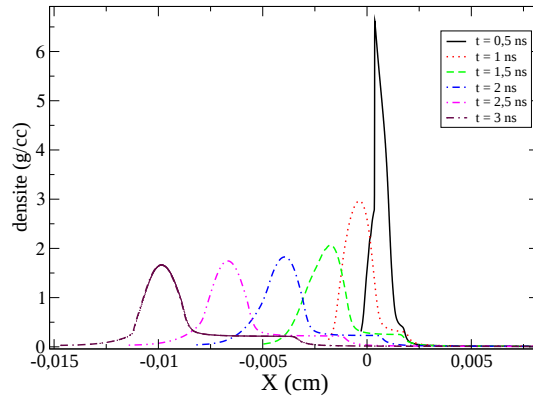


FIG. 2.20 – Profils de densité $\rho \text{ (g/cm}^3\text{)}$ obtenus au cours d'une simulation CHIC avec $I_L = 100 \text{ TW}/\text{cm}^2$ à différents temps à partir du début de la phase d'accélération pour une cible d'aluminium.

La cible est éclairée par le laser venant par la droite ; nous observons sur le premier profil correspondant au début de la phase d'accélération ($t = 0,5 \text{ ns}$) que les deux fronts d'ablation sont déjà créés. En effet, nous avons vu précédemment que pour ces intensités, la structure DFA existait avant que la phase d'accélération ne débute et était présente durant plusieurs nanosecondes. C'est bien ce que nous retrouvons sur ces profils.

De plus, une des caractéristiques des DFA apparaît clairement : nous observons que la taille du plateau de densité entre les deux fronts augmente avec le temps. Ainsi, nous pouvons conclure que l'élongation en temps de la taille du plateau est due au fait que la vitesse caractéristique de l'écoulement n'est pas la même au niveau des deux fronts. Le front principal semble avoir une vitesse légèrement supérieure à celle du front secondaire ; la structure DFA s'étale donc au cours du temps, entraînant une élongation du plateau.

Nous observons également que le niveau de densité sur le plateau varie peu dans le temps. Dans le cas considéré, la densité du plateau est de $\rho \sim 0,3 \text{ g/cm}^3$ au cours de la phase d'accélération (ici entre 0,5 et 3 ns).

Sur les profils de température électronique et radiative, nous observons également l'élongation du "plateau", car une région de température électronique quasi constante apparaît ; il n'y a alors plus un seul pied de l'onde thermique comme dans le cas classique (i.e. sans double front d'ablation), mais deux. Notons qu'au niveau de ce "plateau", les températures électroniques et radiatives sont du même ordre de grandeur. De plus, dans la région des fortes températures (région proche de la couronne), la température radiative est constante et sa valeur varie peu au cours du temps.

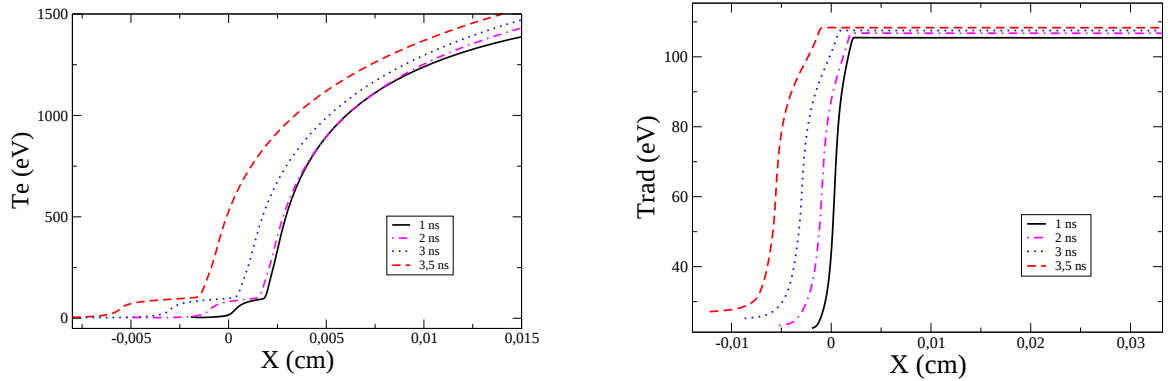


FIG. 2.21 – Profils de température électronique T_e et radiative T_r (en eV) obtenus au cours d'une simulation CHIC avec $I_L = 100 \text{ TW/cm}^2$ à différents temps à partir du début de la phase d'accélération pour une cible d'aluminium.

Dans la région d'ablation, l'onde de chaleur est radiative (RHW) : le flux radiatif est plus important que le flux thermique électronique. Ainsi, nous observons que la température radiative T_r devient supérieure à la température électronique T_e au niveau du premier pied de l'onde thermique. Nous avons alors $T_e < T_r$ dans toute la région d'ablation et au niveau de la matière non perturbée en aval. De plus, nous observons que le temps de décroissance de T_r est beaucoup plus long que celui de T_e . L'énergie est donc stockée plus

longtemps dans la RHW.

A l'intérieur de la RHW, la température électronique est de l'ordre de $\sim 80\text{-}100\text{ eV}$ (FIG. 2.21, figure de gauche) et ne varie pas beaucoup en fonction du temps. La pression est quant à elle quasiment constante dans la région d'ablation.

En aval de cette région, dans la cible froide et dense, la température n'est que de quelques eV . Ainsi, cette zone est une source de rayonnement X négligeable.

Nous allons à présent étudier la zone du plateau de densité entre les fronts d'ablation en caractérisant son évolution temporelle, les niveaux de densités, puis ceux des températures. Commençons par définir la zone de plateau qui nous intéresse pour cette étude ; pour cela, deux points faisant office de "bornes" de cette zone sont repérés sur le profil de densité. Typiquement, ces points sont choisis de telle sorte que la densité reste quasiment constante et constitue donc le plateau, entre ces bornes (FIG. 2.22).

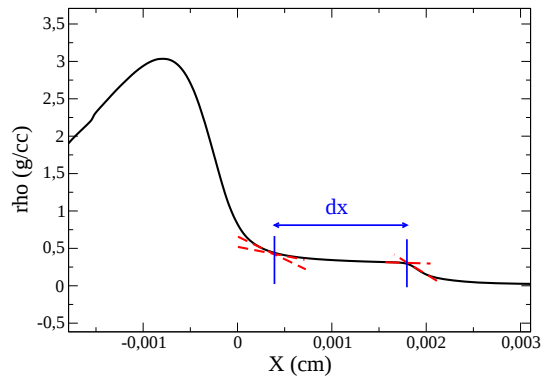


FIG. 2.22 – Définition du plateau : taille dx (μm) fixée par deux bornes sur le profil de densité.

Evolution de la taille du plateau en fonction du temps

La distance entre ces deux points du profil de densité dx en fonction du temps, pour une intensité laser incidente donnée, peut alors être estimée. Bien évidemment, cette estimation de la taille du plateau ne peut être réalisée que lorsque la structure DFA est bien définie et donc que le plateau est nettement repérable.

Ainsi, cette l'expression obtenue pour l'évolution de la taille du plateau en fonction du temps n'est pas valide pour les petits temps, où la structure commence à apparaître.

Nous observons que la taille du plateau, notée dx , augmente avec le temps pour une intensité laser donnée (FIG. 2.23). Cette expansion en temps du plateau est due au fait que, comme nous l'avons mentionné précédemment, les deux fronts d'ablation ont des vitesses de propagation différentes. Cette différence de vitesse est due au fait que l'opacité

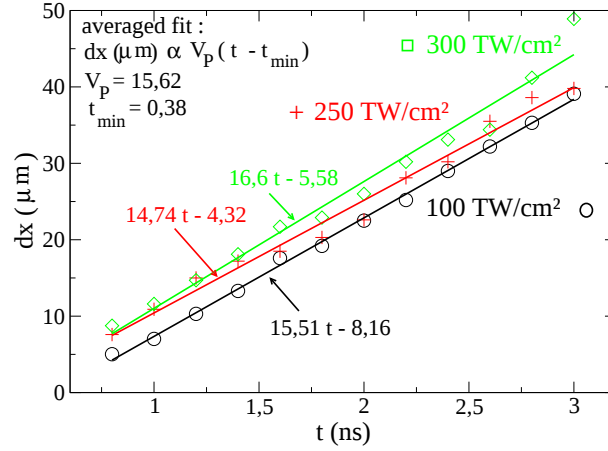


FIG. 2.23 – Evolution de la taille du plateau dx en μm en fonction du temps t en ns pour différentes intensités laser ; cible aluminium.

du matériau est différente au niveau des deux fronts d'ablation.

Le front principal possède une vitesse légèrement plus élevée que le front secondaire, car il est un peu plus opaque (densité de l'ordre de celle du solide donc plus élevée qu'au niveau du front secondaire et température électronique légèrement plus faible qu'au pied de l'onde thermique). Ainsi, davantage de photons incidents (émis au niveau de la couronne et du plateau) y sont absorbés et fournissent plus d'énergie et donc de vitesse à la matière localement.

Une autre explication pour cette différence des vitesses a été donnée par [1] qui considère que les deux fronts d'ablation sont régis par deux mécanismes de transport de l'énergie différents : le front principal par le transport radiatif et le front secondaire par le transport thermique électronique.

Nous observons bien cette différence de vitesse de propagation des deux fronts sur les profils de densité obtenus pour une cible en SiO_2 ; le front principal se propage plus vite que le front secondaire (FIG. 2.24 et 2.21).

Cette différence des vitesses des deux fronts d'ablation est présentée sur la figure (FIG. 2.25) : les positions des deux fronts au cours du temps pour une cible de silice sont relevées à partir du début de la phase d'accélération, puis leur vitesse est calculée.

De plus, cette évolution de dx semble être linéaire en temps, pour une intensité laser donnée et cela que l'intensité laser incidente soit mise en forme (avec rampe) ou non. Nous pouvons alors approcher par un fit linéaire les résultats obtenus pour $dx = V_p \times (t - t_{\min})$, avec V_p la vitesse d'expansion et $t_{\min}$ le temps d'apparition de la structure DFA.

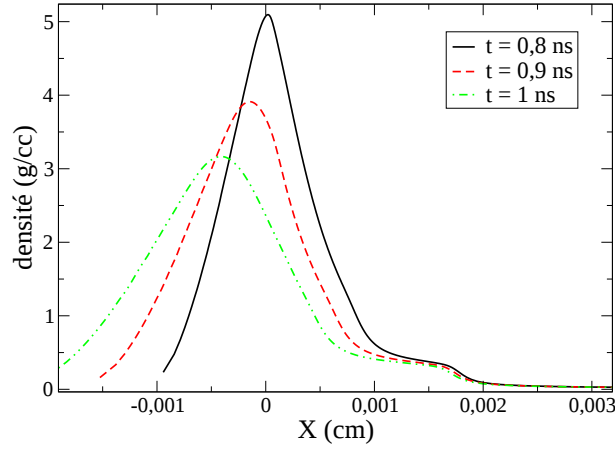


FIG. 2.24 – Evolution temporelle de la densité : propagation différente des deux fronts, cible SiO_2 , $I_L = 100 \text{ TW/cm}^2$.

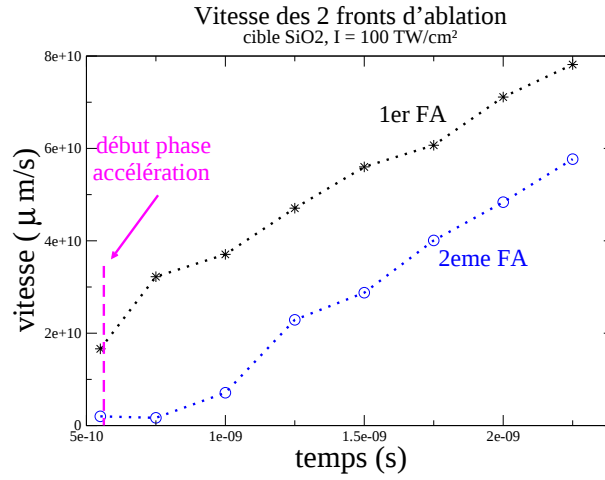


FIG. 2.25 – Evolution temporelle des vitesses aux deux fronts d'ablation, cible SiO_2 .

De plus, nous observons que l'évolution de dx en fonction du temps varie peu pour les différentes intensités intermédiaires utilisées (100, 250 et 300 TW/cm^2).

Nous moyennons alors les expressions obtenues pour les fits pour les différentes intensités laser et obtenons donc une estimation de la taille du plateau en fonction du temps.

L'évolution de la taille du plateau dx en μm en fonction du temps t en ns moyennée sur les intensités laser “intermédiaires” est alors donnée par

$$dx(\mu m) = 15,6(t_{(ns)} - 0,39_{(ns)}), \text{ soit } V_P = 15,6 \mu m/ns, \text{ et } t_{min} = 0,39 \text{ ns}, \quad (2.5)$$

dans le cas où l'intensité laser est constante (sans rampe) et

$$dx(\mu m) = 15(t_{(ns)} - 0,7_{(ns)}), \text{ soit } V_P = 15 \mu m/ns, \text{ et } t_{min} = 0,7 \text{ ns}, \quad (2.6)$$

dans le cas où l'intensité laser est mise en forme (rampe).

Il est donc possible d'estimer la taille moyenne du plateau au temps considéré pour une intensité laser "intermédiaire".

Ceci se vérifie par exemple pour une cible en *Al* avec une intensité laser constante $I_L = 100 \text{ TW/cm}$, au temps $t = 0,75 \text{ ns}$, cette relation prédit un plateau de taille

$$dx = 15,6 \times 0,75 - 6 = 5,7 \text{ } \mu\text{m}.$$

Sur le profil de densité obtenu avec une simulation CHIC, nous estimons une taille de plateau de : $dx = 5,5 \text{ } \mu\text{m}$, ce qui est en bon accord avec celle obtenue par la relation obtenue précédemment.

Nous observons aussi, par l'expression du fit, que le plateau de densité sera moins étendu (V_p plus petite et temps d'apparition t_{min} plus long) si l'intensité laser est mise en forme (moins d'énergie délivrée dès le départ), ce qui est en accord avec les observations faites précédemment.

Pour un matériau différent de l'aluminium, comme la silice par exemple, où la structure DFA est bien définie, les mêmes expressions pour l'évolution temporelle du plateau de densité peuvent être obtenues (FIG. 2.26). La vitesse est plus élevée et le temps d'apparition est quasi nul, en tenant compte de la précision de nos estimations.

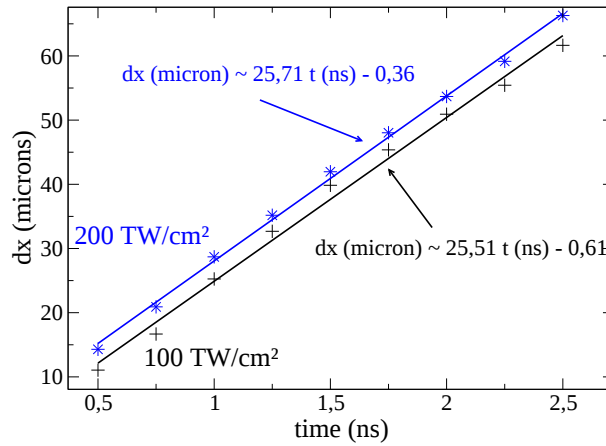


FIG. 2.26 – Evolution temporelle de la taille du plateau dx en μm pour la silice, à différentes intensités laser.

La zone du plateau de densité est particulière aux structures DFA ; elle doit donc être bien caractérisée, car elle est le siège de mécanismes physiques complexes (émission, réémission et absorption de l'énergie incidente) qui régissent la dynamique des DFA. La taille de ce plateau est à présent définie et caractérisée pour deux matériaux cibles aux intensités laser de quelques centaines de TW/cm^2 considérées. De plus, cette étude a

été réalisée avec un choix unique de modélisation pour le traitement multigroupe du rayonnement.

Influence du choix de la modélisation sur la taille du plateau

Regardons à présent quelle est l'influence du choix de la modélisation sur la taille du plateau.

En effet, plusieurs paramètres peuvent avoir une grande action sur les profils hydrodynamiques obtenus et ainsi sur la structure DFA elle-même.

Nous nous intéresserons principalement à l'influence d'une mise en forme de l'intensité laser incidente (rampe linéaire), du limiteur de flux (pour les hautes intensités laser ; limitation harmonique du flux) et des paramètres de la mise en groupe pour le transfert radiatif.

Mise en forme de l'intensité laser incidente et limiteur de flux Nous considérons une plaque plane de silice de $20\ \mu m$ d'épaisseur éclairée par un laser d'intensité $I_L = 500\ TW/cm^2$.

Cette intensité étant relativement élevée, nous refaisons la même simulation en mettant en forme la loi laser (rampe linéaire de $1\ ns$) et/ou en utilisant un limiteur de flux $f = 0,09$ (limitation de flux harmonique).

Pour ces simulations, la taille dx du plateau est relevée en fonction du temps (FIG. 2.27).

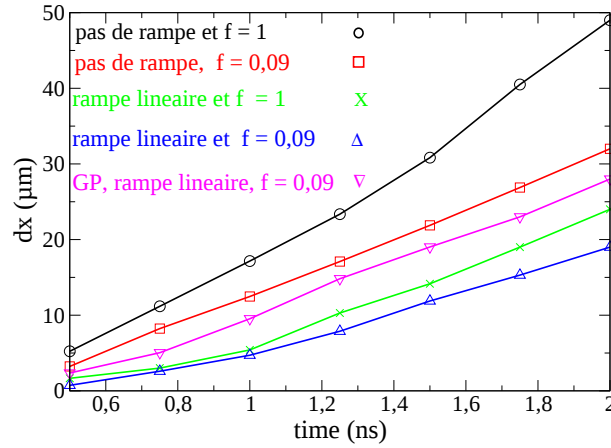


FIG. 2.27 – Influence de la loi laser et du limiteur de flux (harmonique) sur la taille du plateau dx en μm pour la silice, à différents temps et une intensité laser de $500\ W/cm^2$.

Nous observons que lorsque la loi laser est mise en forme (avec une rampe linéaire par exemple), la structure DFA est moins développée et donc que la taille du plateau est plus

faible. Ceci est dû au fait que moins d'énergie est délivrée durant les premiers instants. Il en est de même lorsque le flux est limité.

Pour une simulation réalisée en gaz parfait, la taille du plateau est plus élevée.

Notons que dans tous les cas, nous retrouvons le comportement quasi linéaire de la taille du plateau en fonction du temps.

Mise en groupe pour le transfert radiatif Observons à présent l'influence du choix de la mise en groupe pour le transfert radiatif sur la taille du plateau.

Quatre cas sont considérés :

- le cas considéré pour quasiment toutes les simulations où les effets radiatifs sont conséquents : 100 groupes avec une énergie maximale $E_{max} = 70 \text{ keV}$,
- le cas 10 groupes, $E_{max} = 70 \text{ keV}$,
- le cas 100 groupes, $E_{max} = 1 \text{ keV}$,
- le cas 100 groupes, $E_{max} = 100 \text{ keV}$.

Nous pourrions ainsi observer à la fois l'influence de E_{max} et celle du nombre de groupes (FIG. 2.28).

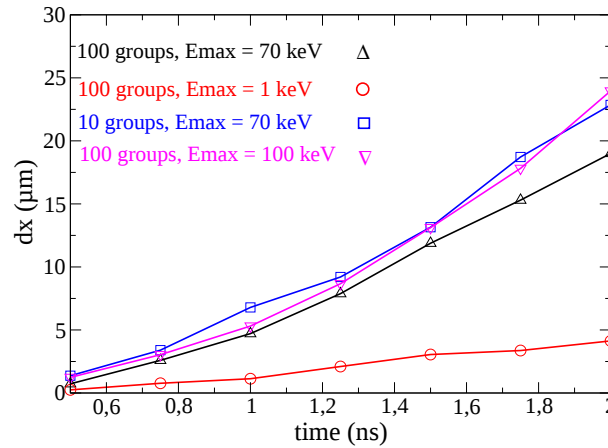


FIG. 2.28 – Influence de la loi laser et du limiteur de flux sur la taille du plateau dx en μm pour la silice, à différents temps et une intensité laser de 500 W/cm^2 .

Nous observons que lorsque E_{max} ne varie pas, mais que moins de groupes sont considérés, la taille du plateau augmente légèrement, mais la même évolution temporelle est obtenue. Ceci est dû au fait que toutes les énergies de photons sont prises en compte, mais que les calculs des grandeurs radiatives se font sur peu de groupes. Ces grandeurs

moyennées par groupe de fréquence sont alors surestimées légèrement.

Dans le cas contraire (beaucoup de groupes, mais peu d'énergies de photons prises en compte), les effets radiatifs sont faibles et sousestimés (se sont ainsi les photons avec $E \geq E_{max}$ qui participent beaucoup à la création et dynamique des structures DFA); les structures DFA obtenues présentent un plateau de densité peu développé.

Le dernier cas avec 100 groupes et une forte énergie maximale de photons $E_{max} = 100 \text{ keV}$ montre une très faible différence avec le cas $E_{max} = 70 \text{ keV}$. Nous pouvons ainsi conclure qu'il n'est pas nécessaire de considérer des énergies de photons plus fortes que 70 keV , où du moins que les résultats ne varieront quasiment pas.

En effet, l'énergie est transportée dans la matière avec les photons d'énergie $E_{ph} \sim 6T_r$; au niveau de la couronne, nous observons sur les profils de densité et des température obtenus que la température radiative varie très peu en temps pour une intensité laser donnée. Ainsi, si nous considérons une cible d'aluminium éclairée à une intensité laser de 500 TW/cm^2 , nous avons $T_r \sim 150 \text{ eV}$. L'énergie sera alors transportée majoritairement par des photons d'énergie $E_{ph} \sim 6T_r \sim 1 \text{ keV}$. Mais les photons un peu plus énergétiques transportent également un peu d'énergie et participent à la création et à la dynamique des DFA. Ainsi, le choix de $E_{max} = 1 \text{ keV}$ pour le traitement multigroupe du rayonnement permet de bien considérer au cours de la simulation le maximum de l'énergie transportée par les photons de $E_{ph} = 1 \text{ keV}$, mais pas par ceux un peu plus énergétiques. La dynamique des DFA est modifiée et nous observons un plateau de densité moins étendu en temps dans le cas 100 groupes, $E_{max} = 1 \text{ keV}$ (FIG. 2.28).

Etude des températures électroniques et radiatives au niveau du plateau

La region de densité quasi-constante que nous appelons "plateau" peut être considérée comme étant à l'équilibre thermodynamique local (ETL); en effet, les températures radiative T_r et électronique T_e sont pratiquement égales dans cette région, avec une température radiative légèrement supérieure à la température électronique.

Lorsque nous observons l'évolution de la température radiative T_r en fonction de l'intensité laser incidente au niveau du plateau, nous obtenons une loi caractéristique d'un rayonnement de corps noir (FIG. 2.29). En effet, au niveau du "plateau", la relation $T_r \sim I_L^{1/4}$ est vérifiée.

Ce rayonnement de corps noir est dû au fait que la région du plateau est optiquement épaisse au rayonnement provenant des zones de hautes températures et faibles densités (où l'énergie laser est convertie en rayonnement X); ainsi son rayonnement se rapproche de celui d'un corps noir, comme nous l'avons dit précédemment (section 2.2.1).

La température électronique T_e variant faiblement au niveau du plateau, l'ionisation dans

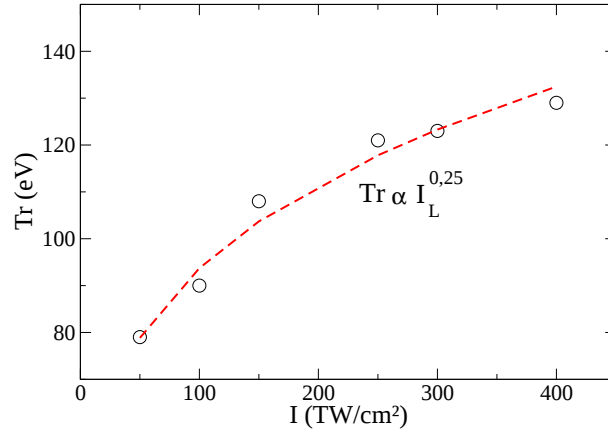


FIG. 2.29 – Evolution de la température radiative sur le plateau en fonction de l'intensité laser incidente ; cible aluminium en phase d'accélération.

cette région variera peu également. En effet, dans le modèle TF, le degré d'ionisation moyen Z est directement proportionnel à $T_e^{1/2}$. Le comportement de la température est donc reporté sur le degré d'ionisation.

Considérons à présent l'évolution temporelle de la température radiative au niveau du plateau. Nous observons que T_r évolue peu avec le temps pour une intensité laser donnée.

Par exemple, pour une intensité laser incidente de $I_L = 100 \text{ TW/cm}^2$ sur une cible d'aluminium, T_r est comprise dans une gamme peu étendue de température, ici entre 90-97 eV. Pour une intensité de $I_L = 300 \text{ TW/cm}^2$, T_r est alors comprise dans la gamme 110-120 eV (FIG. 2.30). Ceci vient du fait que, comme nous venons de le voir, une loi caractéristique d'un rayonnement de corps noir est vérifiée (FIG. 2.29) au niveau du plateau ; ainsi pour une intensité laser donnée, la température radiative, représentative de l'énergie radiative incidente ($U_r \sim aT_r^4$, voir Chapitre 1), ne varie quasiment pas, est bien comprise dans une gamme peu étendue de valeurs.

Cette étude a été réalisée pour une cible d'aluminium, mais les mêmes conclusions sont faites dans le cas d'autres matériaux comme la silice par exemple.

Observons finalement la variation du taux d'ionisation dans la cible ; dans le cas du CH où pas de structure DFA est observée, l'ionisation Z varie brutalement dans la zone du pied de l'onde thermique. Avant cette zone, le matériau est entièrement ionisé et nous avons la charge moyenne $Z = 3,5$. Au niveau du front d'ablation, Z varie peu et vaut $\sim 2,5$ (FIG. 2.31).

Observons à présent les variations de l'ionisation pour des matériaux présentant une

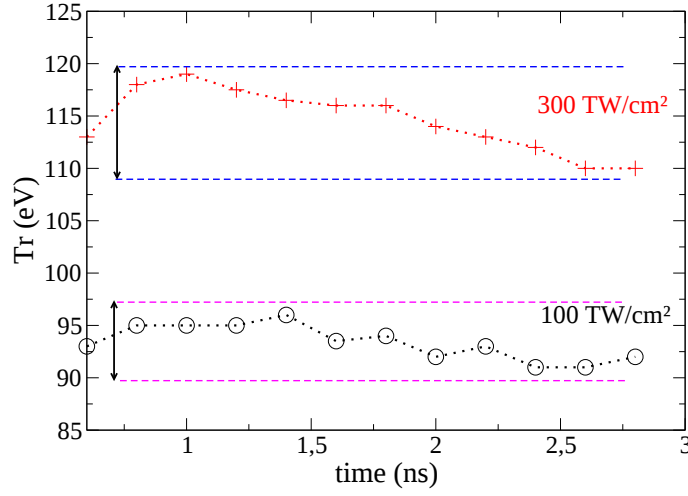


FIG. 2.30 – Evolution de T_r au niveau du “plateau” en fonction de l’intensité et du temps.

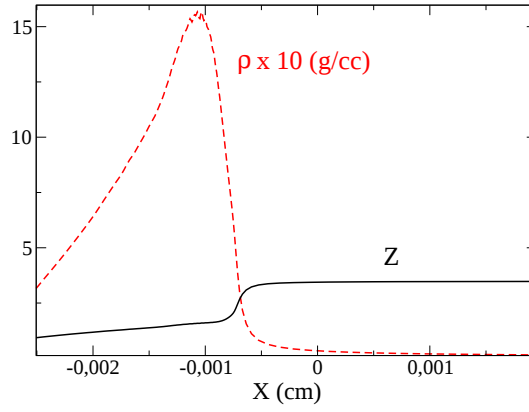


FIG. 2.31 – Evolution du degré d’ionisation Z dans la cible CH en phase d’accélération au temps $t = 1 \text{ ns}$.

structure DFA (FIG. 2.32). Comme pour le CH , avant la zone d’ablation, le matériau est entièrement ionisé, mais au niveau du plateau, Z présente une variation similaire à celle des températures vue précédemment ; ceci est du au fait que $Z \sim T_e^{1/2}$ comme nous l’avons déjà mentionné. Ainsi, les caractéristiques de la structure DFA en ce qui concerne le plateau sont retrouvées sur l’ionisation.

2.2.3 Etude des densités au niveau du front “radiatif” et du plateau

Commençons par définir les grandeurs que nous allons étudier ; sur le profil de densité obtenu au cours des simulations, nous définissons les grandeurs ρ_{max} et ρ_{min} , ainsi que

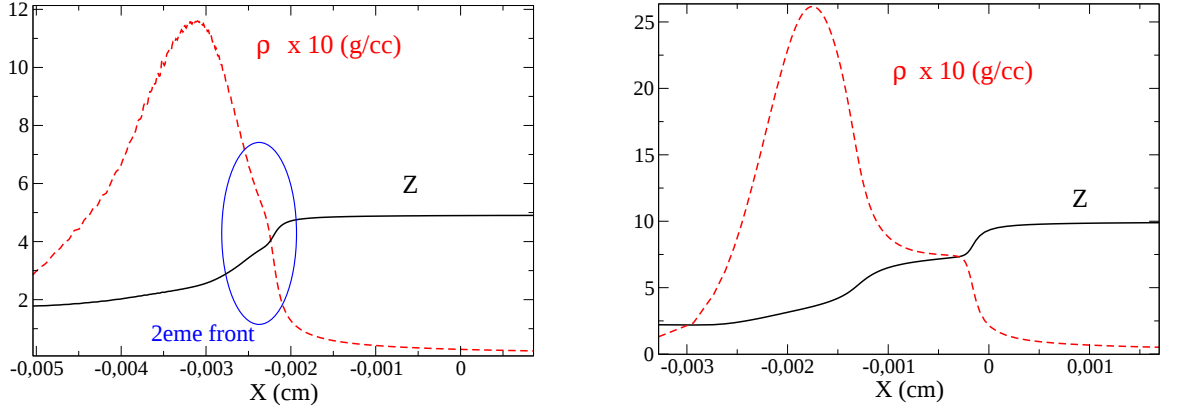


FIG. 2.32 – Evolution du degré d'ionisation Z dans les cibles $CHBr$ (figure de gauche) et SiO_2 (figure de droite) en phase d'accélération au temps $t = 1 \text{ ns}$.

leurs abscisses correspondantes $X(\rho_{max})$ et $X(\rho_{min})$ (FIG. 2.33).

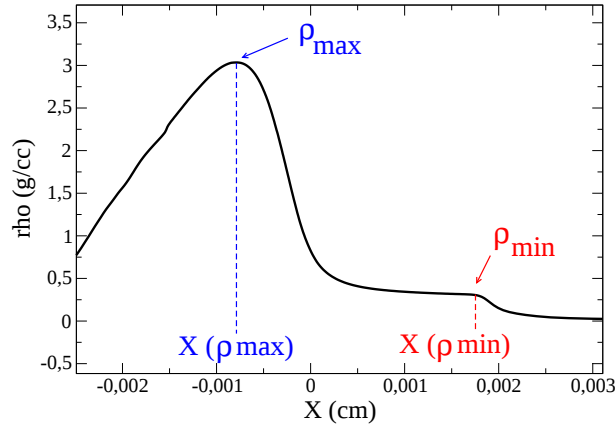


FIG. 2.33 – Localisation des grandeurs ρ_{max} et ρ_{min} sur un profil de densité d'une structure DFA.

Ainsi, ρ_{max} correspond à la valeur de la densité au maximum du front d'ablation principal (pic de densité) et ρ_{min} à la valeur au niveau du plateau (on considère $\rho \sim cste$ sur le plateau). Bien entendu, cela suppose que le plateau de densité est bien formé et donc que cette étude peut ne pas être valable avant le débouché du choc.

La quantité ρ_{max} est facilement calculée et repérée par les diagnostics des codes ; ρ_{min} peut être également calculée pour un profil de densité donné, mais pas de manière systématique. Une relation existe pourtant entre ρ_{max} et ρ_{min} , ce qui permet d'estimer la quantité ρ_{min} au niveau du plateau, connaissant ρ_{max} au niveau du pic de densité.

Nous relevons donc ces grandeurs en fonction du temps et pour différentes intensités laser

incidentes (pour des intensités donnant des structures DFA “définies”, c’est à dire avec un plateau de densité bien apparent). Pour chaque temps et chaque intensité laser, nous regardons alors que vaut ρ_{mini} en fonction de ρ_{max} .

Il apparaît un couplage entre les deux grandeurs, qui devient plus évident lorsqu’on regarde ces valeurs pondérées par l’intensité, soit ρ_{mini}/I_L en fonction de ρ_{max}/I_L (FIG. 2.34).

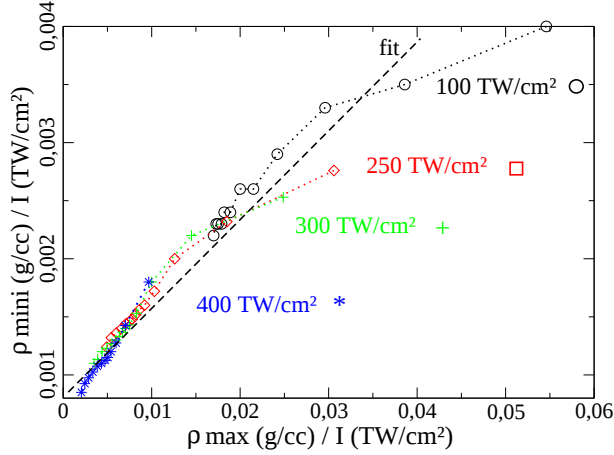


FIG. 2.34 – Evolution de la quantité ρ_{min} en fonction de ρ_{max} pour différentes intensités laser pondérée par l’intensité laser I_L .

Cette évolution est linéaire et nous pouvons conclure qu’il existe une proportionnalité entre la densité maximum et la densité sur le plateau. Le “décrochage” du comportement linéaire pour les temps un peu plus élevés est dû au fait que la densité de la cible est alors inférieure à la densité de la cible solide (i.e. la cible est détendue). Ces points ne sont donc pas pris en compte.

Nous en déduisons alors une relation entre ρ_{min} et ρ_{max} ($\rho_{max} > \rho_{min}$) pour une intensité laser donnée et des temps correspondants à la phase de compression, mais à des cibles pas trop détendues. Nous obtenons

$$\frac{\rho_{min}}{I_L} = 8,4 \cdot 10^{-4} + 0,1 \frac{\rho_{max}}{I_L}, \quad (2.7)$$

où I_L est en TW/cm^2 et ρ en $g.cm^{-3}$.

Nous verrons par la suite (Chapitre 6) que cette relation s’avère utile pour l’application des modèles quasi-isobares de Kull [23] [24] et de Betti et Goncharov [25] aux structures DFA. En effet, ce modèle peut être modifié pour bien représenter le front d’ablation principal des DFA, en choisissant une région de calcul bornée par la densité maximale et la densité du plateau.

Cette relation entre ρ_{min} et ρ_{max} a donc eu une grande utilité pour trouver systématiquement la grandeur ρ_{min} .

2.2.4 Lois d'échelle empiriques dans la région d'ablation

Nous avons présenté en introduction différentes lois d'échelle applicables à des cas avec et sans effets radiatifs [2] [9] [10] [26] [27].

Comme nous nous intéressons aux structures DFA, les effets radiatifs sont donc importants et les lois d'échelle “classiques” de la FCI ne sont plus applicables.

Pour différents matériaux et différentes intensités laser, nous avons relevé notamment les valeurs de la pression d'ablation, de la masse ablatée et du taux de masse ablatée afin de retrouver les lois d'échelle lorsque le rayonnement X émis par le plasma n'est plus négligeable.

Dans le cas du plastique CH , nous retrouvons les lois d'échelle “classiques” pour le taux de masse ablatée $\dot{m}_a$ en fonction de l'intensité laser I_L (FIG. 2.35).

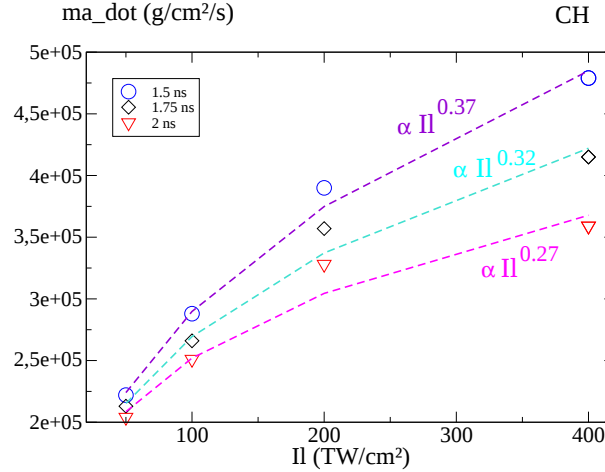


FIG. 2.35 – Relevé du taux de masse ablatée pour le plastique CH en fonction de l'intensité laser et loi d'échelle associée.

En effet, aux différents temps considérés pendant la phase d'accélération, nous retrouvons la dépendance

$$\dot{m}_a \propto I_L^{1/3}.$$

Regardons à présent les lois d'échelle obtenues pour les matériaux de Z plus élevés comme le $CHBr$, la silice ou l'aluminium.

Pour le taux de masse ablatée $\dot{m}_a$, nous trouvons un comportement très similaire à différentes intensités laser en fonction du temps (FIG. 2.36).

Nous retrouvons quasiment la dépendance en

$$\dot{m}_a \propto t^{-1/6},$$

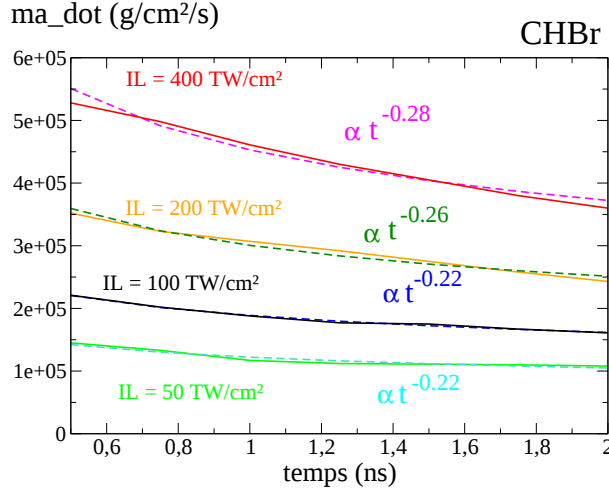


FIG. 2.36 – Relevé du taux de masse ablatée pour le plastique bromé *CHBr* en fonction du temps, pour différentes intensités laser et loi d'échelle associée.

trouvée dans le cas radiatif. En effet, nous obtenons $\dot{m}_a \propto t^{-0,22}$ au lieu de $\dot{m}_a \propto t^{-0,17}$, mais ces lois d'échelle restent très proches ; la précision et le nombre de calculs ne nous permettent pas de faire la différence.

Pour la masse ablatée, nous devrions trouver une dépendance en temps comme $m_a \propto t^{5/6}$, car

$$\dot{m}_a = \frac{dm_a}{dt}$$

et donc $m_a \propto t^{-1/6} = t^{5/6}$.

C'est bien ce que nous retrouvons pour les différents matériaux étudiés. Les résultats sont ici présentés pour la silice (FIG. 2.37) ;

Il est plus délicat pour ces matériaux de Z modérés d'obtenir une loi d'échelle en fonction de l'intensité laser, car lorsque les effets radiatifs sont considérés, il faut alors prendre en compte non plus l'intensité laser incidente I_L , mais le flux "radiatif" I_R correspondant. Celui-ci est estimé comme $I_R = \sigma T_r^4$.

Nous représentons alors les paramètres m_a , $\dot{m}_a$ et P_a en fonction de T_r^4 .

Dans le cas de la silice, nous obtenons pour la masse ablatée m_a et de la pression d'ablation P_a un comportement en accord avec les lois d'échelle existantes dans le cas radiatif (FIG. 2.38). Les mêmes résultats sont obtenus avec le plastique dopé et l'aluminium.

Nous retrouvons bien une dépendance proche de

$$P_a \propto I_R^{5/6}$$

pour la pression d'ablation et proche de

$$m_a \propto I_R^{0,55}$$

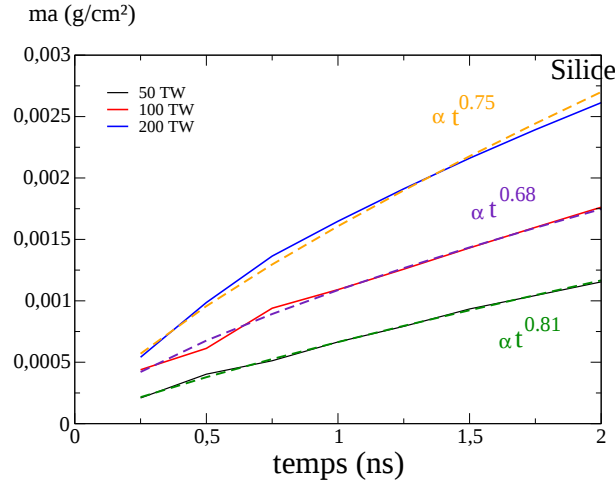


FIG. 2.37 – Relevé de la masse ablatée pour la silice SiO_2 en fonction du temps, pour différentes intensités laser et loi d'échelle associée.

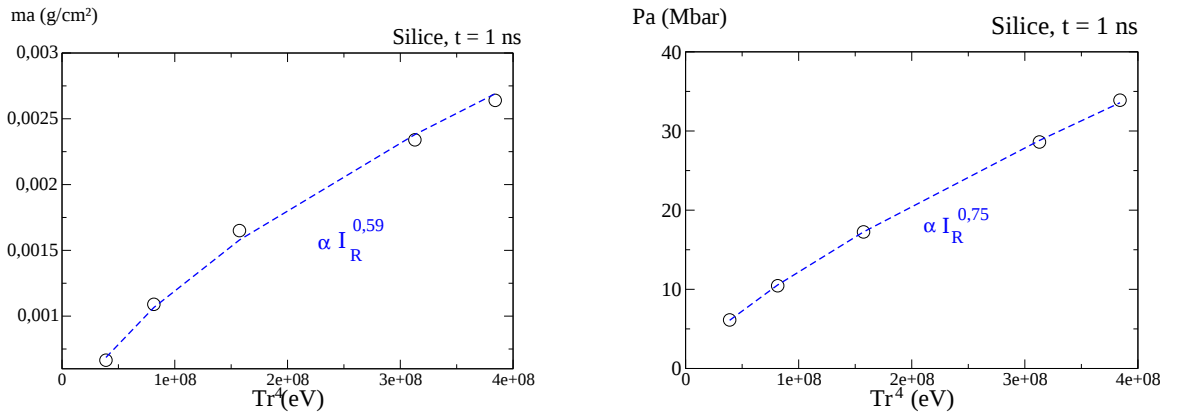


FIG. 2.38 – Relevé de la masse ablatée m_a et de la pression d'ablation pour la silice SiO_2 en fonction de Tr^4 au temps $t = 1 \text{ ns}$ et loi d'échelle associée.

donnée par [2] pour la masse ablatée (données expérimentales page 162). Nos résultats sont donc en accord avec les références bibliographiques et expérimentales.

Pour le plastique bromé, nous retrouvons également la dépendance donnée pour le taux de masse ablatée, entre $I_R^{2/3}$ analytiquement et $I_R^{0.55}$ expérimentalement (FIG. 2.39).

Nous avons également observé que la pression d'ablation était différente pour les deux fronts d'ablation dans le cas des structures DFA. En effet, pour la pression d'ablation au deuxième front (front proche du laser) nous retrouvons bien la loi d'échelle de la littérature (FIG. 2.39) ; mais pour le premier front (proche de la cible froide et dense), nous observons une loi d'échelle différente. Nous considérons alors pour ce front la température radiative au niveau du plateau (FIG. 2.40).

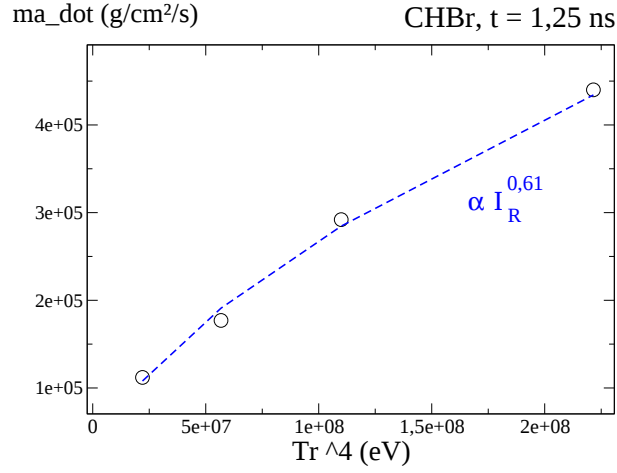


FIG. 2.39 – Relevé du taux de masse ablatée pour le *CHBr* en fonction de T_r^4 au temps $t = 1,25 \text{ ns}$ et loi d'échelle associée.

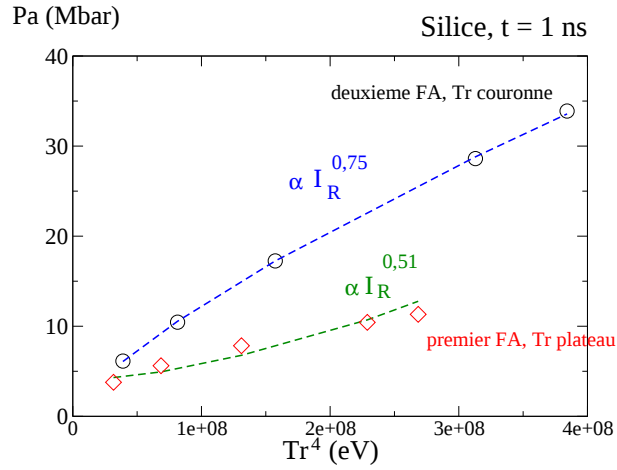


FIG. 2.40 – Relevé de la pression d'ablation P_a pour la silice en fonction de T_r^4 au temps $t = 1 \text{ ns}$ et loi d'échelle associée.

La dépendance se rapproche alors plus de la loi d'échelle connue. La différence est certainement dûe au fait qu'on ne prend pas en compte la réémission de rayonnement X au niveau du plateau de densité, qui modifie la dépendance de la pression d'ablation en fonction de T_r^4 .

2.3 Conclusions

Des structures DFA ont été obtenues par des simulations CHIC avec des matériaux de Z modérés tels que l'aluminium, la silice ou le plastique dopé au brome.

Nous observons que ces structures sont fortement dépendantes des effets radiatifs et donc de l'intensité laser incidente. Nous avons ainsi constaté que ces structures étaient nettement définies dans le cas des matériaux les plus lourds comme l'aluminium et la silice ; deux fronts d'ablation bien distincts séparés par une région de densité quasi-constante (le "plateau") étaient obtenus. Dans le cas des matériaux moins lourds comme le $CHBr$, les deux fronts d'ablation sont bien présents mais pas la zone du plateau. De plus, cette structure est mieux définie lorsque le taux de dopage en atome de brome du plastique est plus élevé. Pour le plastique CH , un seul front classique est observé.

Ces structures DFA sont de plus mieux définies lorsque l'intensité laser incidente est élevée. Pour les matériaux Al et SiO_2 , le seuil de formation est vers $I_L \sim 20 \text{ TW/cm}^2$. Les deux fronts d'ablation existent alors avant le début de la phase d'accélération.

Ainsi, seuls les effets radiatifs sont à l'origine de la formation de ces structures DFA, car l'utilisation de modèles physiques plus simples comme un traitement gaz parfait ou une ionisation constante influence les paramètres de l'écoulement (épaisseur des fronts, taille du plateau, maximum de densité) mais des structures DFA sont tout de même obtenues.

Ces structures ont ainsi été caractérisées du point de vue de leur dynamique ; nous avons étudié leur évolution temporelle et en fonction de l'intensité laser incidente. L'évolution de la taille du plateau de densité en fonction du temps est à présent connue pour la silice et l'aluminium ; cette évolution est linéaire en temps et d'autant plus forte que l'intensité est grande.

Cette augmentation de la taille du plateau est due à des vitesses différentes pour les deux fronts d'ablation, car l'opacité locale est différente.

Une relation de proportionnalité a été trouvée entre la densité maximale et celle du plateau et sera utile par la suite.

De plus, nous avons étudié les températures radiatives et électroniques dans la région du plateau ; il apparaît que ces températures sont quasiment égales dans cette zone et donc que le plateau est à l'ETL.

Les températures sont ainsi contenues dans une gamme de quelques eV pour une intensité laser donnée et varient peu temporellement. Ces faibles variations de la densité et de la température du plateau se retrouvent sur le degré d'ionisation qui est donc également quasi-constant.

Au niveau du plateau, la température radiative obéit à la loi du corps noir et est donc proportionnelle à $I_L^{1/4}$.

Des lois d'échelle en présence de rayonnement X ont été retrouvées pour différents matériaux dans une gamme d'intensités laser typiques de la FCI.

La dynamique de ces structures DFA étant à présent mieux connue, nous pouvons alors entreprendre pour ce travail de thèse une étude des phénomènes physiques en jeu (Chapitres 6 à 7) ; ainsi, comme nous venons de voir que l'existence de ces structures n'était due qu'aux effets radiatifs, nous allons nous intéresser par la suite intensivement au couplage rayonnement-matière et aux grandeurs radiatives comme les opacités ou le flux radiatif (Chapitre 3 à 7) . De plus, un modèle théorique proposé récemment (Chapitre 4) permet, en tenant compte du couplage entre transfert radiatif et hydrodynamique, de comprendre les mécanismes physiques intervenants [28] [29] [30].

Peu de modèles pour la stabilité des fronts d'ablation prennent en compte les deux mécanismes de transport de l'énergie, pourtant nécessaires pour décrire les structures DFA.

Nous commencerons par présenter le modèle quasi-isobare développé par [23] qui permet d'estimer les paramètres caractéristiques de l'ablation pour le front d'ablation principal des DFA et de donner des premières informations sur sa stabilité (Chapitre 6).

Mais avant de nous pencher sur la stabilité de ces structures DFA, nous finaliserons notre étude de leur dynamique en nous intéressant au préchauffage supplémentaire du combustible lorsqu'un matériau de Z modéré, présentant ainsi une structure DFA, est utilisé comme ablateur (Chapitre 3).

Bibliographie

- [1] Fujioka S., Sunahara A., Nishihara K., Ohnishi N., Johzaki T., Shiraga H., Shigemori K., Nakai M., Ikegawa T., Murakami M, Nagai K. et al., Suppression of the Rayleigh-Taylor instability due to self-radiation in multiablation target, *Physical Review Letters* **92**, 195001 (2004).
- [2] Dautray R. et Watteau J.P., *“La fusion thermonucléaire inertielle par laser”*, collection du CEA, édition EYROLLES (1993).
- [3] Azechi H., Nakai M., Shigemori K., Miyana N., Shiraga H., Nishimura H., Honda M., Ishizaki R., Wouchuk J.G., Takabe H., Nishihara K et al., Direct drive hydrodynamic instability experiments on the GEKKO XII laser, *Physics of Plasmas* **4**, 4079 (1997).
- [4] Bocher J.L., Decroisette M., Holstein P.A., Louis-Jacquet M., Meyer B., Salères A. et Thiell G., Improvement of beam non uniformity smoothing due to X radiation in laser driven layered target, *Physical Review Letters* **52**, 823 (1984).
- [5] Gardner J.H., Bodner S.E., Boris J.P., Emery M.H., Fritts M.J. et Herbst M.J., Analysis of stability and symmetry implications for ICF, *NRL Memorandum Report* 5170 (1983).
- [6] Ohnishi N., Nagatomo H., Nishimura H., Takabe H. et Yamanaka T., Radiation effects on hydrodynamic perturbation growth due to non uniform laser irradiation, *Journal of Quantitative Spectroscopy and radiative transfer* **71** 551 (2001).
- [7] Dahlburg J.P., Radiating plasma structures in ablating laser produced plasma, *Journal of Quantitative Spectroscopy and radiative transfer* **54** 113 (1995).
- [8] Schmalz R.F., Meyer-ter-Vehn J. et Ramis R., Radiation heat wave as a basic feature in laser irradiated foil, *Phys. Rev. A* **34**, 3 (1986).
- [9] Sigel R., Eidmann K., Lavarenne F. et Schmalz R.F., Conversion of laser light into soft x rays Part I : dimensional analysis, *Phys. Fluids B* **2**, 199 (1990).

- [10] Sigel R., Eidmann K., Lavarenne F. et Schmalz R.F., Conversion of laser light into soft x rays Part II : numerical results, *Phys. Fluids B* **2**, 208 (1990).
- [11] Marshak R.E., Effet of radiation on shock wave behaviour, *Phys. Fluids* **1**, 24 (1958).
- [12] Duston D., Clark R.W., Davis J. et Apruzese J.P., Radiation energetics of laser produced plasma, *Phys. Rev. A* **27**, 1441 (1983).
- [13] Duston D., Clark R.W. et Davis J., Effects of radiation on spectra, gradients and preheat in laser produced plasma, *Phys. Rev. A* **31**, 3220 (1985).
- [14] Maire P.H., A high order cell-centered Lagrangian scheme for two dimensional compressible fluid flows on unstructured meshes, *J. Comput. Phys.* **228** (2009).
- [15] Maire P.H. et Nkonga B., Multiscale Godunov-type method for cell-centered discrete Lagrangian hydrodynamic, *J. Comput. Phys.* **228** (2009).
- [16] Maire P.H., Abgrall R., Breil J. et Ovdia J., A cell-centered Lagrangian scheme for two dimensional compressible flows problem, *SIAM J. Scien. Comp.* **29**, 4 (2007).
- [17] Maire P.H., Breil J. et Galera S., A cell-centered Arbitrary Lagrangian Eulerian (ALE) method, *Int. J. Numer. Meth. Fluids* **56** (2008).
- [18] Maire P.H. et Breil J., A second order cell-centered Lagrangian scheme for two dimensional compressible flow problem, *Int. J. Numer. Meth. Fluids* **56** (2008).
- [19] Breil J. et Maire P.H., A cell-centered diffusion scheme on two dimensional unstructured meshes, *J. Comput. Phys.* **224** (2007).
- [20] Nicolai P., Feugeas J.L. et Schurtz G., A practical non local model for heat transport in magnetized laser plasma, *Physics of Plasmas* **13**, 032701 (2006).
- [21] Spitzer L. et Harm R., Transport phenomena in a completely ionized gas, *Phys. Rev.* **89**, 977 (1953).
- [22] Bibliothèque SESAME du Los Alamos National Laboratory, Report **834** (1983).
- [23] Kull H.J., Incompressible description of Rayleigh-Taylor instabilities in laser-ablated plasmas, *Phys. Fluids B* **1**, 170 (1988).
- [24] Kull H.J. et Anisimov S.I., Ablative stabilization in the incompressible Rayleigh-Taylor instability, *Phys. Fluids* **29**, 2067 (1986).
- [25] Betti R., Goncharov V.N., McCrory R.L. et Verdon C.P., Growth rate of the Rayleigh-Taylor instability in inertial confinement fusion, *Physics of Plasmas* **5**, 1446 (1998).

- [26] Pakula R. et Sigel R., Self similar expansion of dense matter due to heat transfer by nonlinear conduction, *Phys. Fluids* **28**, 232 (1985).
- [27] Zel'dovich Y.B. et Y.P. Raizer, "*Physics of shock waves and high temperature hydrodynamic phenomena*", Academic Press, New York (1967).
- [28] Sanz J., Betti R., Olazabal-Loumé M., Drean V. et Tikhonchuk V., presentation at the 35^{me} conférence EPS 2008 "Analytical theory of radiative ablation fronts for direct drive ICF targets" et 36^{me} conférence EPS 2009 "Radiation hydrodynamic theory of double ablation fronts in direct-drive inertial confinement fusion".
- [29] Drean V., Olazabal-Loumé M., Sanz J. et Tikhonchuk V., presentation at the 35th EPS conference 2008 "Numerical simulation and stability study of double ablation front structures using radiation transport effects in direct drive ICF".
- [30] Sanz J., Betti R., Smalyuk V., Olazabal-Loumé M., Drean V. et Tikhonchuk V., Radiation hydrodynamic theory of double ablation fronts in direct-drive inertial confinement fusion, *Physics of Plasmas* **16**, 082704 (2009).

Chapitre 3

Etude du préchauffage du combustible pour une cible ablateur-DT avec structure DFA

Bien que les effets radiatifs peuvent jouer un rôle positif dans la stabilisation de la compression de la coquille, ils sont également susceptibles de jouer un rôle néfaste si le rayonnement provenant de l'ablateur est absorbé dans le combustible, effectuant ainsi son chauffage prématuré.

Dans ce Chapitre 3, l'étude de cibles planes avec différents ablateurs est présentée ; les effets induits par la présence d'une structure DFA sont montrés en terme de caractéristiques hydrodynamiques (longueurs de gradients, paramètres de l'ablation...) et de préchauffage du *DT* en aval. Différents ablateurs sont considérés, tels que le plastique *CH*, qui présente un front d'ablation classique et le plastique dopé au brome *CHBr*, qui présente une structure DFA (Chapitre 2).

Les coefficients d'émission et d'absorption en fonction de la température électronique du milieu, pour les ablateurs et le *DT*, dans différentes régions de l'écoulement (couronne, ablation, zone sous choc...) ont été analysés. Ces résultats permettent d'estimer les énergies de photons présents dans ces zones et de voir leur influence sur le préchauffage de la matière, ou sur la création des structures DFA.

Avant de lancer des simulations plus complètes en symétrie sphérique pour obtenir un design de cible avec ablateur *CHBr*, il semble alors utile de bien caractériser cet ablateur, notamment en ce qui concerne le préchauffage du matériau en aval.

Pour cette étude préliminaire, nous avons donc considéré une cible plane, constituée d'un ablateur *CHBr* et de combustible *DT*, afin d'estimer quel préchauffage était induit dans le "combustible" et si l'utilisation de ce matériau plutôt que d'un matériau classique comme

le *CH* était meilleure du point de vue de la stabilité hydrodynamique.

3.1 Etude d'une cible ablateur-DT

3.1.1 Configuration de la cible

Dans le cadre d'une expérience de type FCI en attaque directe, la loi laser typiquement utilisée présente un palier de quelques nanosecondes d'intensité laser relativement faible suivi du pulse principal intense d'une centaine de TW/cm^2 .

Nous nous intéresserons ici au comportement d'une cible composée d'un ablateur *CHBr* (dopage 4 %) de quelques dizaines de microns d'épaisseur et d'une centaine de microns de *DT* sous forme cryogénique (peu dense) durant le palier de faible intensité laser (nous avons pris un palier d'intensité $I_L = 5,2 TW/cm^2$) (FIG. 3.1 et introduction FIG. 8).

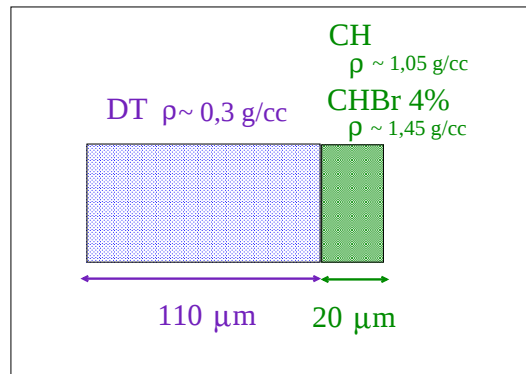


FIG. 3.1 – Configuration des cibles utilisées.

La configuration de cible ablateur *CHBr* ou *CH* d'épaisseur $20 \mu m$ et *DT* d'épaisseur $110 \mu m$ a été retenue comme configuration de base pour la suite de l'étude, car elle était plus proche des dimensions ablateur/combustible utilisées fréquemment dans les cibles types (LMJ, HiPER) et montrait des profils hydrodynamiques satisfaisants (durée du transit de choc, intensité du choc...).

Nous souhaitons estimer pour les deux ablateurs, quelle est leur influence sur le préchauffage du *DT* afin de prévoir un design de cible mieux adapté pour un ablateur dopé : dimensions de l'ablateur, taux de dopage, intensité laser du pré-pulse.

3.1.2 Etude du préchauffage du DT

Durant la phase de compression, le préchauffage est un processus qui provoque un changement de l'état du matériau, devant le front de choc. Ainsi l'onde de choc se pro-

page dans un milieu dont l'état est modifié.

Le rayonnement X généré lors de l'interaction laser matière et les électrons suprathermiques générés par le mécanisme d'absorption résonnante ou par les points chauds du faisceau laser sont à l'origine de ce préchauffage. D'après [2], le gain de la cible attendu pour une méthode d'allumage par point chaud central est

$$G^* \sim \eta \left(\frac{\eta E_L}{\alpha^3} \right)^{0,3},$$

avec E_L l'énergie laser, α le paramètre caractérisant l'entropie (le préchauffage) induite dans le combustible DT froid et η l'efficacité du couplage laser-combustible donnée par

$$\eta = \frac{E_c + E_A}{E_L},$$

où E_c est l'énergie interne du combustible et E_A l'énergie interne du point chaud central. Nous voyons donc que le préchauffage augmente le paramètre α et par suite diminue le gain de la cible G^* .

Pour la configuration de la cible retenue, les simulations ont été réalisées en utilisant le traitement multigroupe pour le rayonnement radiatif inclu dans le code CHIC. Ce traitement nécessite de préciser le nombre de groupes de fréquence utilisés pour échantillonner les opacités aux différentes énergies (fréquences ν) des photons, ainsi que l'énergie maximale des photons (Chapitre 1, FIG. 1.11).

Nous avons utilisé ici un paquet de 100 groupes de fréquences et une énergie maximale $E_{max} = 70 \text{ keV}$, afin de bien prendre en compte les photons les plus énergétiques des atomes de brome (FIG. 3.2).

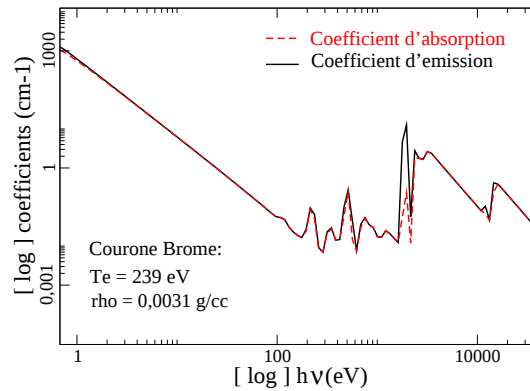


FIG. 3.2 – Coefficients d'émission et d'absorption calculés pour le Brome au niveau de la couronne.

Ainsi, nous sommes sûrs de bien prendre en compte tous les photons au cours de la

simulation. Comme nous le verrons par la suite, le choix de ce paramètre a une importance non négligeable sur l'estimation du préchauffage ; en effet, sur les spectres d'émission calculés aux températures et densité de la couronne, nous observons que la présence des atomes de brome donne lieu à une émission de photons à des énergies $E_{max} > 10 \text{ keV}$. Ainsi, le fait de choisir une valeur maximale $E_{max} = 3 \text{ keV}$, comme dans [1], ne permet pas de prendre en compte les photons énergétiques émis par les atomes de brome. Pour une simulation plus complète des effets radiatifs, ces photons de hautes énergie doivent être pris en compte, bien que l'intensité d'émission soit faible et qu'il semble que leur influence sur le préchauffage du *DT* soit négligeable.

Nous avons ensuite relevé au cours du temps les valeurs de la température électronique T_e , de la température radiative T_r et de la pression P_{tot} dans la région du *DT* ("face arrière"). La même étude a été réalisée dans la configuration avec un ablateur *CH*, mais également en modifiant le taux de dopage de l'ablateur par le brome, l'épaisseur de l'ablateur et la température d'initialisation de la simulation.

Nous étudierons ensuite grâce aux spectres d'émissions calculés aux températures et densités de la couronne, du front d'ablation, de l'interface ablateur-combustible et du *DT* froid l'influence des photons émis aux différentes énergies sur le préchauffage du *DT*, mais aussi sur la formation de la structure DFA.

Evolution temporelle de la température électronique et de la température radiative dans le DT

La température électronique et la température radiative pour les cibles *CH – DT* et *CHBr – DT* sont relevées dans le *DT*, afin d'estimer le préchauffage induit au cours du temps. La simulation a été initialisée avec deux températures différentes dans le code : $T_{e0} = 17 \text{ K}$ (cryogénique) et $T_{e0} = 200 \text{ K}$ (FIG. 3.3). La valeur de l'intensité laser de l'ordre de $5,2 \text{ TW/cm}^2$ correspond au prépalier de l'impulsion de compression (introduction FIG. 8).

Dans le cas d'une température initiale $T_{e0} = 200 \text{ K}$ (figure de droite 3.3), nous observons que la température électronique augmente davantage dans le *DT* lorsque l'ablateur est en *CH* que lorsque l'ablateur est en plastique dopé.

Ceci paraît étrange au premier abord, car nous pouvions nous attendre à ce que les effets radiatifs dûs aux atomes de brome causent un préchauffage plus important dans le *DT*. Il semble donc que ces atomes dopants permettent une conversion efficace du rayonnement laser en rayonnement X et donc l'existence d'une structure DFA, mais que l'absorption au niveau du front d'ablation soit assez élevée pour que les photons se propagent moins dans le *DT* et n'apportent pas un préchauffage important. Pour les deux ablateurs, l'aug-

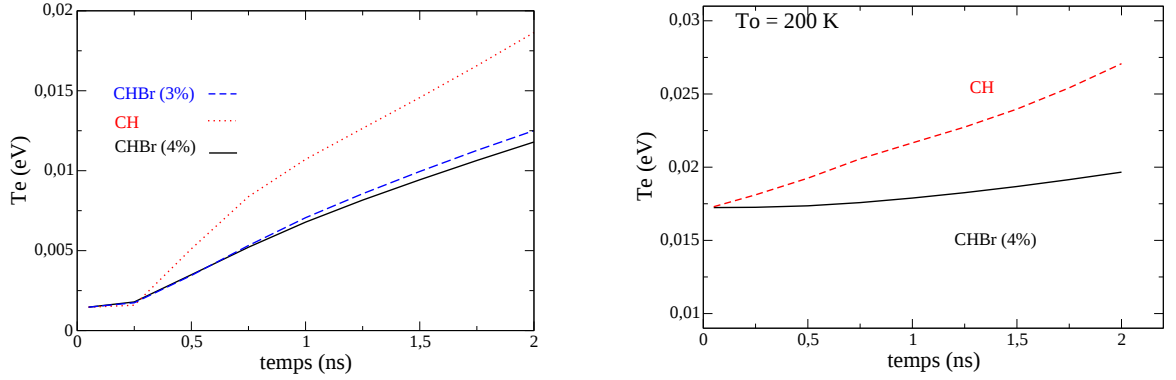


FIG. 3.3 – Evolution de la température électronique dans le DT en fonction du temps pour deux ablateurs différents et deux températures initiales.

mentation de la température avec le temps est quasiment linéaire.

Dans le cas d'une température initiale $T_{e0} = 17$ K, nous observons le même comportement : le DT froid est moins chauffé lorsque l'ablateur est en $CHBr$ que lorsqu'il est en CH .

Afin de confirmer le fait que le préchauffage est réduit avec un ablateur dopé, nous refaisons cette même simulation en utilisant un taux de dopage plus faible pour le $CHBr$ (3 %); ainsi, nous nous trouvons dans une situation intermédiaire en ce qui concerne les effets radiatifs (FIG. 3.3).

Nous observons également que la température électronique T_e est plus élevée dans le DT lorsque le taux de dopage en brome de l'ablateur est plus faible. Ceci confirme donc le fait que la présence du brome a pour conséquence une plus grande réabsorption du rayonnement au niveau du front d'ablation et donc moins de préchauffage dans le DT après les premiers instants d'irradiation (T_e est plus élevée que pour le $CHBr$ dopé à 4 % au bout de $\sim 0,5$ ns).

Notons que la température augmente dans le DT avant que le choc n'ait débouché (vers $t \sim 1,15$ ns pour le CH et $1,2$ ns pour le $CHBr$ à cette intensité laser), ce qui montre que des photons ne sont pas absorbés au niveau du front d'ablation et de l'ablateur froid et traversent ainsi le combustible froid.

Ici, nous avons considéré des plaques planes; le flux sortant ne peut être caractérisé qu'en considérant la dernière maille à l'extrémité de la plaque (à la fin du DT); dans une simulation en géométrie sphérique, le flux arrivé au centre de la sphère est réfléchi et remonte vers les couches externes de la cible. Mais cela ne change pas la conclusion principale de la relative transparence du combustible pour le rayonnement de l'ablateur.

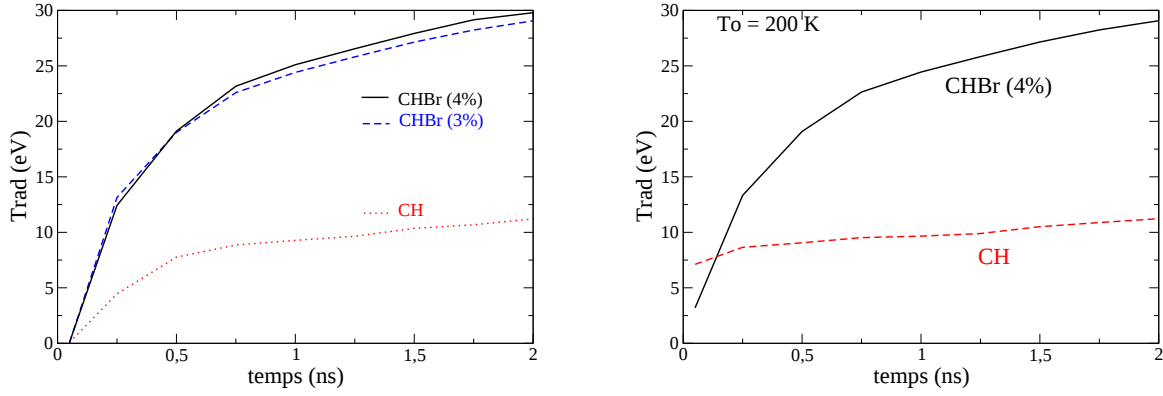


FIG. 3.4 – Evolution de la température radiative dans le *DT* en fonction du temps pour deux ablateurs différents et deux températures initiales.

Quant à la température radiative, nous observons bien une valeur plus élevée pour la cible avec ablateur *CHBr*. Ceci est dû aux effets radiatifs plus importants et à une meilleure conversion de l'énergie laser en rayonnement ; de plus les valeurs de la température radiative sont très supérieures à celles de la température électronique : le rayonnement et la matière sont découplés. Dans le cas d'un ablateur *CH*, la température radiative est plus élevée aux premiers instants, mais reste quasi constante en fonction du temps car la conversion de l'énergie laser en rayonnement est peu efficace.

Quant à l'évolution temporelle de la température radiative, nous observons qu'elle est très similaire pour l'ablateur *CHBr* pour les deux taux de dopage. De plus, le niveau de température est supérieur à celle de l'ablateur *CH*, ce qui semble logique étant donné les photons de plus haute énergie des atomes de brome.

Cette élévation de la température électronique moins forte dans le *DT* pour un ablateur dopé est dû au fait que l'épaisseur du front d'ablation dans la cible *CHBr-DT* est plus grande que dans la cible *CH-DT*.

Ainsi, les photons sont davantage absorbés localement, au front d'ablation, car l'épaisseur optique y est plus grande (épaisseur optique au front d'ablation $\sim \kappa_R \times L_{FA}$, où L_{FA} est la taille caractéristique du front d'ablation) et donc moins transmis dans le *DT*.

Ici, nous pouvons considérer ces notions d'épaisseur optique et d'absorption car en géométrie *1D*, car le ρR de la cible est constant et donc l'absorption ne change pas.

Dans les simulations réalisées, les valeurs moyennes de l'épaisseur caractéristique du front d'ablation sont relevées durant la phase d'accélération dans le *DT*, pour les deux cibles (FIG. 3.5). Nous retrouvons bien un front plus épais pour la cible *CHBr-DT*.

Ce fait s'explique grâce au modèle théorique que nous détaillerons dans le Chapitre

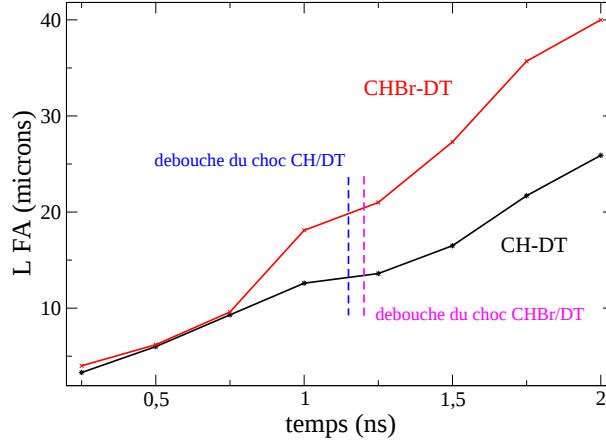


FIG. 3.5 – Evolution temporelle de la taille caractéristique du front d’ablation dans les cibles *CHBr-DT* et *CH-DT*, température initiale $T_{e0} = 17\text{ K}$.

4. L’expression de la taille caractéristique du front d’ablation lorsque le rayonnement est pris en compte est alors donnée par

$$L_{FA} \sim L_{spitzer} + \frac{\sqrt{\lambda_R \lambda_P}}{\sqrt{3}}, \quad (3.1)$$

où $L_{spitzer}$ est l’épaisseur du front d’ablation lorsque seulement le flux thermique électronique est considéré, λ_R le libre parcours moyen de Rosseland des photons et λ_P le libre parcours moyen de Planck.

La taille caractéristique du front d’ablation dépend donc directement de λ_R et de λ_P . Ces deux valeurs étant plus élevées pour une cible avec un ablateur *CHBr* qu’avec un ablateur *CH* (Chapitre 1, FIG. 1.12), la taille caractéristique du front sera donc plus grande pour la cible avec ablateur dopé.

Notons finalement que l’augmentation de la température électronique dans le combustible reste faible pour les deux ablateurs utilisés ; pour l’intensité laser utilisée, au temps $t = 2\text{ ns}$ et pour une température initiale de 200 K , l’élévation de température dans le *DT* est de 14% pour un ablateur *CHBr* et de 56% pour un ablateur *CH*.

Evolution temporelle de la pression et de l’adiabat dans le DT

L’évolution de la pression P dans le *DT* en fonction du temps doit également être considérée. Comme précédemment, nous relevons sa valeur en fonction du temps en face arrière dans le *DT*, pour les deux ablateurs et deux températures initiales (FIG. 3.6).

Nous observons alors que l’élévation de la pression n’est pas très importante et qu’elle reste toujours très inférieure à la pression de Fermi. Comme pour l’évolution de la température dans le *DT*, l’élévation de pression est un peu plus faible dans la configuration

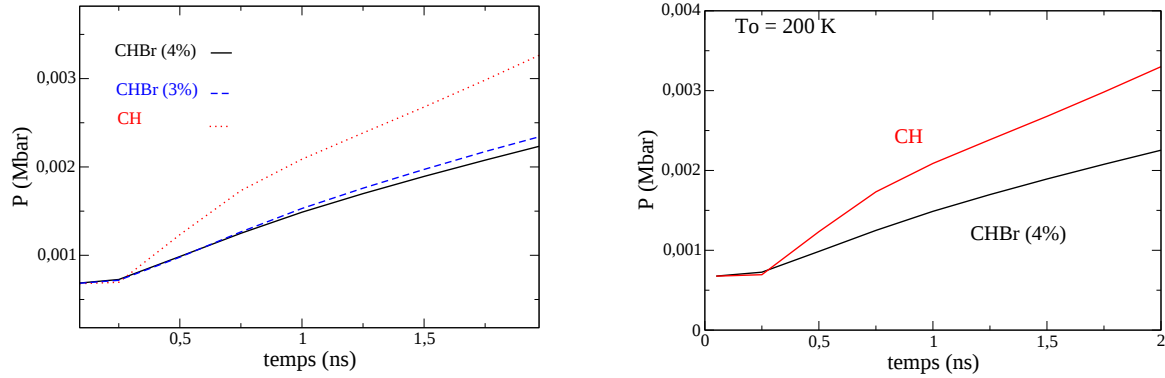


FIG. 3.6 – Evolution de la pression dans le DT en fonction du temps pour deux ablateurs différents et deux températures initiales.

de cible avec ablateur *CHBr* avec le plus fort taux de dopage (différence de 31 % pour l'élévation de la pression à 2 ns entre les ablateurs *CH* et *CHBr* dopé à 4 % en brome). De plus, le comportement de la pression en fonction du temps est très similaire pour les deux ablateurs.

De la même façon que pour T_e et T_r , nous relevons la pression et l'adiabat dans le *DT* avec un ablateur dopé au brome à 3 % seulement pour s'assurer que les conséquences du dopages sur la pression sont les mêmes que pour la température (FIG. 3.7).

L'élévation de l'adiabat α en fonction du temps est alors estimée comme

$$\alpha = \frac{P_{tot}}{P_F}, \quad (3.2)$$

où P_F est la pression de Fermi calculée comme

$$P_F(\text{Mbar}) = 2,17\rho^{5/3}, \quad (3.3)$$

où ρ est en $g.cm^{-3}$ et $P_{tot} = P_F + P_e(T_e)$ la pression totale. Avec cette définition (3.2), α est toujours supérieur à 1.

Les variations de l'adiabat pour les ablateurs *CH* et *CHBr* dopé à 3 % en brome sont similaires et relativement douces. Les mêmes conclusions que pour les autres grandeurs (T_e et P) peuvent alors être faites. Il sera essentiel de considérer l'influence de l'ablateur choisi sur la valeur de l'adiabat du combustible lors d'une simulation en géométrie sphérique, pour s'assurer d'une bonne compression et d'un dépôt d'énergie uniforme dans le *DT*. En géométrie plane, ce paramètre a moins de conséquences, étant donné que nous ne considérons pas la compression de la cible et ici, son étude est donc restreinte.

Les résultats obtenus vont dans le même sens que précédemment : une augmentation de la pression et de l'adiabat un peu plus importante pour un dopage plus faible en brome

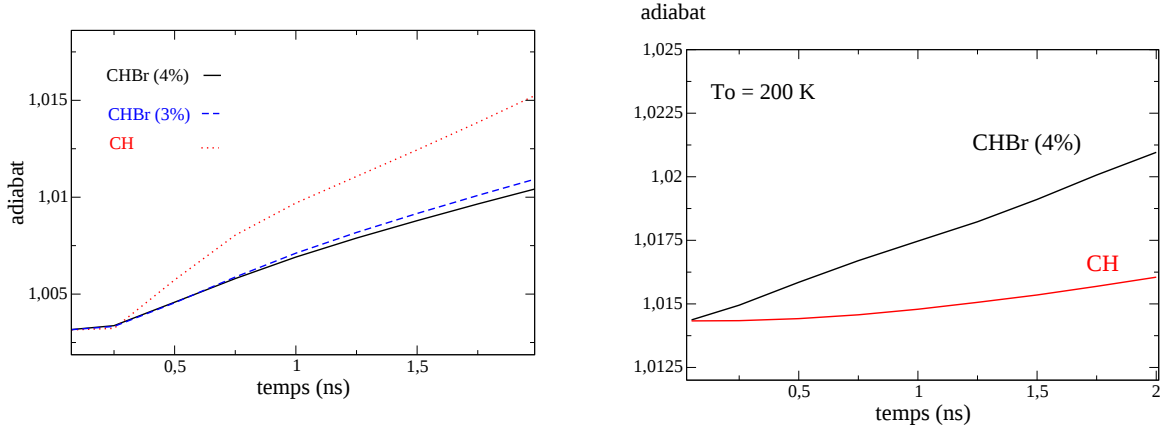


FIG. 3.7 – Evolution de l'adiabat dans le DT en fonction du temps pour deux ablateurs différents et deux températures initiales.

de l'ablateur.

Finalement, les premiers résultats obtenus de ces simulations tendent à montrer que pour une configuration de cible utilisant un ablateur en plastique dopé ou non, le préchauffage du DT n'est pas trop important. Ainsi, l'utilisation d'un ablateur avec un Z plus élevé et des effets radiatifs accrus ne semble pas être plus néfaste qu'un ablateur CH en ce qui concerne le préchauffage du reste de la cible et apparaît même plus efficace pour éviter ce préchauffage. Il paraît donc possible de bénéficier des avantages d'un ablateur dopé au niveau de la réduction des instabilités hydrodynamiques, sans toutefois préchauffer davantage le combustible et nuire aux mécanismes de compression puis d'allumage de la cible.

Evolution temporelle du flux radiatif dans le DT

Il est intéressant d'estimer alors la part des effets radiatifs dans la cible, car se sont eux qui sont à l'origine de la création des structures DFA. Ainsi, le flux radiatif dans la cible est estimé et comparé au flux laser incident. Nous pouvons alors calculer leur rapport et observer quelle proportion de flux laser est converti en radiation dans la cible. Nous relevons alors les valeurs maximales du flux radiatif (un peu avant le front d'ablation) et la valeur de ce flux dans le DT (FIG. 3.8).

Nous observons que la partie du flux transportée par les photons est moins importante pour un ablateur CH que pour un ablateur $CHBr$ comme nous l'attendions.

La conversion est de l'ordre de 15 % après le débouché du choc pour un ablateur $CHBr$, alors qu'on atteint seulement 3 % pour l'ablateur CH . De plus, la valeur de la température initiale a peu d'influence sur le taux de conversion du flux laser en rayonnement.

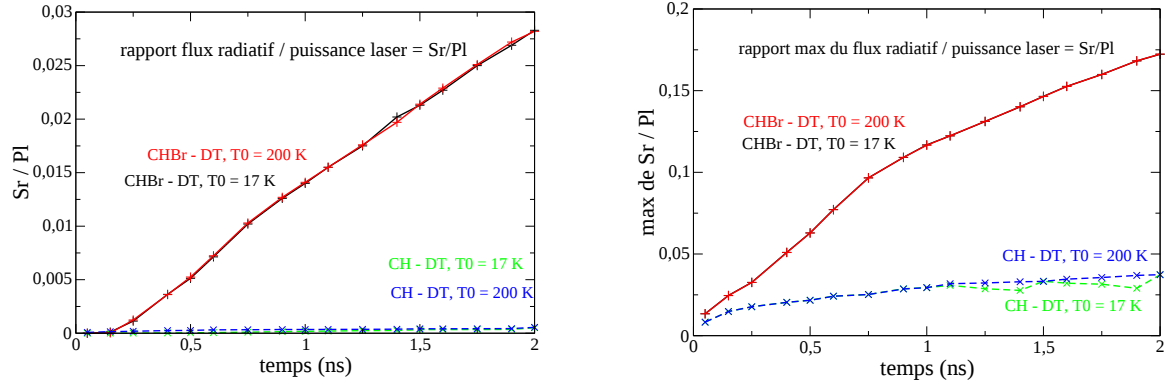


FIG. 3.8 – Evolution temporelle du rapport flux radiatif / flux laser incident dans le combustible *DT* (figure de gauche) et au maximum du flux radiatif, soit avant le front d’ablation (figure de droite) pour deux ablateurs différents et deux températures initiales : 17 et 200 *K*.

Le flux radiatif dans le *DT* est également plus élevé pour la configuration ablateur *CHBr*. Néanmoins, ce rapport reste relativement faible, de moins de 3 % vers 2 *ns*.

Influence de l’épaisseur de l’ablateur

Un autre point à étudier est l’influence de l’épaisseur de l’ablateur utilisé sur le préchauffage du *DT*.

Pour cela, nous réalisons les mêmes simulations que précédemment avec des ablateurs *CH* et *CHBr* dopé à 4 % en brome, d’épaisseur 10 et 30 microns et les comparons avec les simulations précédentes pour lesquelles les ablateurs avaient une épaisseur de 20 microns.

Nous relevons ainsi la température électronique dans le *DT* pour les ablateurs *CH* et *CHBr* et une température initiale Te_0 de 17 *K* (FIG. 3.9 : à gauche l’ablateur *CH*, à droite, l’ablateur *CHBr*).

Dans le cas de l’ablateur *CHBr*, nous observons que la température électronique augmente plus tôt que pour l’ablateur *CH*, quelle que soit son épaisseur. Ensuite, plus l’ablateur est fin, plus le préchauffage du *DT* est important, comme nous nous y attendions.

Dans le cas d’un ablateur *CH*, nous notons une différence importante du préchauffage pour une épaisseur de 10 microns : le chauffage débute très tôt et est plus élevé que pour les autres épaisseurs ; ainsi nous ne retrouvons plus la plage de 0,5 *ns* au début de l’impulsion pendant laquelle le chauffage était quasi nul. En effet, la couche d’ablation est

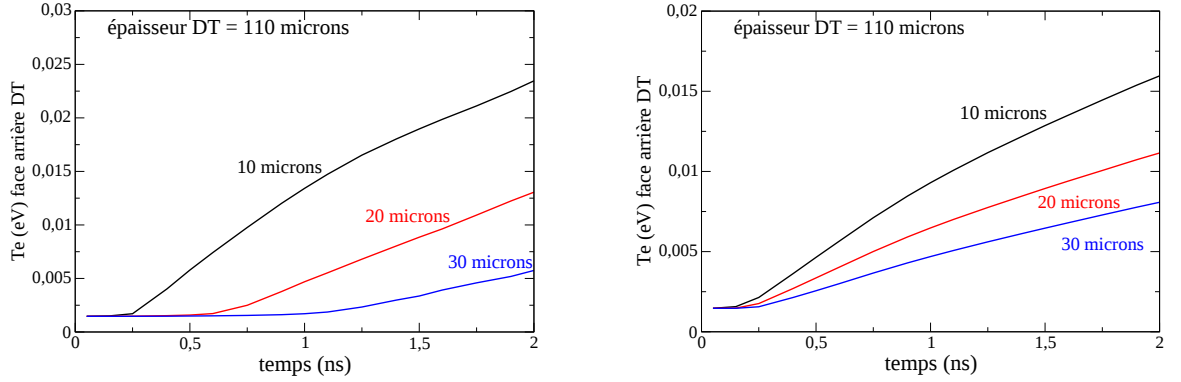


FIG. 3.9 – Evolution temporelle de T_e dans le DT pour deux ablateurs différents et de différentes épaisseurs ; à gauche, ablateur CH , à droite, $CHBr$.

trop fine et est entièrement ablatée très vite. Le flux d'énergie incident est transmis au combustible et le chauffe, alors que pour une même épaisseur de $CHBr$, la réabsorption au niveau du front d'ablation permet de transmettre moins de chaleur au DT .

Pour une épaisseur d'ablateur de 30 microns, il n'y a qu'une faible différence avec les observations faites avec 20 microns : ainsi, ces épaisseurs sont suffisantes pour assurer un chauffage du combustible moins important, car la couche d'ablation est suffisamment épaisse et absorbe l'énergie laser incidente durant une plage de temps plus grande.

Ainsi, il semble qu'une épaisseur d'ablateur de 10 microns soit trop fine pour garantir un faible préchauffage du DT . Il faut ainsi envisager des cibles avec des ablateurs d'épaisseur 20 à 30 microns. Bien entendu, plus l'épaisseur de l'ablateur est importante, plus le préchauffage du DT est faible, mais il est alors trop lourd et la compression de la cible modifiée. il s'agit donc de trouver un bon compromis.

Influence du taux de dopage de l'ablateur

Un dernier point vient clore cette étude : nous pouvons observer quelle est l'influence du taux de dopage de l'ablateur utilisé sur le préchauffage du DT , mais aussi sur la formation de la structure DFA en parallèle.

Pour cela, nous réalisons les mêmes simulations que précédemment avec des ablateurs $CHBr$ dopés à 3 et 4 % en brome, d'épaisseur 20 microns et une température initiale T_{e0} de 17 K. Les différentes zones d'intérêt de cette cible ablateur-DT sont localisées sur le profil de densité sur la FIG. 3.10.

Nous relevons ainsi la température électronique et la pression dans la cible $CHBr$ -DT.

Il est intéressant d'étudier le rapport des températures électroniques ($T_e(4\%)/T_e(3\%)$), pressions et densités dans la cible, afin d'observer dans quelle région de la cible la valeur

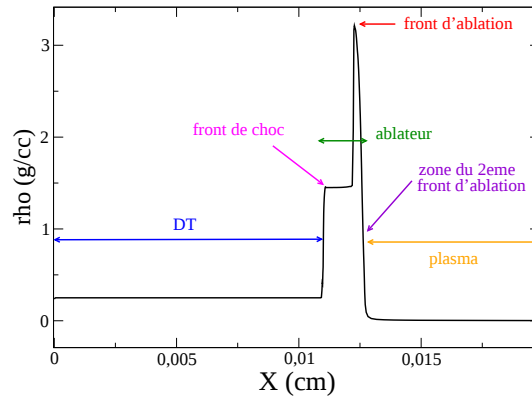


FIG. 3.10 – Localisation des différentes zones de la cible ablateur-DT repérées sur le profil de densité.

du dopage a le plus d'influence sur l'hydrodynamique et ainsi sur le préchauffage de la cible et la formation de la structure DFA (FIG. 3.11).

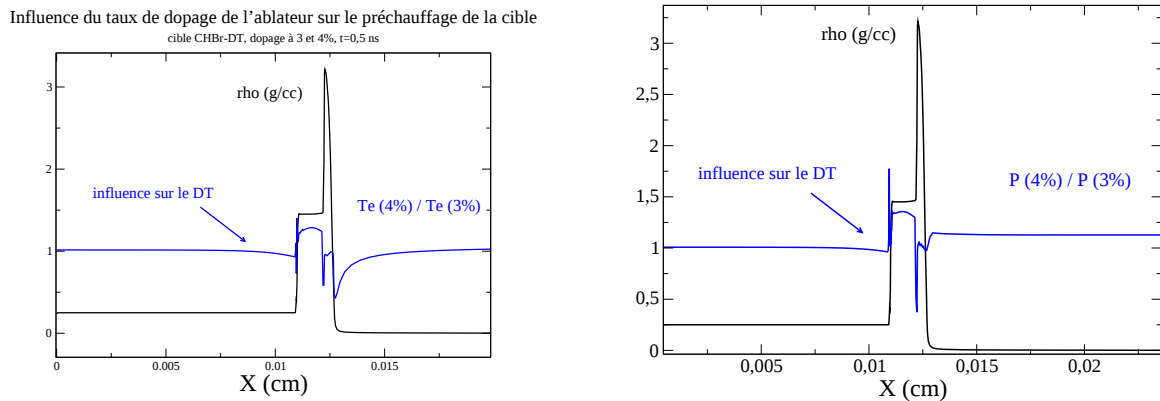


FIG. 3.11 – Rapport des températures électroniques, puis des pressions pour une cible *CHBr-DT* avec deux taux de dopage en brome différents au temps $t = 0,5 \text{ ns}$.

Nous observons que le taux de dopage a une influence non négligeable sur le préchauffage du *DT* froid : en effet, le rapport des températures électroniques est inférieur à 1 juste après l'interface ablateur-*DT*, ce qui montre une valeur de T_e plus élevée pour un dopage à 3 % en brome de l'ablateur à cet endroit. Nous aboutissons à la même conclusion en étudiant le rapport des pressions. De plus, nous observons que le rapport des températures est supérieur à 1 au niveau de l'ablateur froid, d'où une plus forte réabsorption des photons à cet endroit pour le taux de dopage le plus fort.

Nous avons considéré des taux de dopages jusqu'à 4 % en brome de l'ablateur car ces taux étaient présents dans la littérature [1]. Il était alors plus simple d'utiliser les mêmes

afin de comparer les résultats obtenus. Aux vues de nos premières conclusions, un taux de dopage en brome encore plus élevé semble être favorable.

Au niveau de la zone où se crée le deuxième front d'ablation de la structure DFA en phase d'accélération (voir FIG. 3.10), nous remarquons que le rapport est différent de 1 et donc que celui-ci est moins bien défini dans le cas du dopage de l'ablateur le plus faible. Ceci est encore plus visible sur le rapport des densités dans la cible (FIG. 3.12). A cet endroit, comme nous avons $\rho(4\%)/\rho(3\%) > 1$, cela indique que la densité sera plus grande localement pour un dopage en brome de 4% et donc que le deuxième front sera plus prononcé.

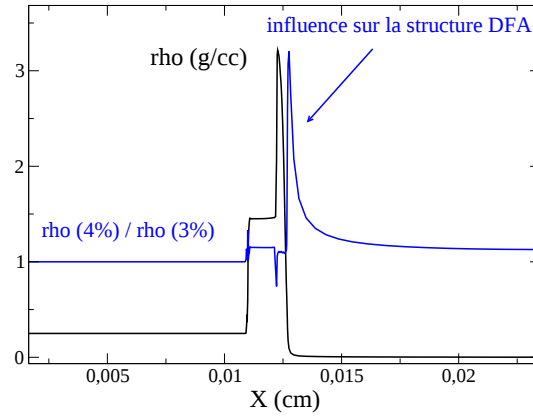


FIG. 3.12 – Rapport des densités pour une cible *CHBr-DT* avec deux taux de dopage en brome différents au temps $t = 0,5$ ns.

Ainsi, il apparaît que le dopage le plus faible de l'ablateur a pour conséquence un préchauffage un peu plus fort du *DT* après l'interface du fait d'une moins bonne réabsorption des photons au niveau du front d'ablation, mais également a des conséquences sur la formation d'une structure DFA bien définie et donc plus efficace pour la réduction des instabilités de type Rayleigh-Taylor au front d'ablation.

Validation des résultats par cas test et mécanismes du préchauffage

Un dernier cas test permet de valider les résultats obtenus pour l'étude de la cible *CHBr-DT*. En effet, le fait de moins préchauffer le matériau *DT* froid lorsque l'ablateur est en *CHBr* plutôt qu'en *CH* n'était pas ce à quoi nous nous attendions avant cette étude. Le dopage en brome de l'ablateur engendrant des effets radiatifs importants, il me paraissait plus naturel que le préchauffage du *DT* soit plus fort par la conversion de l'énergie laser incidente en rayonnement.

Des doutes ont été émis sur un défaut du traitement numérique, ou sur l'équation d'état utilisée.

Un dernier cas test est alors réalisé : une cible “tout DT”, où deux zones sont délimitées pour le traitement numérique, comme dans le cas d'une cible composée d'un ablateur et de combustible froid. Un simple multiplicateur d'opacité dans la zone de la cible proche du laser faisant office d'ablateur est introduit, permettant ainsi de rendre la zone “ablateur” aussi opaque que voulue, tout en s'affranchissant d'éventuels problèmes numériques comme le traitement de l'interface entre deux matériaux différents.

En effet, le matériau utilisé de part et d'autre de l'interface étant le même (densité, pression et température initiales), le problème du raccordement des équations d'état à l'interface ne se pose plus.

Comme précédemment, les valeurs de la température électronique et de la pression dans le DT sont relevées, en utilisant différentes valeurs du multiplicateur d'opacité : 20, 40 et 80, afin de rendre l'ablateur plus ou moins opaque. Ainsi, nous pourrions vérifier que le préchauffage moindre du DT avec ablateur dopé est dû à un rapport entre les opacités de l'ablateur froid et du DT froid plus important (FIG. 3.13).

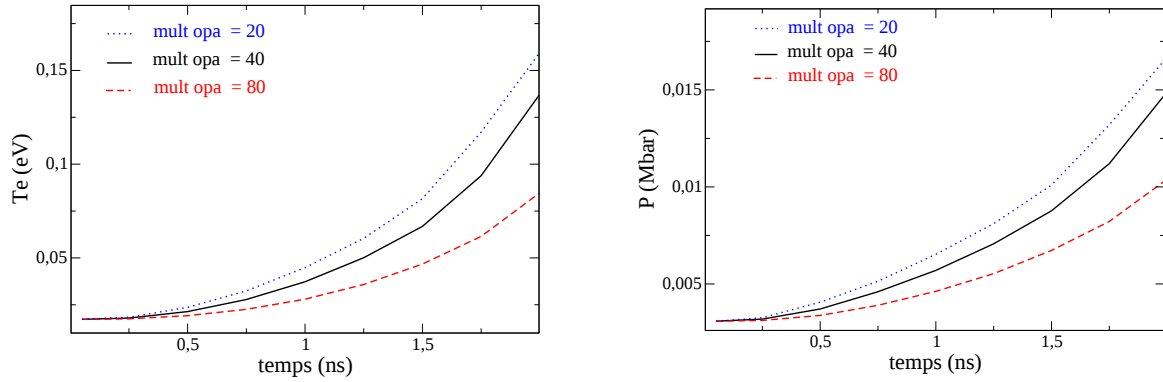


FIG. 3.13 – Evolution temporelle de T_e et de P dans le DT pour différents multiplicateurs d'opacité, cible DT-DT.

Les résultats obtenus précédemment avec des ablateurs CH et $CHBr$ sont confirmés : plus l'ablateur est opaque, moins le DT est chauffé.

Les rapports des coefficients d'absorption pour les configurations $CHBr$ froid / DT froid et CH froid / DT froid sont alors calculés en fonction de l'énergie des photons (FIG. 3.14).

Il apparaît que le $CHBr$ froid est entre 1000 et 2000 fois plus opaque que le DT pour les énergies de photons inférieures à 25 keV et que le CH environ 500 à 1000 fois plus

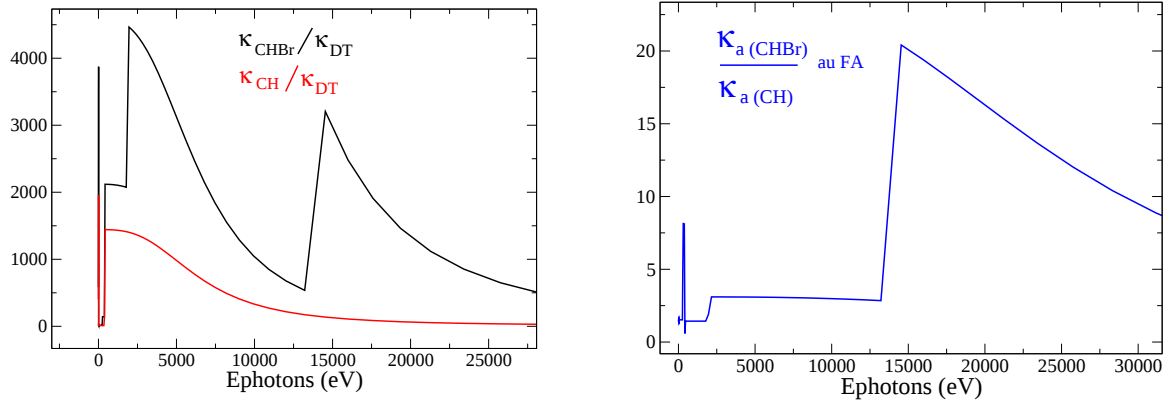


FIG. 3.14 – Rapport des coefficients d'absorption pour les cibles *CHBr-DT* et *CH-DT* au niveau des matériaux froids (figure de gauche) et du front d'ablation (figure de droite).

opaque pour les photons de moins de 10 *keV*. Ainsi, le *CHBr* est environ deux fois plus opaque que le *CH* au niveau du matériau froid (FIG. 3.14, figure de gauche) : les photons sont mieux réabsorbés dans ces régions, le *DT* est moins chauffé.

Au niveau du front d'ablation ((FIG. 3.14, figure de droite), le *CHBr* est jusqu'à 20 fois plus opaque que le *CH* : pour les photons d'énergie inférieure à ~ 13 *keV*, l'opacité d'absorption du *CHBr* est environ 3 fois plus importante que celle du *CH*. En effet, la densité du *CHBr* est plus élevée que la densité du *CH* de par le dopage en brome et l'opacité d'absorption est proportionnelle à la densité. Pour les photons d'énergie supérieure à ~ 13 *keV*, l'opacité d'absorption du *CHBr* est entre 5 et 20 fois plus élevée que celle du *CH* de par les photons énergétiques du brome.

Ainsi, au niveau du front d'ablation, pour une cible avec ablateur *CHBr*, davantage de photons seront absorbés dans cette région, ce qui explique que pour le *CHBr* une structure DFA existe et que l'épaisseur caractéristique du front d'ablation soit plus grande.

A présent, les opacités moyennes d'émission et d'absorption des différents matériaux utilisés sont étudiés pour connaître quelles sont les énergies des photons présents dans la cible et à quels processus ils participent (chauffage, structure DFA).

3.1.3 Etude des opacités moyennes d'émission et d'absorption

Les opacités d'émission et d'absorption pour les matériaux *CH*, *CHBr* et *DT* ont été calculées en utilisant les tables d'opacité GOMMES.

Ainsi, pour un couple (ρ, T_e) donné correspondant à une zone de la cible (couronne, front d'ablation, matériau froid, ...) il est possible d'obtenir les spectres d'émission et donc de déterminer quels mécanismes du rayonnement (contribution des couches K, L, ou M)

entrent en jeu.

Les opacités d'émission et d'absorption ainsi que les libres parcours moyens correspondants sont alors estimés pour les photons émis. En calculant les épaisseurs optiques et les coefficients d'absorption correspondants, il est possible de déterminer les mécanismes de préchauffage de la cible et de la formation de la structure DFA.

Opacités d'émission du CH

Les spectres d'émission sont calculés en prenant 100 groupes de fréquences et une énergie maximale $E_{max} = 70 \text{ keV}$.

L'énergie E_{max} prise en compte ici est élevée pour le matériau CH qui ne présente pas de pic d'émission au delà de $h\nu \sim 1 \text{ keV}$, mais ainsi, les spectres calculés pour le $CHBr$ (qui lui présente des raies au delà de 10 keV) pourront être comparés à ceux obtenus pour le CH sur la même gamme d'énergie.

Aux premiers instants de l'irradiation de la cible, vers $t = 0,25 \text{ ns}$ et donc avant le débouché du choc dans le DT froid, quatre zones sont distinguées sur les profils hydrodynamiques (FIG. 3.15).

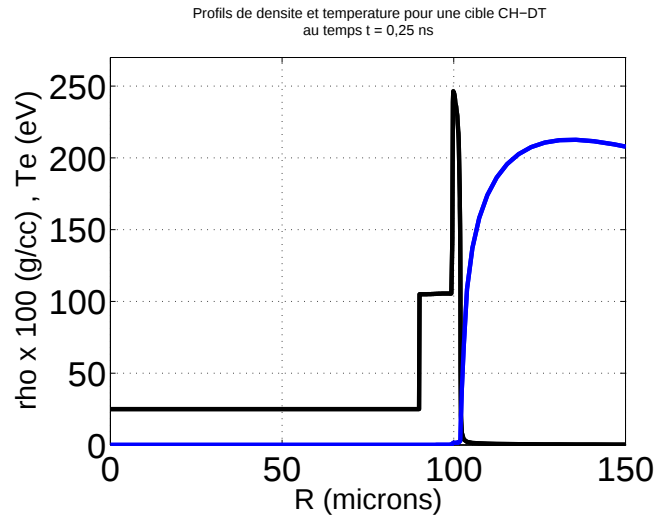


FIG. 3.15 – Quatre zones considérées pour le calcul des spectres d'émission dans la cible $CH-DT$ au temps $t = 0,25 \text{ ns}$.

Ces quatre zones sont :

- la couronne, de haute température et faible densité; le couple (ρ, T_e) associé est $(0,0031 \text{ g/cm}^3; 213 \text{ eV})$;
- le front d'ablation, de haute densité et faible température : $(\rho, T_e) = (2,46 \text{ g/cm}^3; 1,5 \text{ eV})$;

- le *CH* froid, de densité du solide et faible température : $(\rho, T_e) = (1,05 \text{ g/cm}^3; 0,01724 \text{ eV})$;
- le *DT* froid, de densité du solide et faible température : $(\rho, T_e) = (0,25 \text{ g/cm}^3; 0,01724 \text{ eV})$.

Les opacités et longueurs caractéristiques ont également été calculés pour une température initiale cryogénique ($17K$) de la simulation ; les valeurs de ρ et T_e dans la couronne et au front d'ablation ne changent presque pas ; on utilisera donc les mêmes spectres. Les différences se situent au niveau de l'interface (ablateur froid) et du *DT* ; nous avons alors

- le *CH* froid, de densité du solide et faible température : $(\rho, T_e) = (1,05 \text{ g/cm}^3; 0,00146 \text{ eV})$;
- le *DT* froid, de densité du solide et faible température : $(\rho, T_e) = (0,25 \text{ g/cm}^3; 0,00146 \text{ eV})$.

Ces valeurs sont relevées au même temps $t = 0,25 \text{ ns}$. Les faibles températures $T_e = 0,00146 \text{ eV}$ correspondent cette fois à une initialisation de la température électronique de 17 K dans la simulation.

Zone de la couronne : émission des photons Dans cette zone, les raies d'émission des photons sont les plus intenses.

Les photons émis au niveau de la couronne vont se propager aussi bien dans la cible vers les régions froides, que dans la direction opposée (vers le laser). Il est donc important de connaître quelles sont les énergies de photons qui vont se propager par la suite dans la cible et contribuer au préchauffage du *DT*.

Pour cela, les opacités d'émission et d'absorption $\kappa_{e,a}$ sont estimées pour les photons émis dans la couronne, voir FIG. 3.16.

Lorsque nous observons l'opacité d'émission dans la région de la couronne, deux "pics" apparaissent nettement au niveau de l'opacité d'émission ; ces pics correspondent à des photons d'énergie 72 et 384 eV . Il s'agit du rayonnement de couche K des atomes de carbone. Ces photons sont donc émis au niveau de la couronne et vont se propager vers la cible en aval ; nous allons à présent déterminer à quel mécanisme ils vont participer (chauffage, création du front d'ablation...).

Pour cela, nous relevons les grandeurs caractéristiques des quatres zones mentionnées précédemment :

- zone de la couronne : $L_C \sim 38 \text{ }\mu\text{m}$ (distance entre le point de plus haute température dans la couronne et le "début" du front d'ablation) ;
- zone du front d'ablation : $L_{FA} \sim 3 \text{ }\mu\text{m}$ (épaisseur du front) ;

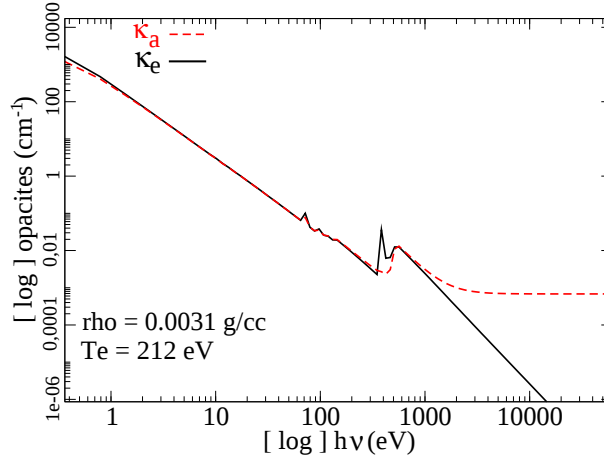


FIG. 3.16 – Spectres d'émission et d'absorption calculés pour le *CH* au niveau de la couronne.

- zone du *CH* froid : $L_{CH} \sim 14 \mu m$ (entre le front d'ablation et l'interface *CH/DT*) ;
- zone du *DT* froid : $L_{DT} \sim 110 \mu m$.

Les valeurs de $\kappa_{e,a}$ pour ces photons d'énergie 72 et 384 eV sont alors relevées sur les spectres pour chaque région.

Les épaisseurs optiques et coefficients d'absorption des photons dans ces zones sont ensuite estimés, afin de savoir si ces régions sont localement opaques ou non au rayonnement incident.

L'épaisseur optique par zone pour une énergie de photon ν est calculée comme

$$EO_{\nu \text{ zone}} = \kappa_a L_{\text{zone}},$$

et le coefficient d'absorption A par zone pour une énergie de photon comme

$$A_{\text{zone}} = 1 - e^{-EO_{\nu \text{ zone}}}.$$

Résultats obtenus à partir des opacités d'émission ; Interprétation des résultats → Couronne

L'étude des opacités d'émission pour les zones considérées permettent d'observer que des photons d'énergie 72 et 384 eV sont émis dans la couronne dès les premiers instants d'irradiation.

Dans le tableau suivant (TAB. 3.1), les opacités, les libres parcours moyens correspondants

ainsi qu'une estimation des épaisseurs optiques et coefficients d'absorption sont donnés pour chaque énergie de photon.

	κ_e (cm^{-1})	λ_e (cm)	κ_a (cm^{-1})	λ_a (cm)	EO	A
72 eV	0,09924	10,1	0,07688	13,2	$2,5 \cdot 10^{-4}$	$2,5 \cdot 10^{-4}$
384 eV	0,03521	28,4	0,00263	380,4	$8,7 \cdot 10^{-6}$	$8,7 \cdot 10^{-6}$

TAB. 3.1 – Région de la couronne, ablateur *CH* : opacités d'émission et d'absorption et libres parcours moyens correspondants ; estimation des épaisseurs optiques et coefficients d'absorption par énergie de photon.

Nous observons que la région de la couronne est optiquement mince et donc transparente à son propre rayonnement : les libres parcours moyens sont très grands devant les longueurs caractéristiques du système et les opacités faibles. Les photons se propagent alors dans toutes les directions et donc vers la cible froide, sans être absorbés au niveau de la couronne.

Cette conclusion se retrouve dans le calcul des coefficients d'absorption et des épaisseurs optiques dans la couronne ; en effet, nous avons estimé à $\sim 10^{-4}$ et 10^{-6} les coefficients d'absorption et épaisseurs optiques, ce qui est très faible : les photons ne sont pas absorbés dans la couronne.

→ Zone d'absorption

Au niveau du front d'ablation, nous n'observons pas de pics d'émission sur le spectre, car la température est trop faible pour faire briller les bords de la couche K du carbone (FIG. 3.17).

Nous relevons comme précédemment au niveau de la couronne les opacités d'émission et d'absorption pour les énergies des photons émis dans la couronne et présents dans la cible (TAB. 3.2).

	$\kappa_e = \kappa_a$ (cm^{-1})	$\lambda_e = \lambda_a$ (μm)	EO	A
72 eV	110148	0,091	33	0,9999
384 eV	788	12,7	0,24	0,2105

TAB. 3.2 – Région du front d'ablation, ablateur *CH* : opacités et libres parcours moyens d'émission et d'absorption ; estimation des épaisseurs optiques et coefficients d'absorption par énergie de photon.

Nous observons alors que pour la région du front d'ablation les libres parcours des pho-

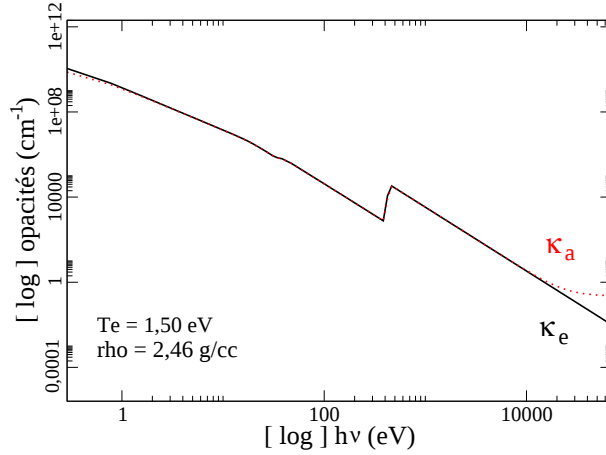


FIG. 3.17 – Opacités d'émission et d'absorption calculées pour le *CH* au niveau du front d'ablation.

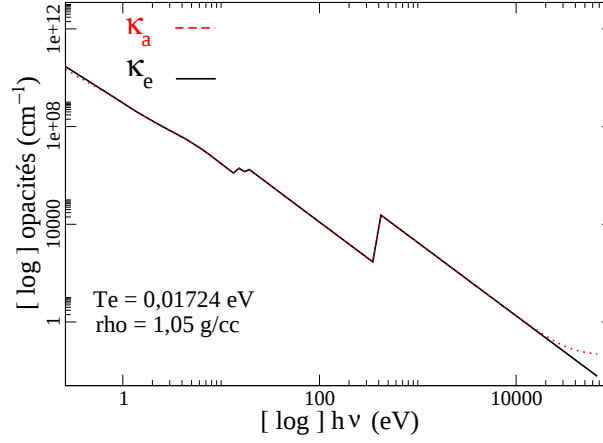
tons sont du même ordre de grandeur que la taille caractéristique de la région d'ablation ($L_{FA} \sim \mu m$). Il semble donc que les photons soient absorbés au niveau du front ; ceux de 72 eV le sont entièrement car $\lambda_{a-72} \ll L_{FA}$ et le coefficient d'absorption est équivalent à 1.

Pour ceux de 384 eV, une partie est absorbée au niveau du front, mais comme $\lambda_{a-384} \geq L_{FA}$ (coefficient d'absorption $\sim 21\%$), une partie va se propager en aval du front et participer au chauffage du *CH* froid et du *DT*. Ainsi, le préchauffage du *CH* froid sera principalement dû aux photons 384 eV qui n'auront pas été absorbés au niveau du front d'ablation.

Au niveau de l'ablateur *CH* froid entre le front d'ablation et le combustible, nous n'observons pas ici aussi de pics d'émission sur le spectre, car la température est trop faible (FIG. 3.18).

Nous relevons également les opacités d'émission et d'absorption dans la région d'ablation, pour les énergies des photons émis dans la couronne et présents dans cette partie de la cible (TAB. 3.3).

Les valeurs des opacités sont encore élevées, ce qui correspond à des libres parcours moyens assez petits. La région du *CH* froid est donc optiquement épaisse, avec des libres parcours moyens petits devant la taille caractéristique de la région du *CH* froid ($L_{CH} \sim 13\mu m$). Ainsi, une grande partie des photons de 384 eV qui n'étaient pas absorbés au niveau du front d'ablation le seront ici, car $\lambda_{a-72} \ll L_{CH}$ et $\lambda_{a-384} < L_{CH}$ également. A ce niveau, il n'y a quasiment pas de photons 72 eV, qui ont tous été absorbés dans la région du front d'ablation ; d'autre part, ces photons très peu énergétiques ne participeraient pas

FIG. 3.18 – Spectres d'émission et d'absorption calculés pour le *CH* froid à 200 *K*.

	$\kappa_e = \kappa_a \text{ (cm}^{-1}\text{)}$	$\lambda_e = \lambda_a \text{ (}\mu\text{m)}$	EO	A
72 eV	$1,23 \cdot 10^6$	0,0081	1673	1
384 eV	11859	0,084	161,3	0,99

TAB. 3.3 – Région de l'interface ablateur *CH/DT* ; *CH* froid à 200 *K* : opacités d'émission et d'absorption et libres parcours moyens correspondants ; estimation des épaisseurs optiques et coefficients d'absorption par énergie de photon.

à préchauffer la cible même s'ils se propageaient dans le DT. Ainsi nous savons à présent que le *CH* froid est chauffé par la part des photons 384 eV non absorbés au front d'ablation (environ 79 %).

Nous retrouvons bien ces résultats dans les calculs des coefficients d'absorption au front d'ablation, où nous avons estimés à ~ 100 et 99% les coefficients d'absorption pour les photons à 72 et 384 eV respectivement.

Le préchauffage du *DT* froid sera principalement dû à la très faible proportion des photons 384 eV qui n'auront pas été piégés au niveau du *CH* froid.

Par contre, ce préchauffage sera plus important lorsque le choc aura débouché à l'interface *CH/DT*. En effet, après le débouché de choc, la partie des photons de 384 eV non piégées dans le front d'ablation se propage en avant du front, qui préchauffe le *DT*.

Opacité d'émission du *CHBr*

Nous considérons la même configuration de cible que précédemment pour le *CH* : *CHBr* 20 μm , *DT* 110 μm . Les spectres d'émission sont calculés en prenant 100 groupes de fréquences et une énergie maximale $E_{max} = 70 \text{ keV}$.

Aux premiers instants de l'irradiation de la cible, quatre zones sont, comme pour

l'étude précédente, distinguées sur les profils hydrodynamiques :

- la couronne, de haute température et faible densité; le couple (ρ, T_e) associé est $(0,00312 \text{ g/cm}^3; 240 \text{ eV})$;
- le front d'ablation, de haute densité et faible température : $(\rho, T_e) = (3,3 \text{ g/cm}^3; 1,5 \text{ eV})$;
- le *CHBr* froid, de densité du solide et faible température : $(\rho, T_e) = (1,45 \text{ g/cm}^3; 0,01724 \text{ eV})$;
- le *DT* froid, de densité du solide et faible température : $(\rho, T_e) = (0,25 \text{ g/cm}^3; 0,01724 \text{ eV})$.

Les opacités d'émission et d'absorption, ainsi que les longueurs caractéristiques sont alors calculés pour une température initiale de la simulation de 200 K ; pour une température initiale cryogénique (17 K), les valeurs de ρ et T_e dans la couronne et au front d'ablation ne changent presque pas et on utilisera donc les mêmes spectres. Les différences se font au niveau de l'interface (ablateur froid) et du *DT*; nous avons alors :

- le *CHBr* froid, de densité du solide et faible température : $(\rho, T_e) = (1,45 \text{ g/cm}^3, 0,00146 \text{ eV})$;
- le *DT* froid, de densité du solide et faible température : $(\rho, T_e) = (0,25 \text{ g/cm}^3, 0,00146 \text{ eV})$.

Ces valeurs sont relevées au temps $t = 0,25 \text{ ns}$ (avant la phase d'accélération). Les faibles températures $T_e = 0,00146 \text{ eV}$ correspondent à une initialisation de la température électronique du code de 17 K .

Zone de la couronne : émission des photons Comme nous l'avons fait pour le *CH*, nous estimons les opacités d'émission et d'absorption, les libres parcours moyens associés, ainsi que les épaisseurs optiques et les coefficients d'absorption pour les photons émis dans la couronne (pics dans le spectre d'émission) (FIG. 3.19).

Nous pouvons de plus comparer les spectres obtenus au niveau de la couronne pour les deux matériaux *CH* et *CHBr* (FIG. 3.20).

Nous observons la présence de raies supplémentaires dûes aux atomes de brome et des opacités d'émission et d'absorption plus élevées au niveau des hautes énergies; le *CHBr* est donc plus opaque que le *CH* dans la couronne pour les photons de hautes fréquences, mais légèrement moins pour les photons les moins énergétiques (la couronne du *CHBr* étant un peu plus chaude que celle du *CH*, l'opacité y est un peu plus faible, car elle

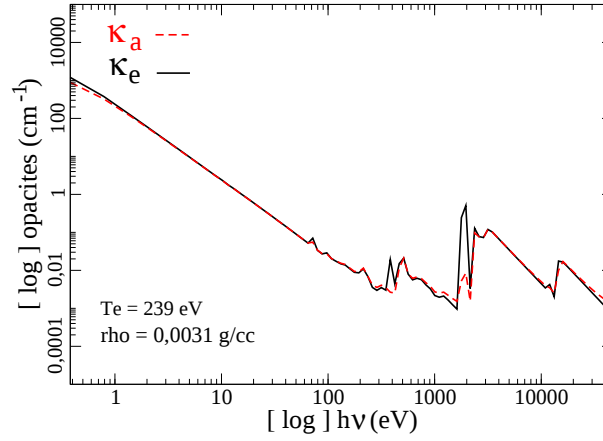


FIG. 3.19 – Spectres d'émission et d'absorption calculés pour le *CHBr* au niveau de la couronne.

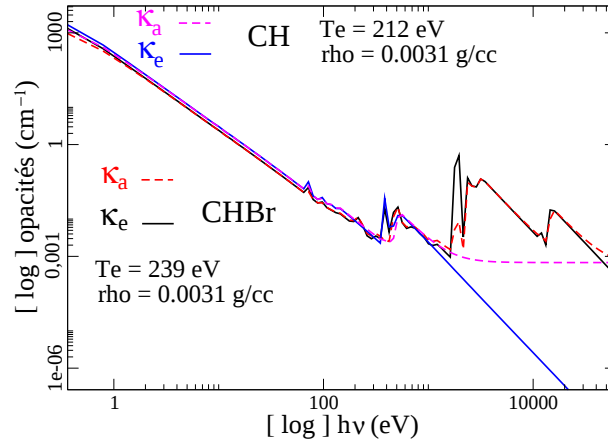


FIG. 3.20 – Comparaison des spectres d'émission et d'absorption des cibles *CH-DT* et *CHBr-DT* au niveau de la couronne au temps $t = 0,25$ ns.

dépend de l'inverse de la température). Ces pics supplémentaires apparaissent bien sur le spectre du brome calculé avec les valeurs de densité et température de la couronne (FIG. 3.21).

Lorsque nous observons le spectre d'émission de la couronne pour le *CHBr*, plusieurs pics apparaissent nettement ; ces pics d'émission correspondent à des photons d'énergie 72, 384, 520, 1850, 2400 et 12500 eV (opacité d'émission κ_e supérieure à l'opacité d'absorption κ_a).

Nous retrouvons le rayonnement d'émission des bords de la couche K du carbone (72 et 384 eV) ; les autres énergies correspondent au rayonnement de couche L (~ 520 eV) et M (~ 1850 eV) des atomes de brome. Ces photons sont émis dans la couronne et vont se

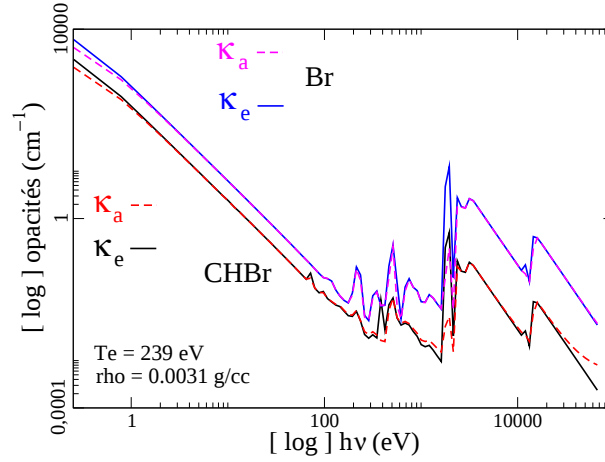


FIG. 3.21 – Spectre d'émission du brome et du CHBr au niveau de la couronne.

propager vers la cible en aval ; nous allons à présent déterminer à quel mécanisme ils vont contribuer (chauffage, création du front d'ablation...).

Pour cela, nous relevons les grandeurs caractéristiques de ces quatre zones :

- zone de la couronne : $L_C \sim 35 \mu m$ (distance entre le point de plus haute température dans la couronne et le “début” du front d'ablation) ;
- zone du front d'ablation : $L_{FA} \sim 4 \mu m$ (épaisseur du front) ;
- zone du CHBr froid : $L_{CHBr} \sim 14 \mu m$ (entre le front d'ablation et l'interface CHBr/DT) ;
- zone du DT froid : $L_{DT} \sim 110 \mu m$.

Nous pouvons alors estimer les épaisseurs optiques et coefficients d'absorption des photons dans ces zones.

Zone de la couronne : émission des photons Comme pour le CH, nous relevons les opacités d'émission et d'absorption des photons pour les énergies des pics observés sur le spectre, ainsi que les libres parcours moyens correspondants, les épaisseurs optiques et les coefficients d'absorption (TAB. 3.4).

Interprétation des résultats Nous observons que la couronne est optiquement mince et donc transparente à son propre rayonnement : les libres parcours moyens sont très grands devant les longueurs caractéristiques du système et les opacités faibles. Les photons se propagent alors dans toutes les directions et donc vers la cible en aval.

Ce résultat se retrouve dans le calcul des coefficients d'absorption et des épaisseurs optiques dans la couronne ; en effet, nous avons estimé entre 10^{-4} et 10^{-6} les coefficients d'absorption, ce qui est très faible : les photons ne sont pas absorbés dans la couronne.

	κ_e (cm^{-1})	λ_e (cm)	κ_a (cm^{-1})	λ_a (cm)	EO	A
72 eV	0,10505	9,5	0,05506	18,2	$1,8 \cdot 10^{-4}$	$1,8 \cdot 10^{-4}$
384 eV	0,03397	29,4	0,00263	255	$1,3 \cdot 10^{-5}$	$1,3 \cdot 10^{-5}$
520 eV	0,021390	46,8	0,0207399	48,2	$7,3 \cdot 10^{-5}$	$7,3 \cdot 10^{-5}$
1850 eV	0,16669	6	0,006463	154,7	$2,1 \cdot 10^{-5}$	$1,7 \cdot 10^{-4}$
2400 eV	0,030647	32,6	0,0096887	103,2	$3,2 \cdot 10^{-5}$	$3,2 \cdot 10^{-5}$
12500 eV	0,004724	211,7	0,002718	367,9	$9 \cdot 10^{-6}$	$9 \cdot 10^{-5}$

TAB. 3.4 – Région de la couronne, ablateur *CHBr* : opacités et libres parcours moyens d'émission et d'absorption ; estimation des épaisseurs optiques et coefficients d'absorption par énergie de photon.

Zone du front d'ablation : absorption des photons Au niveau du front d'ablation, nous n'observons pas de pics d'émission sur le spectre, car la température est trop faible (FIG. 3.22).

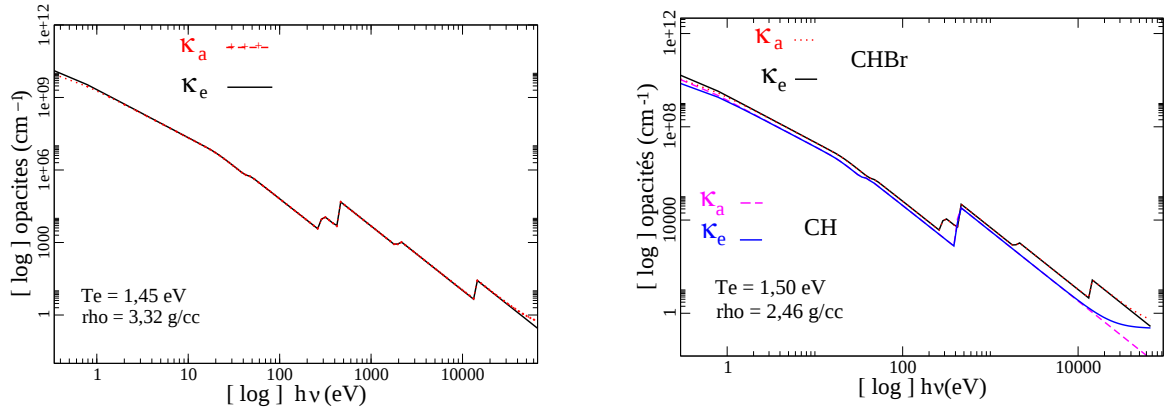


FIG. 3.22 – Opacités d'émission et d'absorption calculés pour le *CHBr* et le *CH* froids au front d'ablation.

Sur cette figure, nous observons bien que dans la région du front d'ablation, le *CHBr* est plus opaque que le *CH*.

Nous relevons les mêmes grandeurs que précédemment pour les énergies des photons émis dans la couronne et présents dans la cible (TAB. 3.5).

Nous observons alors que la région du front d'ablation est optiquement épaisse pour certains photons (ceux d'énergie 72, 384 et 520 eV), avec des libres parcours moyens inférieurs ou du même ordre de grandeur que la taille caractéristique de la région d'ablation ($L_{FA} \sim 4 \mu m$), alors qu'elle est moins opaque pour les autres énergies de photons.

	$\kappa_e = \kappa_a \text{ (cm}^{-1}\text{)}$	$\lambda_e = \lambda_a \text{ (}\mu\text{m)}$	EO	A
72 eV	63330	0,16	19	0,9999
384 eV	3542	2,8	1,06	0,6535
520 eV	35796	0,28	10,74	0,9999
1850 eV	569	17,6	0,17	0,1563
2400 eV	538	18,6	0,16	0,1478
12500 eV	48	208	0,014	0,0143

TAB. 3.5 – Région du front d’ablation, ablateur *CHBr* : opacités d’émission et d’absorption et libres parcours moyens correspondants ; estimation des épaisseurs optiques et coefficients d’absorption par énergie de photon.

Si nous considérons les coefficients d’absorption, les photons 72 et 520 eV soient entièrement absorbés au niveau du front d’ablation, ainsi qu’une partie des photons de 384 eV (de l’ordre de 65 %).

Quant aux photons plus énergétiques, une faible partie seulement (de l’ordre de 15 % pour les photons 1850 et 2400 eV et seulement 1,4 % pour les photons 12,5 keV) seront absorbés au niveau du front d’ablation. Ainsi, les photons 1850, 2400 et 12500 eV vont se propager en aval du front et participer au chauffage du *CHBr* froid, puis du *DT* avant le débouché du choc dans le *DT*. Nous retrouvons ces résultats dans les calculs des coefficients d’absorption au front d’ablation.

De plus, il apparaît que les photons issus du rayonnement de la couche K des atomes de carbone (i.e. ceux de 72 et 384 eV) sont davantage absorbés au niveau du front d’ablation de l’ablateur *CHBr* que dans le front d’ablation de l’ablateur *CH* ; en effet, nous avons estimé à seulement 21 % le coefficient d’absorption des photons 384 eV au niveau du front d’ablation du *CH*, alors qu’il est pour le *CHBr* de l’ordre de 65 %. Dans ce cas, moins de photons de cette énergie se propagent au devant du front et nous pouvons ainsi nous attendre à moins de préchauffage de la matière froide par les photons de cette gamme d’énergie.

Ainsi, le fait qu’au niveau du front d’ablation davantage de photons soient absorbés pour l’ablateur *CHBr* explique la présence d’une structure DFA et justifie que le front soit plus large et moins dense que pour un ablateur non dopé.

Au niveau du *CHBr* froid à 17 K, nous n’observons pas ici aussi de raies d’émission sur le spectre (FIG. 3.23).

Les grandeurs relevées aux énergies des photons émis dans la couronne et présents

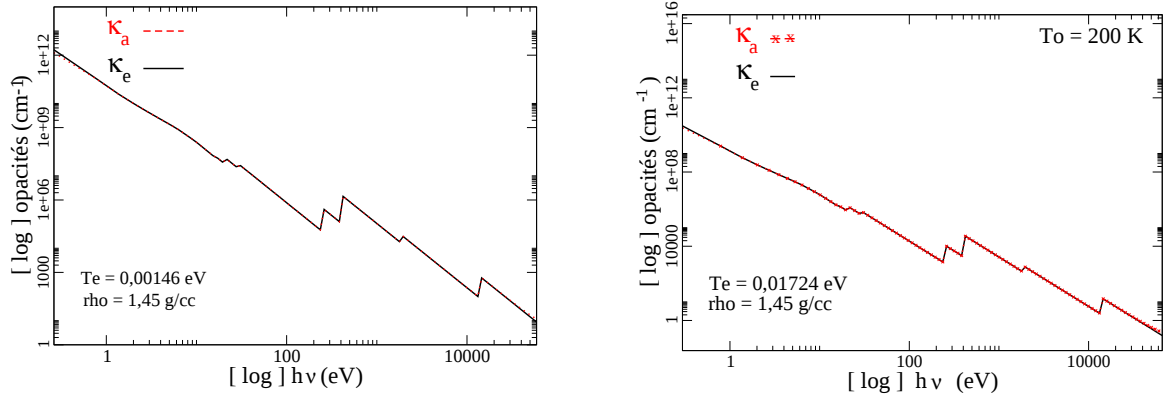


FIG. 3.23 – Spectres d'émission et d'absorption calculés pour le *CHBr* froid à 17 et 200 *K*.

dans cette partie de la cible sont présentées dans le tableau suivant (TAB. 3.6).

	$\kappa_e = \kappa_a \text{ (cm}^{-1}\text{)}$	$\lambda_e = \lambda_a \text{ (}\mu\text{m)}$	EO	A
72 eV	$2,08 \cdot 10^6$	0,0048	3037	1
384 eV	127040	0,08	127	1
520 eV	650000	0,015	650	1
1850 eV	19600	0,5	19,6	0,999
2400 eV	17253	0,6	17,25	0,999
12500 eV	110	91	0,154	0,14

TAB. 3.6 – Région de l'ablateur *CHBr* froid (17 *K*) : opacités d'émission et d'absorption et libres parcours moyens correspondants ; estimation des épaisseurs optiques et coefficients d'absorption par énergie de photon.

Nous observons alors que la région du *CHBr* froid est optiquement épaisse pour tous les photons hormis ceux de 12,5 *keV*, car leurs libres parcours moyens sont petits devant la taille caractéristique de la région du *CHBr* froid ($L_{CHBr} \sim 14\mu\text{m}$). Ainsi, seuls la faible proportion de photons non absorbés dans le *CHBr* froid et ceux de 12,5 *keV* participent au chauffage du *DT*. Nous retrouvons encore ces résultats dans les calculs des coefficients d'absorption.

Au niveau du *CHBr* froid à 200 *K*, nous n'observons pas ici aussi de raies d'émission sur le spectre. Les grandeurs relevées aux énergies des photons émis dans la couronne et présents dans cette partie de la cible sont présentées dans le tableau suivant (TAB. 3.7).

Lorsque la température initiale est plus élevée (ici $Te_0 = 200 \text{ K}$), nous observons que la

	$\kappa_e = \kappa_a \text{ (cm}^{-1}\text{)}$	$\lambda_e = \lambda_a \text{ (}\mu\text{m)}$	EO	A
72 eV	46827	0,21	655,6	1
384 eV	3256	3,1	4,56	0,989
520 eV	17138	0,58	24	1
1850 eV	565	17,7	0,79	0,55
2400 eV	400	25	0,56	0,43
12500 eV	2,7	3704	0,004	0,004

TAB. 3.7 – Région de l’ablateur *CHBr* froid (200 K) : opacités d’émission et d’absorption et libres parcours moyens correspondants ; estimation des épaisseurs optiques et coefficients d’absorption par énergie de photon.

région de l’ablateur froid est optiquement épaisse pour les photons de 72, 384 et 520 keV, car leurs libres parcours moyens sont petits devant la taille caractéristique de la région du *CHBr* froid ($L_{CHBr} \sim 14 \mu\text{m}$).

Les autres photons ne sont pas tous absorbés au niveau de l’ablateur froid et participent donc au chauffage du *DT*. Notons également que sur le spectre d’absorption, l’émission pour ces énergies de photons est peu intense et donc que le préchauffage causé sera faible. Etudions alors le rapport des opacités d’absorption pour le *CHBr* froid à deux températures initiales différentes : $T_{e0} = 17$ et 200 K (FIG. 3.24).

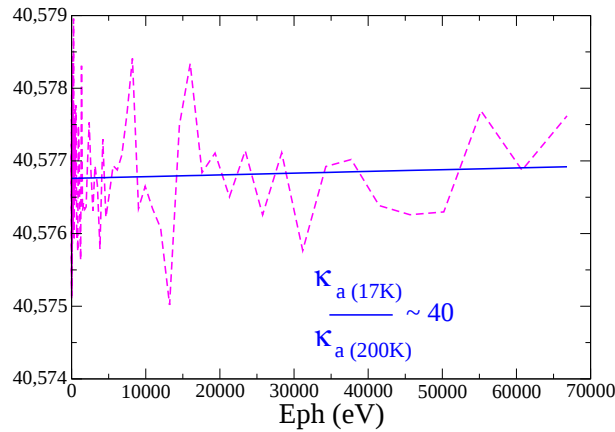


FIG. 3.24 – Rapport des opacités d’absorption du *CHBr* froid pour deux températures différentes : $T_{e0} = 17$ et 200 K.

Nous voyons ici l’influence de la température initiale de la cible, au niveau des coefficients d’absorption et des libres parcours moyens des photons. En effet, lorsque la température initiale est faible ($T_{e0} = 17 \text{ K}$), l’ablateur froid est plus opaque au rayonne-

ment incident d'un facteur ~ 40 ; davantage de photons sont ainsi absorbés dans l'ablateur et ne participent pas au chauffage du *DT*.

Cette opacification se retrouve également dans le *DT* froid, ce qui explique l'évolution temporelle différente de la température T_e dans le *DT* pour deux températures initiales différentes.

Nous pouvons également comparer les opacités d'absorption des ablateurs *CH* et *CHBr* froids à 17 *K* et ainsi observer lequel est le plus opaque au rayonnement incident et absorbe donc davantage les photons provenant de la couronne (FIG. 3.25).

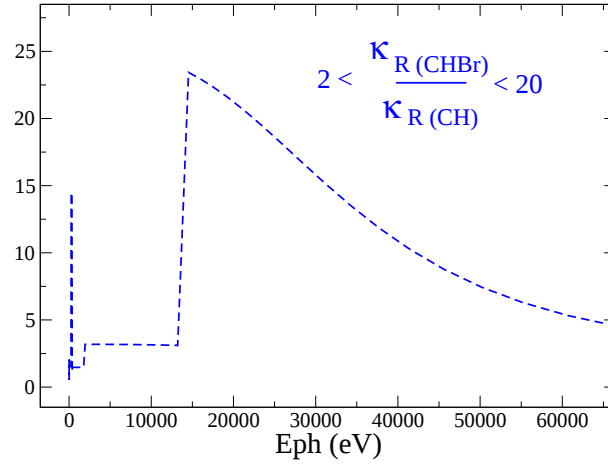


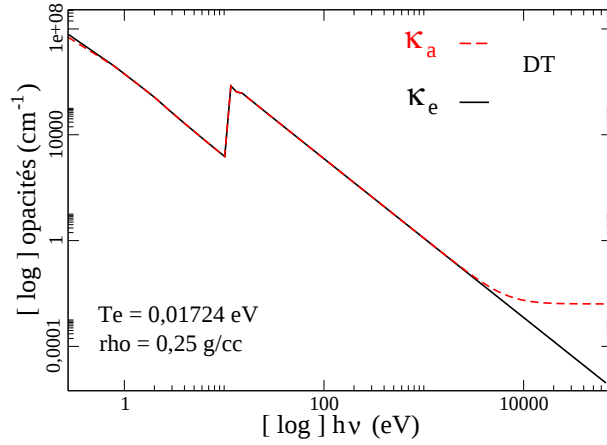
FIG. 3.25 – Rapport des opacités d'absorption du *CHBr* et du *CH* froid $T_{e0} = 17$ *K*.

Le *CHBr* froid est donc entre 2 et 5 fois plus opaque que le *CH* froid pour les photons d'énergies inférieures à 10 *keV* et plus de 20 fois pour les photons d'énergies supérieures (à cause du dopage au brome).

Spectre d'émission du *DT*

Les spectres pour le *DT* froid à 17 et 200 *K* ont été calculés (FIG. 3.26) ; afin de terminer cette étude, nous allons à présent relever les mêmes grandeurs que précédemment dans la région du *DT* (TAB. 3.8).

DT froid, 17 *K* Nous observons que le *DT* froid est optiquement mince pour les photons d'énergie supérieure à $\sim 1,5$ *keV*. Ainsi les photons les plus énergétiques du brome ne sont pas absorbés au niveau du *DT* et ne participent donc pas à son préchauffage ; pour conclure seuls les photons issus du rayonnement des atomes de carbone et du brome de

FIG. 3.26 – Spectres d'émission et d'absorption calculés pour le *DT* froid à 200 *K*.

	$\kappa_e = \kappa_a \text{ (cm}^{-1}\text{)}$	$\lambda_e = \lambda_a \text{ (}\mu\text{m)}$	EO	A
72 eV	136660	0,073	1503	1
384 eV	889	11	9,8	1
520 eV	345	29	3,8	0,98
1850 eV	8	1250	0,088	0,084
2400 eV	3,5	2857	0,039	0,038
12500 eV	0,03	$33,3 \cdot 10^4$	$3,3 \cdot 10^{-4}$	$3,3 \cdot 10^{-4}$

TAB. 3.8 – Région du *DT* froid (17 *K*) : opacités d'émission et d'absorption et libres parcours moyens correspondants; estimation des épaisseurs optiques et coefficients d'absorption par énergie de photon.

moins d'un *keV* participent au chauffage du *DT*. Ceci est une conclusion importante de notre étude.

DT* froid, 200 *K Les mêmes conclusions peuvent être faites que précédemment pour le *DT* à 200 *K* (TAB. 3.9).

Nous observons bien l'opacification du *DT* lorsque la température initiale est plus faible d'un facteur $\sim 40,57$ (FIG. 3.27).

Détermination du préchauffage selon l'énergie des photons

Nous venons de voir, en étudiant les opacités d'émission et d'absorption des cibles constituées d'un ablateur *CH* ou *CHBr* et de *DT*, que différentes énergies de photons participaient au préchauffage du combustible.

	$\kappa_e = \kappa_a \text{ (cm}^{-1}\text{)}$	$\lambda_e = \lambda_a \text{ (}\mu\text{m)}$	EO	A
72 eV	3368	2,7	37	1
384 eV	22	460	0,24	0,21
520 eV	9	$1,1 \cdot 10^3$	0,1	0,095
1850 eV	0,2	$5 \cdot 10^4$	0,002	0,002
2400 eV	0,1	10^5	0,001	0,001
12500 eV	0,0048	$2,08 \cdot 10^6$	$5,3 \cdot 10^{-5}$	$5,3 \cdot 10^{-5}$

TAB. 3.9 – Région du *DT* froid (200 K) : opacités d'émission et d'absorption et libres parcours moyens correspondants; estimation des épaisseurs optiques et coefficients d'absorption par énergie de photon.

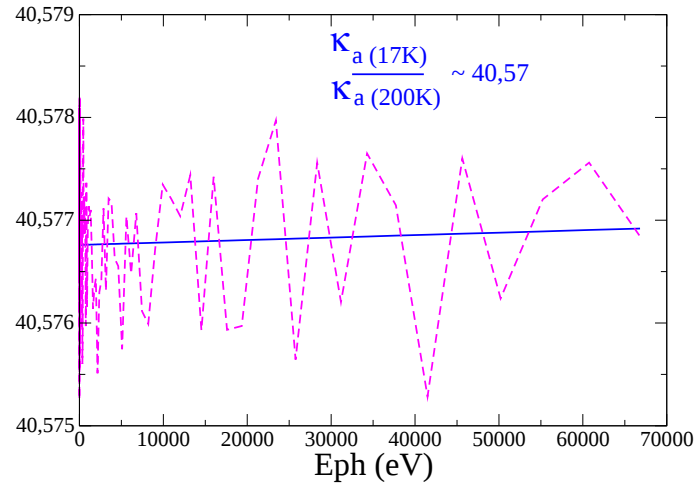


FIG. 3.27 – Rapport des opacités d'absorption du *DT* froid pour deux températures différentes $T_{e0} = 17$ et 200 K.

Suite à cette étude, nous pouvons considérer que les photons de 72 eV issus du rayonnement des atomes de carbone ne jouent quasiment aucun rôle dans le chauffage du *DT* et de l'ablateur froid, car ils sont tous absorbés au niveau du front d'ablation.

Le traitement multigroupe du transfert radiatif par le code CHIC nous permet de choisir l'énergie maximale des photons, en modifiant le paramètre E_{max} . Il est alors possible de quantifier le préchauffage dans le combustible selon l'énergie maximale des photons choisie : nous pouvons alors nous *affranchir* de certaines énergies de photons et donc estimer leur contribution au chauffage de la cible.

Nous allons ainsi nous intéresser plus particulièrement à la contribution des photons appartenant aux groupes d'énergies :

- (A) de 1 eV à 1 keV (dont ceux de 384 eV provenant des atomes de carbone),

- (*B*) de 1 *eV* à 2 *keV*,
- (*C*) de 1 *eV* à 10 *keV*,
- (*D*) de 1 *eV* à 70 *keV*.

Ainsi avec ce découpage des énergies, nous pouvons accéder à la contribution des photons :

- d'énergie supérieure à 10 *keV* par l'opération $((D)-(C))$,
- à celle des photons entre 2 et 10 *keV* par l'opération $((C)-(B))$,
- d'énergie supérieure à 2 *keV* par l'opération $((D)-(B))$,
- à celle des photons entre 1 et 2 *keV* par l'opération $((B)-(A))$,
- d'énergie supérieure à 1 *keV* par l'opération $((D)-(A))$.

Pour les photons d'énergie supérieure à 10 *keV* (dont ceux de 12500 *eV* du brome), nous pourrions ainsi nous assurer que leur contribution est faible, voire négligeable, dans le mécanisme de préchauffage de la cible (ou du moins du *DT*).

Pour toutes les simulations réalisées avec ces choix d'énergies, la même configuration de cible que précédemment (i.e. 110 microns de *DT* et 20 microns d'ablateur à une température initiale de 17 *K*) est considérée.

Nous relevons les profils hydrodynamiques obtenus par simulations CHIC avec un paramètre E_{max} choisi dans les groupes *A*, *B*, *C* ou *D* et les comparons aux profils obtenus avec toutes les énergies de photons prises en compte ($E_{max} = 70$ *keV*). Pour comparer les données, nous choisissons un temps $t = 0,5$ *ns* ; le choc n'a pas encore débouché. Ainsi, nous pouvons encore étudier les zones bien spécifiques du front d'ablation, de l'ablateur froid et du *DT* froid.

Contribution des photons de plus d' 1 *keV* Nous prenons une énergie maximale de photons pour le traitement multigroupe du transfert radiatif de $E_{max} = 1$ *keV* ; ainsi les énergies supérieures de photons ne sont pas prises en compte et seule la contribution des photons entre 0 et 1 *keV* peut être estimée.

Sur les profils de température électronique et densité, nous observons que la contribution des photons de plus d'1 *keV* est forte au niveau de la couronne ; en effet, l'absorption de l'énergie laser est modifiée par les photons les plus énergétiques : la couronne est plus chaude. Les photons émis dans la couronne se propagent aussi bien vers le laser que dans la direction de la cible ; ainsi, moins d'énergie est convertie en rayonnement au niveau de la couronne et la température est légèrement supérieure.

Lorsque nous nous intéressons au rapport des températures électroniques dans la cible lorsque toutes les énergies de photons sont considérées ($E_{max} = 70$ *keV*) ou seulement

celles de moins d' 1 keV , nous observons que la contribution la plus importante des photons d'énergie supérieure à 1 keV se situe au niveau de l'ablateur froid. Ceci confirme les conclusions que nous avons faites dans l'étude précédente : les photons de plus d' 1 keV sont majoritairement absorbés au niveau du front d'ablation et de l'ablateur froid comme le suggère la valeur élevée du rapport des températures électroniques à cet endroit (FIG. 3.28). Au niveau du *DT* froid, la valeur de ce rapport est de 2.4, ce qui est relativement faible.

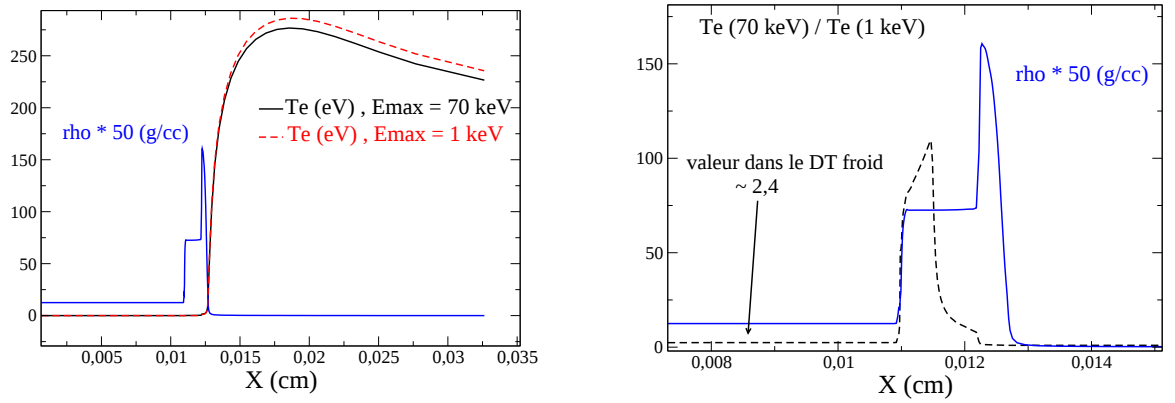


FIG. 3.28 – Contribution des photons jusqu'à 1 keV sur la température dans une cible *CHBr-DT* au temps $t = 0,5\text{ ns}$.

Les mêmes conclusions peuvent être faites en étudiant les rapports de la densité et de la pression dans la cible ; ces rapports ont des valeurs élevées au niveau de l'ablateur principalement. Dans la région du *DT* froid, la pression n'augmente que d'un facteur 1,45 et la densité n'est pas influencée.

Contribution des photons de plus de 2 keV Par rapport au paragraphe précédent, nous tenons compte à présent des photons issus du rayonnement des atomes de brome d'énergie 1850 eV qui étaient visibles sur les spectres d'émission calculés auparavant.

Lorsque nous représentons les profils de température électronique et densité de la cible pour les énergies maximales des photons de 1, 2 et 70 keV , nous observons que les photons à présent pris en compte (i.e. entre 1 et 2 keV) ont une influence sur la température de la couronne. En effet, nous nous rapprochons à présent des profils obtenus en tenant compte de toutes les énergies de photons ; l'émission de photons au niveau de la couronne est plus forte, la couronne est moins chaude. Nous en déduisons que ce sont les photons d'énergie entre 1 eV et 2 keV qui ont la contribution la plus forte sur l'hydrodynamique de la cible (FIG. 3.29).

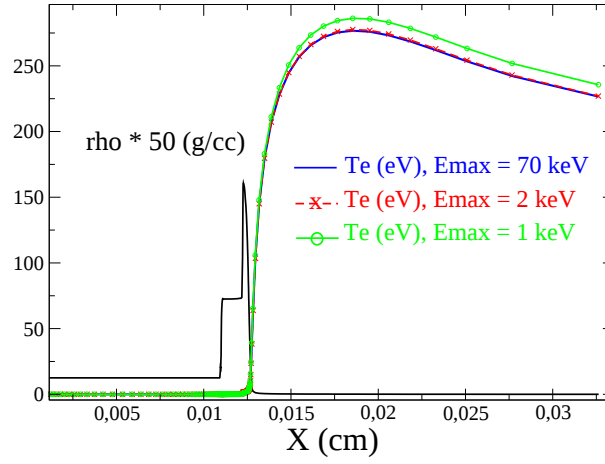


FIG. 3.29 – Contribution des photons de plus d'1 keV sur la température dans une cible $CHBr$ -DT au temps $t = 0,5 ns$.

Lorsque nous nous intéressons au rapport des températures électroniques dans la cible lorsque toutes les énergies de photons sont considérées ($E_{max} = 70 keV$) ou seulement celles de moins de 2 keV , nous observons que la contribution la plus importante des photons d'énergie supérieure à 2 keV se situe au niveau de l'ablateur froid et de l'interface $CHBr$ -DT (FIG. 3.30).

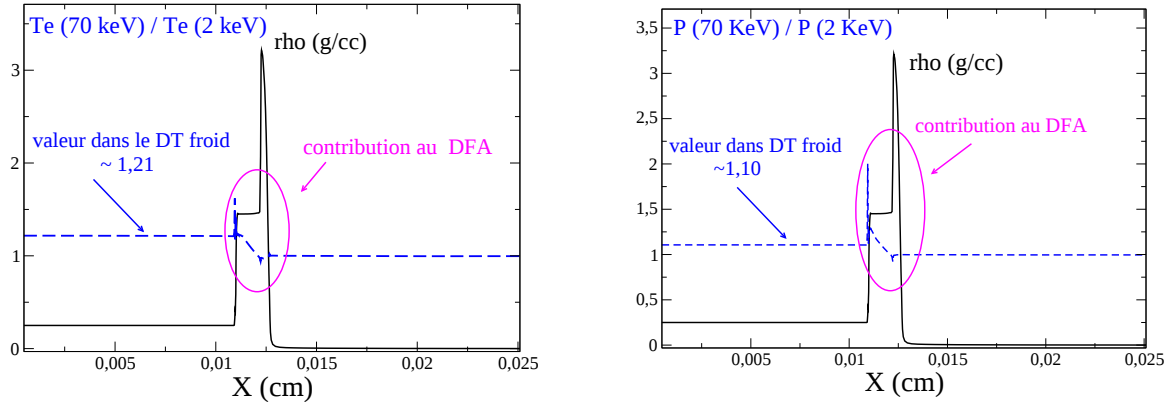


FIG. 3.30 – Contribution des photons jusqu'à 2 keV sur la température dans une cible $CHBr$ -DT au temps $t = 0,5 ns$ sur la température T_e (figure de gauche) et la pression P (figure de droite).

Ceci confirme les conclusions que nous avons faites dans l'étude précédente : les photons de plus de 2 keV sont majoritairement absorbés au niveau du front d'ablation et de l'ablateur froid : la valeur du rapport des températures électroniques à cet endroit est inférieure à 1, ainsi $T_e(70keV) < T_e(2keV)$, les photons sont absorbés à cet endroit et

dans la température y est plus élevée.

Au niveau du *DT* froid, la valeur de ce rapport est de 1,21, ce qui est encore plus faible que la valeur précédente. Ainsi, il apparaît que plus les énergies des photons émis sont élevées, plus la température électronique est grande dans la cible ; celle-ci est alors moins opaque au rayonnement et le *DT* est donc moins chauffé.

Les mêmes conclusions peuvent être faites à partir des profils de pression dans la cible. Nous observons également que ces photons ont une incidence sur le chauffage et donc l'hydrodynamique au niveau du front d'ablation et de l'ablateur froid.

Nous accédons à la contribution seule des photons entre 2 et 70 *keV* par l'opération $((D)-(B))$.

Nous observons que ces photons sont surtout absorbés au niveau du front d'ablation et du deuxième front d'ablation, mais ne contribuent pas au chauffage du *DT* car la différence des températures à cet endroit est nulle.

Ainsi, ce sont ces photons énergétiques qui contribuent à la formation de la structure DFA.

Contribution des photons entre 1 et 2 *keV* Nous accédons à la contribution seule des photons entre 1 et 2 *keV* par l'opération $((B)-(A))$ mentionnée auparavant (FIG. 3.31).

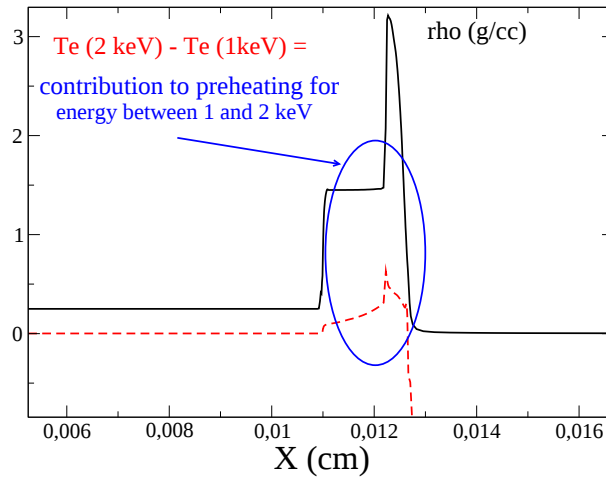


FIG. 3.31 – Influence des photons entre 1 et 2 *keV* sur la température dans une cible *CHBr-DT* au temps $t = 0,5 \text{ ns}$.

Il apparaît que ces photons sont surtout absorbés au niveau du front d'ablation et de l'ablateur froid, mais ne contribuent pas au chauffage du *DT*. En effet, la différence des

températures électroniques dans le *DT* est quasiment nulle.

Contribution des photons de plus de 10 keV Sur les profils de température électronique obtenus, nous observons une différence quasiment nulle lorsque toutes les énergies de photons sont prises en compte, ou seulement ceux d'énergie jusqu'à 10 keV. Ainsi, les profils obtenus avec $E_{max} = 2$ keV ou 10 keV sont très similaires ; ces photons énergétiques supplémentaires ont peu d'influence sur la température de la couronne et de la cible.

Nous observons sur les rapports des profils de densité obtenus avec $E_{max} = 70$ keV et $E_{max} = 10$ keV que la valeur de ce rapport diffère de 1 seulement au niveau de l'ablateur froid et du front d'ablation (FIG. 3.32).

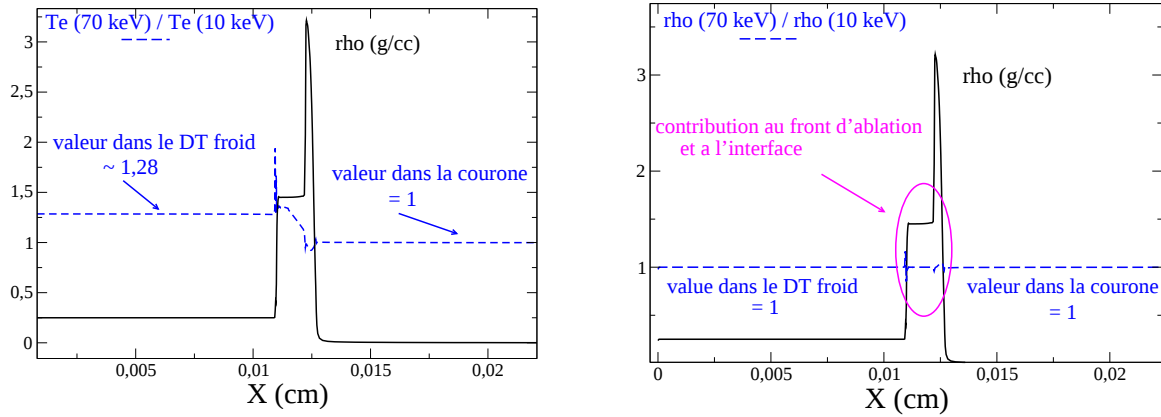


FIG. 3.32 – Contribution des photons jusqu'à 10 keV sur la température (figure de gauche) et le densité (figure de droite) dans une cible *CHBr-DT* au temps $t = 0,5$ ns.

Ainsi il apparaît que ces photons influencent principalement la structure DFA, mais pas le chauffage du *DT*. Ceci se confirme sur le rapports des profils de température ; la valeur dans le *DT* est à présent de 1,28 au lieu de 1,21 obtenue pour $E_{max} = 2$ keV (FIG. 3.32). Les photons supplémentaires pris en compte ici n'augmentent que peu le rapport des températures dans le *DT* ; nous en déduisons que dans le *DT*, $T_e(2 \text{ keV})/T_e(10 \text{ keV}) \sim 1,05$, donc des températures similaires.

Rappelons que la prise en compte des photons entre 1 et 2 keV avait changé cette valeur de 2,4 à 1,21 et donc que dans le *DT*, $T_e(2 \text{ keV})/T_e(1 \text{ keV}) \sim 1,98$, ce qui est beaucoup plus élevé.

Ainsi, ce sont bien les photons d'énergies jusqu'à 1 keV qui participent majoritairement au chauffage du *DT* et de l'ablateur froid, tandis que les photons plus énergétiques sont

absorbés au niveau du front d'ablation et contribuent au chauffage de l'ablateur et à la formation de la structure DFA.

3.2 Conclusions

Nous venons d'étudier les mécanismes d'absorption et d'émission lors de l'irradiation d'une cible ablateur- DT , avec un ablateur en CH et en $CHBr$. Les résultats obtenus montrent que plus l'ablateur est opaque, moins le préchauffage du combustible est important.

Cette étude nous permet d'observer que l'utilisation d'une cible avec ablateur dopé, telle que la cible $CHBr-DT$, ne provoque pas de préchauffage supplémentaire de la partie combustible, car le DT est optiquement mince aux photons de plus de 2 keV .

En effet, nous venons de voir que contrairement aux premières idées que nous avons, le préchauffage du DT est moins fort lorsqu'un ablateur dopé est utilisé plutôt qu'un ablateur CH .

Les effets radiatifs sont alors non négligeables et la conversion de l'énergie laser incidente en rayonnement est efficace. La taille caractéristique ainsi que la valeur de la densité du front d'ablation sont modifiées ; cette zone est moins dense et plus épaisse que la région du front d'ablation du CH .

Il s'en suit que les régions du front d'ablation et de l'ablateur froid sont plus opaques pour l'ablateur $CHBr$ et ainsi les photons émis au niveau de la couronne y sont davantage réabsorbés. Le DT froid est par suite moins chauffé.

De plus, la réabsorption des photons de plus haute énergie émis par les atomes de brome au niveau du front d'ablation participe à la création d'une structure DFA. L'élargissement du front d'ablation, l'augmentation de la vitesse et de la pression d'ablation, la valeur plus faible de la densité au front d'ablation ainsi que des gradients de densité et pression moins raides font que l'ablateur $CHBr$ semble plus stable au sens Rayleigh-Taylor. De plus, l'émission de rayonnement X forte permet de lisser les non uniformités laser, en partie à l'origine du développement des instabilités hydrodynamiques.

Ceci est en accord avec [3], qui a montré que pour des cibles minces ($dx \leq 12\text{ }\mu m$), un ablateur de Z faible était essentiel pour minimiser le préchauffage radiatif, mais que pour des cibles plus épaisses ($dx \geq 18 - 20\text{ }\mu m$), le préchauffage par le rayonnement X était négligeable devant le préchauffage induit par le choc et qu'il était donc possible d'utiliser des ablateurs de Z modérés. En effet, nous obtenons alors une pression d'ablation plus élevée (absorption plus efficace car proportionnelle à Z) et l'émission de rayonnement X assez forte permet de lisser les non-uniformités laser en partie à l'origine du développement des instabilités hydrodynamiques.

Une étude complémentaire des opacités d'absorption des matériaux utilisées a été réalisée. Ces opacités ont été calculés pour différentes régions de la cible, telles que la couronne, le front d'ablation et le matériau froid et ont permis de découvrir la physique du préchauffage.

Nous avons pu ainsi connaître quelles énergies de photons émis dans la couronne étaient présentes dans la cible et à quel mécanisme ces photons participaient.

Ainsi, nous avons vu que le *DT* était optiquement mince aux photons d'énergie supérieure à 2 *keV* et donc que les photons émis par les atomes de brome ne causaient pas de préchauffage supplémentaire. Il s'est avéré que le *CHBr* était plus opaque que le *CH* au niveau du front d'ablation et du matériau froid et qu'ainsi davantage de photons y étaient localement absorbés et participaient donc à la création de la structure DFA et à l'élargissement de la taille caractéristique du front d'ablation.

La même étude peut être réalisée pour des matériaux présentant des structures DFA bien définies, comme l'aluminium et la silice. Outre la caractérisation du préchauffage dans le matériau combustible en aval, l'étude des spectres d'émission calculés dans les différentes régions des DFA (couronne, premier front, deuxième front et plateau) permet de comprendre comment les photons incidents vont participer à la création des DFA. En effet, l'opacification du matériau selon sa température et densité est à l'origine de l'absorption localisée des photons incidents et de l'apparition d'un ou deux front d'ablation selon le matériau.

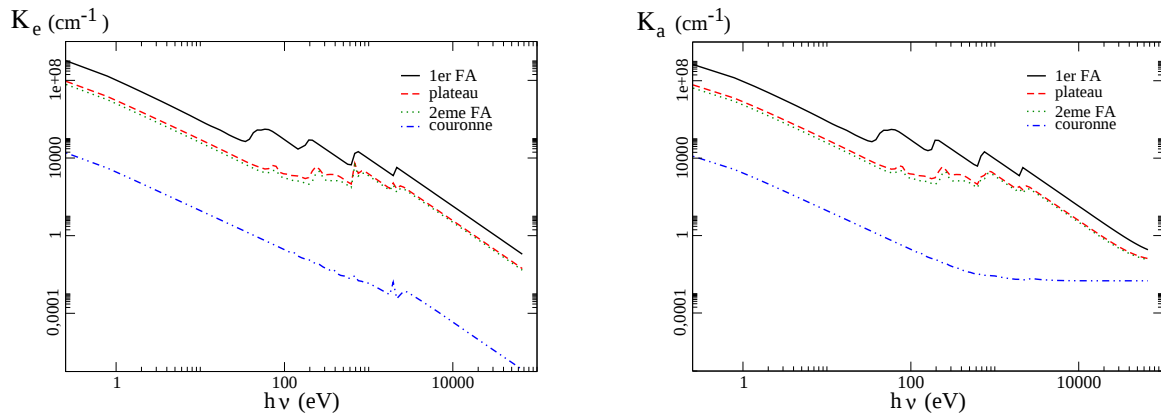


FIG. 3.33 – Opacité d'émission (figure de gauche) et d'absorption (figure de droite) pour les différentes zones d'intérêt de la structure DFA obtenue pour la silice éclairée à 100 TW/cm^2 au temps 1 ns .

Bibliographie

- [1] Fujioka S., Sunahara A., Nishihara K., Ohnishi N., Johzaki T., Shiraga H., Shigemori K., Nakai M., Ikegawa T., Murakami M, Nagai K. et al., Suppression of Rayleigh-Taylor instability due to radiative ablation in brominated plastic targets, Phys. of Plasmas **11**, 2814 (2004)
- [2] Dautray R. et Watteau J.P., *“La fusion thermonucléaire inertielle par laser”*, collection du CEA, édition EYROLLES, 1993
- [3] Pépin H., Fabbro R., Faral B., Amiranoff F., Virmont J., Cottet F. et Romain J.P., The x-rays emission, ablation pressure, and preheating for foils irradiated at 0,26 μm wavelength, Phys. Fluids **28**, 11 (1985)

Chapitre 4

Un nouveau modèle théorique pour les structures DFA

Dans ce chapitre, un nouveau modèle théorique pour les structures DFA est présenté. Comme nous l'avons vu dans les chapitres précédents, la prise en compte des effets radiatifs est essentielle pour comprendre la création et le comportement de ces structures.

Ce nouveau modèle prend en compte deux mécanismes de transport de l'énergie et considère des hypothèses similaires à celles utilisées par [1]. Nous commencerons ainsi ce chapitre en présentant le modèle quasi-isobare de Kull, qui est la base de ce travail.

Des hypothèses supplémentaires ont de plus dûes être faites pour prendre en compte les opacités et les grandeurs radiatives, car leur modélisation était trop complexe pour être traité analytiquement. La prise en compte de ces opacités se fera avec le traitement simplifié présenté au Chapitre 1.

De plus, de nouveaux paramètres caractéristiques de ce modèle sont présentés et permettent d'obtenir des profils 1D hydrodynamiques (température, densité). Ils seront alors comparés à ceux obtenus par des simulations réalistes via le code CHIC.

Le contenu de ce chapitre fait l'objet d'un article [9].

4.1 Hypothèses et équations du modèle isobare

Le modèle développé par Kull [1] [2] considère un écoulement incompressible et accéléré en faisant une approximation de quasi-isobaricité dans la région du front d'ablation. Plus récemment, d'autres auteurs ont repris ce modèle [3] et utilisé une méthode analytique pour obtenir le taux de croissance de l'instabilité Rayleigh-Taylor ablative.

Dans ce modèle, les fronts d'ablation subsoniques sont ainsi décrits par un modèle de transport diffusif à une température. Le flux thermique est approché par une formule

empirique $\kappa(T_e) \sim \kappa_0 T_e^\nu$. La contribution des flux de chaleur électroniques et radiatifs est répercutée sur la valeur du coefficient ν , qui peut alors grandement différer de la valeur $\nu = 2,5$ donnée par Spitzer si les effets radiatifs ne sont pas négligeables.

Selon les travaux de [1]-[6], les fronts d'ablation subsoniques peuvent être caractérisés par un deuxième paramètre sans dimension : le nombre de Froude $Fr = (V_a^2)/(gL_0)$, g étant l'accélération, V_a la vitesse d'ablation et L_0 la taille caractéristique du front d'ablation.

La longueur minimale de gradient de densité L_m et la taille caractéristique du front d'ablation L_0 sont alors proportionnelles :

$$L_m = \min \left| \frac{\rho}{\frac{d\rho}{dx}} \right|, \quad (4.1)$$

et

$$L_0 = L_m \frac{\nu^\nu}{(\nu + 1)^{(\nu+1)}}. \quad (4.2)$$

Comme nous venons de le dire, ce modèle utilise une approximation de quasi-isobaricité au voisinage du front d'ablation, qui permet d'obtenir une relation très simple entre la densité, la température électronique et la pression d'ablation en supposant la loi des gaz parfaits

$$R\rho T_e \sim R\rho_a T_a \sim P_a,$$

ρ_a et T_a étant les valeurs de la densité et température prises au front d'ablation (repéré par le maximum de densité) et R la constante des gaz parfaits (FIG. 4.1).

Des expressions analytiques pour les profils de densité et de pression de l'écoulement sont alors obtenues à partir des deux équations de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie en approximation quasi-isobare

$$\frac{d\xi}{dx} = -\xi^{\nu+1} \frac{1-\xi}{L_0}, \quad (4.3)$$

et

$$\frac{1}{\Pi_a^2} \frac{d\Pi}{dx} = \frac{1}{\xi^2} \frac{d\xi}{dx} + \frac{\xi}{Fr L_0}, \quad (4.4)$$

avec $\xi = \frac{\rho}{\rho_a}$, $\Pi = \frac{P}{P_a}$ et $\Pi_a = \frac{V_a}{\sqrt{P_a/\rho_a}}$.

Nous observons que ces profils dépendent uniquement des trois paramètres Π_a , ν et Fr . Ainsi, la zone instable qui, rappelons le, satisfaisait à la condition minimale $\vec{\nabla}\rho \cdot \vec{\nabla}P < 0$ ne dépendra que de ν et Fr également. Ceci justifie le besoin de bien caractériser ces paramètres, afin d'étudier la stabilité du front d'ablation par la suite.

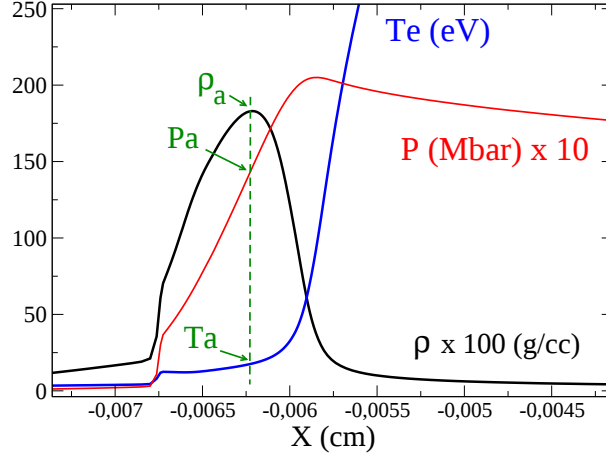


FIG. 4.1 – Profils de densité, température électronique et pression simulés ; définition des grandeurs du modèle au front d’ablation.

Pour appliquer ce modèle, nous utilisons les profils hydrodynamiques obtenus par les simulations numériques CHIC, car ce code permet une modélisation complète des mécanismes physiques intervenants et de définir à chaque instant les paramètres Fr , L_0 , ν et Π_a .

Dans ce travail, nous nous inspirons alors de la méthode décrite par [3]. A chaque instant, les profils de densité et de pression simulés avec le code 1D sont “fittés” par les profils analytiques obtenus avec le modèle quasi-isobare.

Pour les profils de pression et densité simulés, les quantités normalisées $\xi_s = \rho/\rho_a$ et $\Pi_s = P/P_a$ sont définies.

Si l’écoulement suivait parfaitement le modèle diffusif à une température, les profils simulés seraient des solutions exactes des équations (4.3) et (4.4). Mais ce n’est pas le cas, car le modèle de l’hydrodynamique radiative du code CHIC est plus complexe. Par conséquent, remplacer la variable ξ de l’équation (4.3) par la variable issue des simulations ξ_s induit une erreur.

Cette erreur est définie en prenant le logarithme de l’équation (4.3),

$$Err_1 = (\nu + 1) \ln(\xi_s) - \ln\left(-\frac{d\xi_s}{dx} \frac{L_0}{1 - \xi_s}\right). \quad (4.5)$$

Cette erreur commise lors du fit entre les profils simulés et analytiques est alors calculée, puis minimisée sur une région choisie. Par exemple, nous pouvons considérer une région limitée par ξ_{max} et ξ_{min} sur le profil de densité comme $\xi_{max} \sim 0,99$ (correspondant au maximum de densité, i.e. au front d’ablation) et $\xi_{min} \sim 0,01$ (correspondant à des densités proches de la densité critique); ainsi la quasi totalité du profil est prise en compte dans la région du front d’ablation et permet ensuite d’estimer les paramètres du modèle.

L'erreur quadratique intégrée sur la région $[\xi_{min}, \xi_{max}]$ est définie par

$$\delta(\nu, L_0) = \int_{\xi_{min}}^{\xi_{max}} [Err_1]^2 d\xi_s. \quad (4.6)$$

Cette erreur quadratique intégrée $\delta(\nu, L_0)$ est alors minimisée en écrivant

$$\frac{\partial \delta(\nu, L_0)}{\partial L_0} = \frac{\partial \delta(\nu, L_0)}{\partial \nu} = 0. \quad (4.7)$$

En substituant l'expression de δ (équation (4.6)) dans l'équation (4.7), les estimations des paramètres ν et L_0 sont obtenues.

De la même manière, les paramètres Fr et Π_a sont déterminés en minimisant l'erreur quadratique intégrée η commise sur l'équation de conservation de la quantité de mouvement

$$\delta(\nu, L_0) = \int_{\xi_{min}}^{\xi_{max}} [Err_2]^2 d\xi_s, \quad (4.8)$$

soit

$$\eta(Fr, \Pi_a) = \int_{\xi_{min}}^{\xi_{max}} \left(\frac{1}{\Pi_a^2} \frac{d\Pi_s}{dx} - \frac{1}{\xi_s^2} \frac{d\xi_s}{dx} - \frac{\xi_s}{Fr L_0} \right)^2 dx, \quad (4.9)$$

avec $\Pi_s = P_s/P_a$ le profil de pression simulé normalisé par la pression au front d'ablation.

La vitesse d'ablation V_a est estimée à partir du paramètre du modèle Π_a telle que $V_a = \Pi_a \sqrt{P_a/\rho_a}$ et l'accélération g à partir de la définition du nombre de Froude et des paramètres V_a , Fr et L_0 , telle que $g = V_a^2/(Fr L_0)$.

Les paramètres du modèle ainsi estimés seront utilisés dans la deuxième partie de la thèse, afin d'obtenir le taux de croissance de l'instabilité Rayleigh-Taylor ablative.

Les équations pour la densité et la pression (4.3 et 4.4) stationnaires et en approximation quasi-isobare sont alors résolues simultanément. Ceci permet de comparer les profils simulés et calculés pour la densité et la pression et ainsi d'obtenir l'estimation des paramètres du modèle.

4.1.1 Calcul des profils de densité et de pression

Nous choisissons premièrement d'appliquer ce modèle à une plaque plane de DT . Ce matériau est peu sensible aux effets radiatifs; de plus, les fronts d'ablation obtenus par simulation CHIC sont assez raides et le nombre de Froude attendu pour l'écoulement est supérieur à 1. Ainsi, ce modèle quasi-isobare est bien applicable ici.

Nous considérons donc une plaque de DT de $100 \mu m$ d'épaisseur, éclairée avec une intensité laser modérée de $I_L = 50 TW/cm^2$. Les profils simulés sont alors fittés par les profils analytiques, afin d'obtenir les paramètres du modèle.

Dans un premier temps, nous allons comparer les profils de densité et de pression calculés avec ces paramètres et ceux obtenus par simulation numérique (FIG. 4.2).

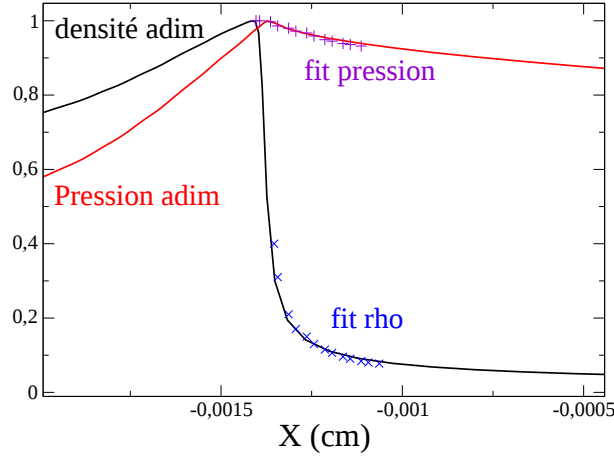


FIG. 4.2 – Profils de densité et pression simulés et calculés dans l’approximation quasi-isobare pour une cible DT en phase d’accélération.

Nous observons un bon accord entre les profils calculés et simulés ; les paramètres du modèle semblent donc bien estimés.

Nous observons également que l’approximation isobare n’est pas exacte dans toute la région d’ablation, mais que la pression varie peu avant le front d’ablation ; une approximation quasi-isobare est donc plus réaliste.

Les paramètres de l’écoulement obtenus sont alors

- $V_a \sim 2,9 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$,
- $g \sim 9,6 \cdot 10^{15} \text{ cm/s}^2$,
- $L_0 \sim 0,025 \text{ } \mu\text{m}$,

et les paramètres du modèle

- $\nu \sim 2,1$,
- $Fr \sim 3,5$.

Nous observons que le coefficient pour la conductivité thermique est proche de la valeur 2,5 donnée par la théorie de Spitzer. Ainsi, le fait de considérer seulement une formule pour le transport thermique pour ce matériau est raisonnable ; en effet, le DT ayant un numéro atomique faible, les effets radiatifs peuvent être pris en compte dans le modèle de diffusion à une température en faisant varier ν . L’écart entre la valeur de $\nu = 2,1$ estimée ici et la valeur 2,5 donnée par Spitzer vient de l’approximation isobare dans la région d’ablation qui n’est pas exactement vérifiée (voir FIG. 4.2) et des faibles effets radiatifs.

Notons toutefois que ces résultats sont en accord avec ceux donnés par [3].

Nous observons que pour ce matériau, l'épaisseur du front d'ablation L_0 est faible : les gradients de densité et température sont raides. De plus, le nombre de Froude est bien supérieur à 1. La formule obtenue par [7] pour la stabilité Rayleigh-Taylor sera donc applicable ici, d'autant plus que les effets radiatifs sont faibles.

Appliquons à présent ce modèle à des cibles constituées de matériaux tels que l'aluminium ou le plastique dopé ; avec ces matériaux de Z plus élevés, les effets radiatifs ne sont plus négligeables et le mécanisme de transport radiatif pour l'énergie doit être pris en compte. De plus, nous obtenons avec ces matériaux des structures à double front d'ablation ; ces structures non classiques peuvent présenter des difficultés dans l'utilisation de ce modèle, notamment pour le choix de la région d'intégration des profils.

Comme précédemment pour la cible DT (FIG. 4.2), les profils de pression et de densité sont calculés simultanément en résolvant les équations (4.3) et (4.4).

Dans les deux sous-sections suivantes, nous regarderons dans un premier temps les profils de densité, puis dans un deuxième temps les profils de pression par soucis de clarté, bien qu'ils soient calculés ensemble.

4.1.2 Approximation des profils de densité avec transport radiatif

Le modèle quasi-isobare, qui, rappelons-le, ne tient compte des effets radiatifs que dans le choix du paramètre ν et considère une seule température pour la matière et le rayonnement semble de ce fait ne pas être applicable sans modification aux cibles d'aluminium et de plastique dopé.

De plus, le fait de considérer une région pour l'intégration de l'erreur entre les profils calculés et simulés qui contient à la fois le maximum de densité (ξ_{max}) et la densité de coupure ($\sim \xi_{min}$) ne reproduit pas bien l'épaisseur du front principal.

Or, il est nécessaire de bien reproduire ce front, car il contient les informations essentielles pour l'étude de la stabilité Rayleigh-Taylor de la cible.

Nous utilisons donc une méthode "transverse", consistant à tenir compte non pas de la densité critique (située au delà du front secondaire dans le cas des structures DFA), mais de la densité au niveau du plateau (FIG. 4.3). En effet, il suffit que la borne finale dans le calcul des paramètres contienne une densité faible devant la densité maximale (i.e. du front d'ablation principal) pour que le fit entre les profils analytiques et simulés soit bien réalisé.

C'est le cas pour les structures DFA, où la densité au niveau du plateau est de l'ordre de

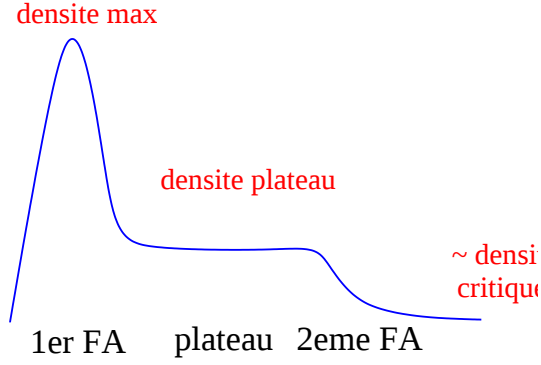


FIG. 4.3 – Profil de densité type pour une structure DFA et localisation des densités maximum, du plateau et critique.

2/10 à 4/10 de la densité maximale.

Cette densité peut être estimée dans le code grâce à la relation obtenue entre ρ_{mini} et ρ_{max} donnée dans le Chapitre 2 pour une intensité laser donnée (par exemple dans le cas de l'aluminium, voir la relation (2.7)). Ainsi pour que le modèle quasi-isobare soit applicable aux structures DFA, nous prendrons $\xi_{min} = \rho_{mini}/\rho_a$.

Cible $CHBr$

Comparons alors, pour une cible plane constituée du matériau $CHBr_{4\%}$, éclairée à une intensité laser $I_L = 200 \text{ TW/cm}^2$ après une rampe linéaire de 100 ps (loi laser identique à celle considérée par [3]), les profils de densité simulés et calculés avec les paramètres du modèle obtenus pendant la phase d'accélération (FIG. 4.4). Celle-ci débute à $t > t_{choc} \sim 0,35 \text{ ns}$ dans ce cas.

Nous observons un bon accord entre les profils calculés et simulés; cette observation nous permet de dire que les paramètres du modèle ν et Fr , ainsi que les paramètres de l'écoulement L_0 , L_m , V_a et g sont a priori correctement estimés.

Nous avons obtenu pour cette cible :

- $V_a \sim 3,7 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$,
- $g \sim 7,3 \cdot 10^{15} \text{ cm/s}^2$,
- $L_0 \sim 1,7 \text{ } \mu\text{m}$,
- $\nu \sim 0,57$,
- $Fr \sim 0,11$.

Nous remarquons que le coefficient ν obtenu ici est très différent de la valeur 2,5 du modèle de Spitzer.

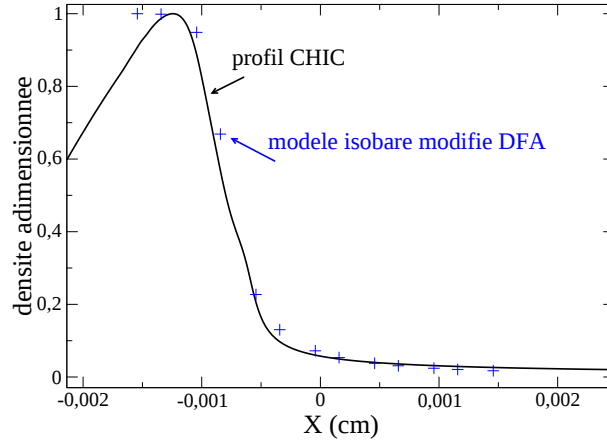


FIG. 4.4 – Profils de densité adimensionnés simulés et calculés dans l’approximation quasi-isobare pour une cible *CHBr* au temps $t = 0,75 \text{ ns}$; l’axe des abscisses représente la distance dans la cible (en *cm*) et l’axe des ordonnées la densité adimensionnée ρ/ρ_a , ρ_a étant la densité au front d’ablation principal (densité maximale).

Ceci est dû au fait que le transport radiatif est non négligeable pour ce matériau. Le modèle quasi-isobare ne prend en compte qu’un seul mécanisme de transport de l’énergie sous la forme $-\kappa T^\nu \nabla T$ et une seule température T_e pour le rayonnement et la matière. Le paramètre ν est ainsi “libre”, c’est à dire ajustable pour représenter au mieux les profils simulés avec une modélisation complète des transports électronique et radiatif. C’est pourquoi la valeur de ce paramètre peut être inférieure à 1.

De même nous nous trouvons dans un régime d’écoulement pour lequel le nombre de Froude est également inférieur à 1, domaine plus difficile à étudier du point de vue de la stabilité linéaire [6].

Cible *Al*

Comparons à présent les profils de densité obtenus pour une cible d’aluminium de $20 \mu\text{m}$ d’épaisseur, éclairée à $100 \text{ TW}/\text{cm}^2$ durant la phase d’accélération (débutant à $t > t_{choc} \sim 0,7 \text{ ns}$).

Les profils de densité calculés avec et sans la modification du modèle (au niveau de la borne ξ_{min}) sont représentés sur la figure FIG. 4.5.

Nous observons le bon accord entre les profils simulés et calculés avec la modification DFA : l’épaisseur du front est bien reproduite ainsi que l’entame du plateau. Pour le profil calculé sans cette modification, nous observons que l’épaisseur du front est surestimée et l’entame du plateau non reproduite. Ainsi il semble que pour caractériser ce front principal et donc l’instabilité Rayleigh-Taylor, une modification est nécessaire pour l’estimation des

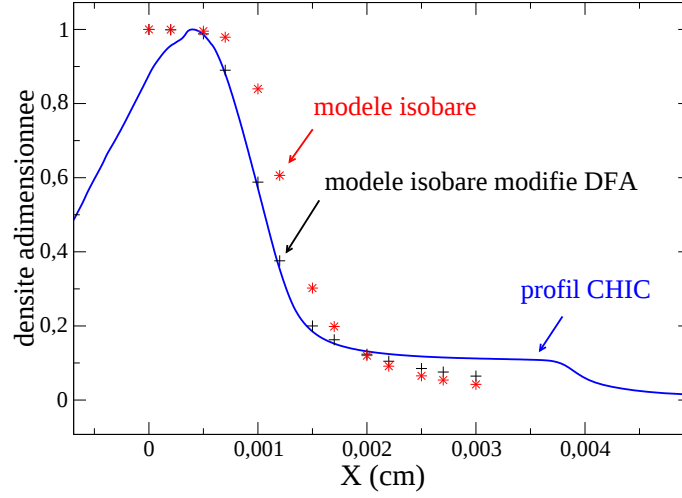


FIG. 4.5 – Profils de densité simulés et calculés dans l’approximation quasi-isobare, avec (+) et sans (*) modification pour DFA, pour une cible Al au temps $t = 1,5 \text{ ns}$.

paramètres du modèle.

Finalement, nous pouvons vérifier la bonne estimation des paramètres (g , L_0 , L_m , et V_a) du modèle de [3] modifié pour les DFA en les comparant aux valeurs calculées par les diagnostics d’ablation du code CHIC ; ceci nous permettra de voir quels sont les paramètres mal calculés avec le modèle quasi-isobare, avant d’estimer le taux de croissance de l’instabilité.

Nous représentons donc les valeurs de g , L_0 , L_m et V_a calculées pour plusieurs temps avec le modèle de [3] modifié et ces mêmes valeurs estimées par les diagnostics inclus dans le code CHIC, pour une cible d’aluminium de $20 \mu\text{m}$ d’épaisseur, éclairée à $I_L = 100 \text{ TW/cm}^2$ (FIG. 4.6 et FIG. 4.7).

Nous observons un bon accord entre les valeurs estimées par les diagnostics inclus dans le code CHIC et les valeurs calculées par le modèle quasi-isobare de [3] pour les paramètres g , V_a et L_m pendant la phase d’accélération.

Le modèle quasi-isobare donne des résultats moins cohérents avant la phase d’accélération (pour ce cas vers $0,75 \text{ ns}$). Ceci n’est pas surprenant car ce modèle considère une hypothèse de stationnarité de l’écoulement. Avant la phase d’accélération et quelques dizaines de picosecondes après, le régime d’ablation n’est pas bien établi ce qui explique les écarts observés ici.

Quant à la grandeur L_0 , elle apparaît très sous-estimée par les diagnostics du code CHIC, car initialement seul le flux thermique électronique avec $\nu = 2,5$ (Spitzer) y est

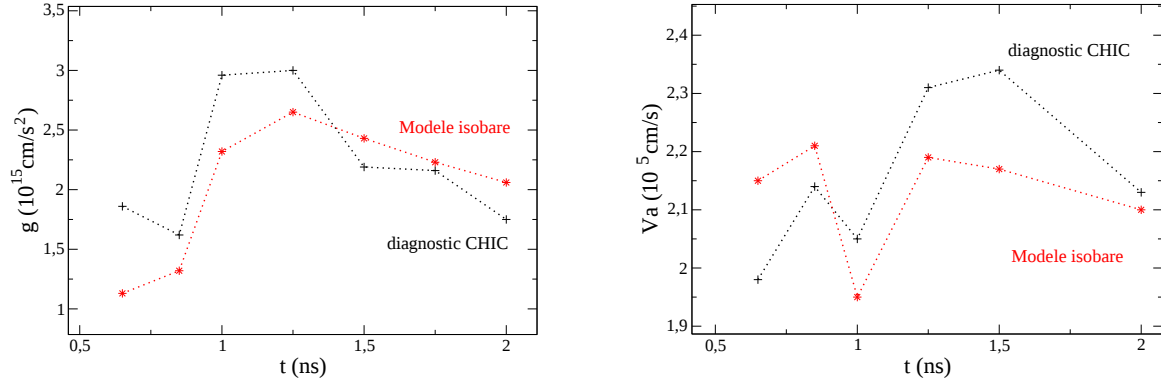


FIG. 4.6 – Comparaison des grandeurs g (figure de gauche) et V_a (figure de droite) obtenues avec CHIC et le modèle quasi-isobare pour une cible Al .

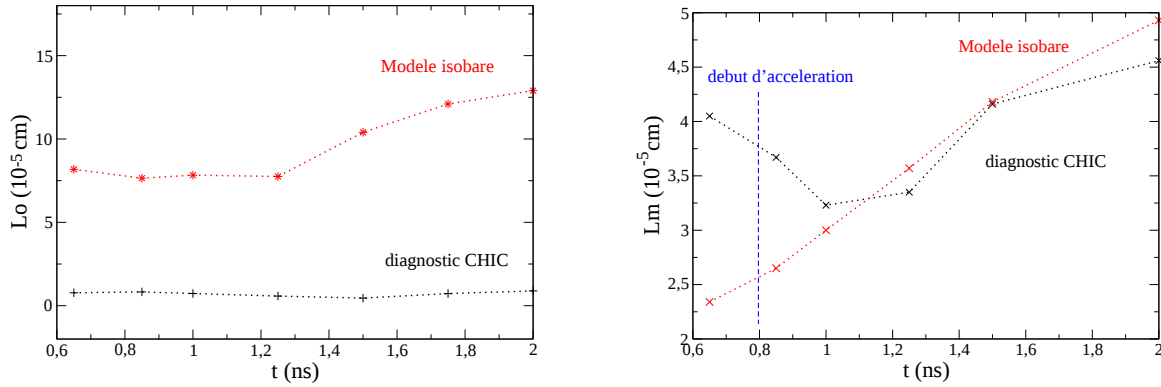


FIG. 4.7 – Comparaison des grandeurs L_0 (figure de gauche) et L_m (figure de droite) obtenues avec CHIC et le modèle quasi-isobare pour une cible Al .

considéré pour calculer l'épaisseur du front d'ablation, telle que

$$L_0 \sim \frac{\kappa_0 T_a^{2,5}}{\rho_a V_a}.$$

Il est donc nécessaire dans CHIC de modifier ce diagnostic. En effet, le coefficient ν n'est plus libre et ainsi ne permet pas de répercuter la contribution des effets radiatifs sur la grandeur L_0 . Ces effets radiatifs tendent à élargir le front d'ablation, donnant ainsi une largeur caractéristique plus grande ; il faut alors ajouter à la valeur de L_0 calculée avec la contribution du transport thermique électronique une longueur caractéristique du transport radiatif telle que $L = L_0 + L_{rad}$.

Ceci sera fait dans le modèle théorique pour les DFA qui prend en compte les deux mécanismes de transport de l'énergie.

Nous observons sur ces figures (FIG. 4.6 et FIG. 4.7) que les grandeurs g et V_a varient peu temporellement au cours de la phase d'accélération. Pour g , sa valeur diminue

légèrement après une phase où elle est quasi constante (entre 1 et 1,3 ns). Quant à V_a , elle a tendance à augmenter sur ce même intervalle de temps, puis à diminuer. Ainsi, cet intervalle correspond à l'établissement du régime accéléré.

Pour la grandeur L_0 , elle augmente dès le début de la phase d'accélération ; le nombre de Froude a quant à lui tendance à diminuer au cours du temps.

4.1.3 Approximation des profils de pression avec transport radiatif

Regardons à présent les profils de pression calculés simultanément avec les profils de densité pour les cibles d'aluminium et de $CHBr$ précédentes en utilisant les équations (4.4) et (4.9).

La comparaison des profils de pression simulés et calculés permettra alors d'estimer l'écart à l'hypothèse isobare.

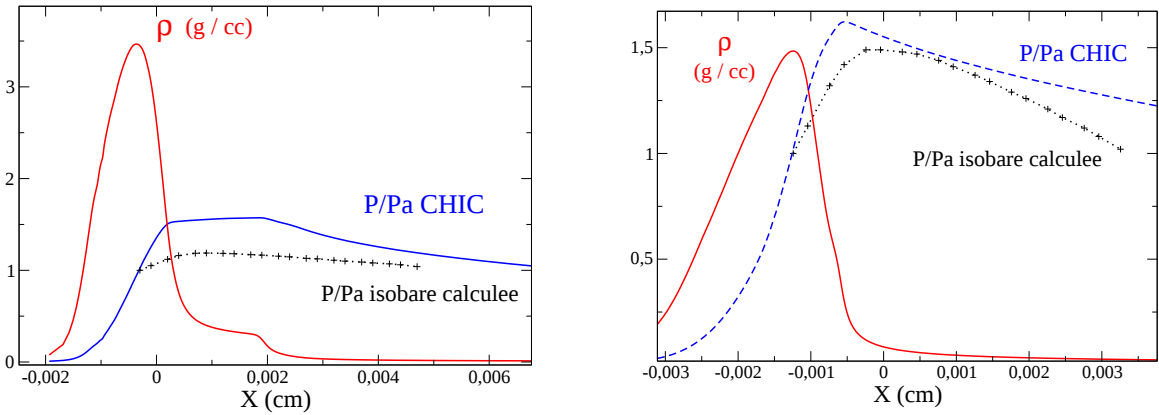


FIG. 4.8 – Profils de pression simulés et calculés dans l'approximation isobare pour les cibles Al (figure de gauche) au temps $t = 1$ ns et $CHBr$ (figure de droite) au temps $t = 0,75$ ns.

Sur la figure FIG. 4.8, nous observons que l'écart à l'hypothèse isobare est plus faible pour la cible $CHBr$ dans la région du front d'ablation principal.

L'écart au niveau du front d'ablation principal est d'environ 5 à 10 % pour le $CHBr$ et d'environ 15 à 20 % pour l'aluminium. Cet écart est acceptable pour ces cibles.

De plus, nous observons que l'approximation isobare est relativement bien vérifiée au niveau du front d'ablation secondaire et du plateau de densité. Ainsi, le modèle quasi-isobare de [3] pourra être appliqué en modifiant les critères d'intégration pour être applicable aux structures DFA et fournira les premières informations sur la stabilité Rayleigh-Taylor de la structure.

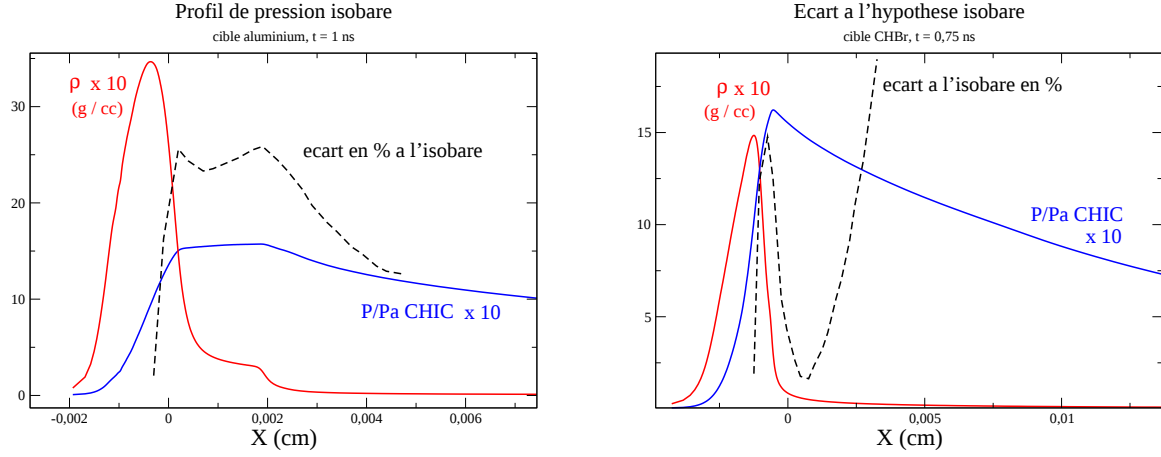


FIG. 4.9 – Ecart à l’approximation isobare pour les cibles *Al* (figure de gauche) au temps $t = 1 \text{ ns}$ et *CHBr* (figure de droite) au temps $t = 0,75 \text{ ns}$.

4.1.4 Limites du modèle isobare

Le modèle isobare est modifié pour être appliqué aux structures DFA, i.e. lorsque les effets radiatifs ne sont pas négligeables.

La modification des bornes de densité est nécessaire pour appliquer ce modèle aux structures DFA. Cette modification s’appuie sur l’étude paramétrique de l’évolution de la densité du plateau en fonction de la densité au front d’ablation principal.

Néanmoins, cette modification n’est pas complètement satisfaisante : les paramètres du modèle relevés avant la phase d’accélération et à des instants proches de l’accélération sont mal évalués (FIG. 4.6 et FIG. 4.7). Nous observons bien ces limites sur les figures précédentes où les paramètres du modèle étaient comparés aux paramètres des diagnostics d’ablation du code CHIC (FIG. 4.6 et FIG. 4.7) : pour la cible d’aluminium et l’intensité laser considérées, la phase d’accélération débute autour de $\sim 0,7 \text{ ns}$. Or, sur ces figures, les paramètres du modèle présentent un grand écart avec les valeurs calculées par les diagnostics d’ablation du code CHIC (et plus tard par PERLE, Chapitre 7) avant la phase d’accélération, ainsi qu’après pendant quelques dixièmes de nanosecondes ($\sim$ jusqu’à 1 ns). De ce fait, les profils de densité issus de la simulation CHIC et les profils calculés avec ces paramètres ne concordent pas (FIG. 4.10).

Les mêmes conclusions peuvent être faites avec le *CHBr* où la structure DFA est moins apparente (voir FIG. 4.11).

Pour la cible et l’intensité laser considérées ici, la phase d’accélération débute autour de $0,4 \text{ ns}$. Nous observons que le profil simulé n’est pas bien reproduit avec les paramètres du modèle pour ce temps. Une autre limite de ce modèle est que seul le front d’ablation

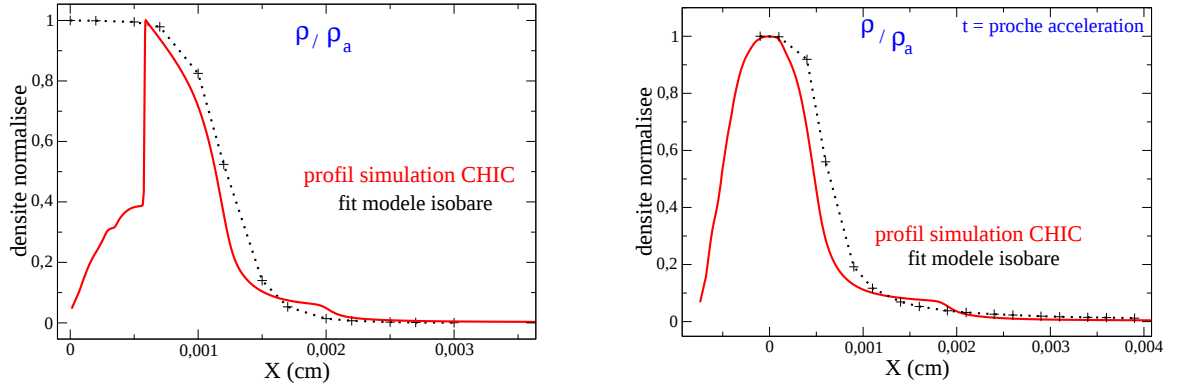


FIG. 4.10 – Profils de densité simulés et calculés, cible *Al* aux temps $t = 0,5 \text{ ns}$ (figure de gauche) et $0,75 \text{ ns}$, proche du début de l'accélération (figure de droite).

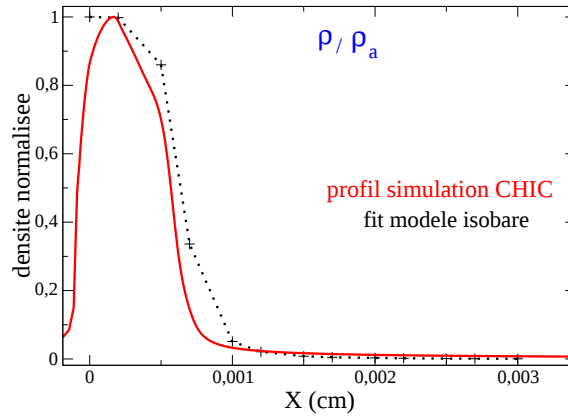


FIG. 4.11 – Profils de densité simulés et calculés, cible *CHBr* au temps $t = 0,4 \text{ ns}$.

principal est pris en compte et donc que la zone du plateau et du front secondaire sont négligées.

Ces limites nous obligent à développer un nouveau modèle pour le calcul des profils hydrodynamiques (structures DFA), puis pour celui des perturbations et du taux de croissance de l'instabilité (Chapitres 6 et 7).

Nous maintenons l'hypothèse quasi-isobare qui permet d'estimer correctement les paramètres tels que le coefficient ν , le nombre de Froude Fr , la vitesse d'ablation V_a , l'accélération g et la longueur caractéristique L_0 , mais nous ajouterons une nouvelle description du flux de chaleur avec deux composantes électronique et radiative caractérisées par deux températures T_e et T_r .

4.2 Présentation du nouveau modèle théorique des structures DFA

Les structures DFA ont été obtenues par simulations numériques et caractérisées dans les Chapitres 2 et 3. Le modèle quasi-isobare de Kull repris par [3] permet d'obtenir des premières informations sur le premier front d'ablation (front "principal"), mais ses limites ne nous permettent pas de reproduire des structures DFA et de prendre en compte l'effet du transport radiatif.

Les mécanismes physiques intervenants dans l'hydrodynamique radiative peuvent être étudiés analytiquement en utilisant un modèle de transport approché. Un certain nombre d'approximations sont donc nécessaires pour développer un modèle simple, mais représentant l'essentiel des mécanismes physiques en jeu.

4.2.1 Considérations et hypothèses du modèle

Un nouveau modèle théorique a été proposé dans [8] [9] pour prendre en compte les phénomènes physiques en jeu et comprendre ainsi la formation des structures DFA. Deux mécanismes de transport de l'énergie sont alors considérés (transport thermique électronique et transport radiatif), ainsi que deux températures hors équilibre pour modéliser la matière (T_e) et le rayonnement (T_r) ; la considération de ces mécanismes physiques permet de comprendre la formation et la dynamique des structures DFA.

Ce modèle reprend les principales hypothèses et approximations du modèle quasi-isobare de Kull [6] ; ainsi les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement restent les mêmes. Pour l'équation de conservation de l'énergie, le flux radiatif est pris en compte en plus du flux thermique électronique et l'équation de conservation reste écrite en approximation isobare. De plus, ces équations sont traitées en hypothèse de stationarité, lorsque le régime d'accélération est bien établi et la structure DFA est définie.

4.2.2 Equations du modèle

Bien que nous nous placions en approximation isobare dans la région d'ablation, un faible gradient de pression est conservé. Ainsi, en supposant l'équation d'état des gaz parfaits, la pression matière est donnée par

$$P = R\rho T \approx cste \approx P_a = R\rho_a T_a, \quad (4.10)$$

où P_a est la pression au front d'ablation et R la constante des gaz parfaits.

Nous réécrivons les équations de conservation de la masse, quantité de mouvement et énergie dans cette approximation, en supposant que l'ablateur est en phase d'accélération. La pression radiative P_r étant négligée devant la pression matière, ce qui est raisonnable dans les cas que nous considérons (voir Chapitre 1), les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement écrites pour un gaz parfait sont inchangées

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{V}) = 0, \quad (4.11)$$

$$\rho \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{V} \cdot \vec{\nabla} \right) \cdot \vec{V} = -\vec{\nabla} P + \rho \vec{g}. \quad (4.12)$$

L'équation de conservation de l'énergie est de la forme

$$\frac{\partial(\rho e)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho e \vec{V} + P \vec{V} + \vec{Q}_e + \vec{S}_r) = \rho \vec{g} \cdot \vec{V}, \quad (4.13)$$

avec $e = \varepsilon + \frac{1}{2} |\vec{V}|^2$ et $\varepsilon = C_v T$ l'énergie interne, $C_v = \frac{R}{\gamma-1}$ la capacité calorifique à volume constant pour un gaz parfait.

Deux termes de flux d'énergie sont considérés pour le couplage rayonnement-matière :

- le flux d'énergie thermique, donné par Spitzer : $\vec{Q}_e$,
- le flux d'énergie radiative, en approximation de diffusion : $\vec{S}_r$.

L'équation (4.13) écrite dans l'approximation isobare devient

$$\vec{\nabla} \cdot (\rho C_p T \vec{V} + \vec{Q}_e + \vec{S}_r) = 0. \quad (4.14)$$

Nous retrouvons dans cette équation le terme de flux thermique donné par Spitzer, qui s'écrit

$$\vec{Q}_e = -\kappa_0 T_e^\nu \vec{\nabla} T_e. \quad (4.15)$$

Contrairement au modèle de [3], le coefficient $\nu = 5/2$ pour la conductivité thermique n'est plus ajustable. Le transport de l'énergie par le rayonnement intervient distinctement dans l'équation de conservation de l'énergie. L'incertitude dans la définition de ν est ainsi levée en introduisant deux mécanismes de transport régis par leur propres coefficients de transport et non plus par un paramètre libre.

Afin de traiter le transfert radiatif qui intervient à présent dans cette équation, nous devons définir le flux d'énergie radiative, qui dépend des opacités et libres parcours moyens de Planck et de Rosseland pour les photons et qui régissent les propriétés du rayonnement.

L'expression du flux d'énergie radiative en approximation de diffusion est donnée par l'équation (1.27)

$$\vec{S}_r = -\frac{c}{3} \frac{1}{\kappa_R} \vec{\nabla} U_r = -\frac{4\sigma}{3} \frac{1}{\kappa_R} \vec{\nabla} T_r^4. \quad (4.16)$$

De plus, l'approximation de diffusion est satisfaisante ici, car les longueurs caractéristiques de la structure en région d'ablation sont grandes devant le libre parcours moyen des photons $\lambda_R \sim \kappa_R^{-1}$, la région au niveau de la structure DFA étant optiquement épaisse au rayonnement incident. Cette approximation se justifie bien en observant sur les profils hydrodynamiques des structures DFA (code CHIC), le rapport du libre parcours moyen de Rosseland et les longueurs de gradients (température électronique ou densité) ; ce rapport est inférieur à un dans la région d'ablation (Chapitres 1 et 2).

Puisque le système est hors équilibre car $T_e \neq T_r$, il nous faut alors introduire une équation supplémentaire afin de fermer ce système d'équations de l'hydrodynamique radiative : l'équation de "conservation" de l'énergie radiative, ou équation du transfert radiatif. Celle-ci est écrite sous forme stationnaire (eq (1.28)), car les variations des grandeurs du système sont très lentes devant la variation de l'énergie radiative.

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{S}_r = c\kappa_P(U_p - U_r) = 4\sigma\kappa_P(T_e^4 - T_r^4), \quad (4.17)$$

avec U_P la densité d'énergie à l'équilibre, dépendante de T_e et U_r la densité d'énergie radiative, dépendante de T_r .

Nous observons que l'équation de transfert radiatif dépend de l'opacité moyenne de Planck κ_P , tandis que l'expression du flux radiatif faisait appel à l'opacité moyenne de Rosseland κ_R . Ces deux opacités sont moyennées spectralement et dépendent des propriétés du matériau considéré seulement (ρ et T_e), pas du rayonnement.

Nous choisissons de les modéliser par une loi en température inspirée des opacités isobares calculées (FIG. 1.12), voir Chapitre 1, section 1.1.4.

4.2.3 Grandeurs du modèle ; longueurs et nombres caractéristiques

Les équations du modèle sont donc

- l'équations des gaz parfaits (eq 4.10),
- les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement non modifiées (pression radiative négligée) en supposant l'équation des gaz parfaits (eq 4.11

et eq 4.12),

- l'équation de conservation de l'énergie en approximation isobare, stationnaire, avec deux mécanismes de transport de l'énergie (radiatif et électronique) (eq 4.13),
- l'équation pour le flux radiatif en approximation de diffusion et le flux thermique électronique selon Spitzer (eq 4.15),
- l'équation du transfert radiatif stationnaire en approximation de diffusion (eq 4.16),
- les opacités moyennes de Planck et de Rosseland simplifiées (section 1.1.4).

Les variables du modèle sont alors : la température, la densité, la pression et la vitesse matière en amont du front d'ablation et les opacités simplifiées de Planck et Rosseland. L'indice a signifie que les grandeurs sont considérées au premier front d'ablation (front principal) et l'indice f au second front.

Les conditions aux limites pour les grandeurs intervenant dans l'équation de conservation de l'énergie sont les suivantes :

$$T(-\infty) = T_a, \quad T_r(-\infty) = T_a, \quad \text{et} \quad S_r(-\infty) = 0. \quad (4.18)$$

Introduisons à présent les longueurs caractéristiques du modèle ; la longueur caractéristique pour la diffusion thermique électronique donnée par Spitzer est

$$L_{sp} = \frac{2}{5} \frac{\kappa_a T_a}{P_a V_a}, \quad (4.19)$$

et dépend donc de la température au premier front T_a et de la conductivité thermique estimée à ce front $\kappa_a \approx \kappa_0 T_a^{5/2}$.

Parallèlement, la longueur de la diffusion électronique est également calculée au niveau du deuxième front d'ablation comme

$$L_{sp_f} = \frac{2}{5} \frac{\kappa_f T_f}{P_f V_f}. \quad (4.20)$$

Comme deux mécanismes de transport de l'énergie sont considérés dans ce modèle, il est nécessaire d'introduire une longueur caractéristique pour le transport radiatif ; cette longueur L_{rad} est fonction des libres parcours moyens des photons λ_R et λ_P au niveau du premier front

$$L_{rad} = \frac{\sqrt{\lambda_R \lambda_P}}{\sqrt{3}}. \quad (4.21)$$

Le rapport entre les effets radiatifs et électroniques est caractérisé par le terme sans dimension

$$\hat{L} = \frac{L_{sp}\sqrt{3}}{\sqrt{\lambda_R\lambda_P}}. \quad (4.22)$$

Ce paramètre caractéristique pour le transport radiatif peut aussi être calculé pour le deuxième front d'ablation.

Pour ce nouveau modèle théorique, trois paramètres caractéristiques sont nécessaires ; nous allons donc les introduire.

Paramètre B_0

Introduisons le nombre de Boltzmann, la grandeur caractéristique du modèle qui représente le rapport du flux d'énergie convective et du flux d'énergie radiative émis d'une surface de température T_a :

$$B_0 = \frac{\frac{5}{2}P_a V_a}{4\sigma_B T_a^4} \sim \frac{6 \cdot 10^4 P_a (Mbar) V_a (\mu m/ns)}{T_a^4 (eV)}. \quad (4.23)$$

Ce nombre sera également estimé au niveau du deuxième front d'ablation.

Nous observons que lorsque les effets radiatifs sont plus importants lorsque ce nombre est petit.

Paramètre α

Un paramètre essentiel du modèle est le paramètre α , qui permet d'estimer localement l'importance du flux radiatif par rapport au flux total ; ainsi ce paramètre est défini par

$$\alpha = \frac{S_r}{|S_r| + |Q_e|}. \quad (4.24)$$

Ce paramètre peut donc être calculé pour différents matériaux et différentes intensités laser incidentes.

Paramètre β_t

Ce paramètre est défini par

$$\beta_t = \frac{(\sigma_B T_f^4 \kappa_{Pf})(\kappa_f T_f)}{(P_f V_f)^2}. \quad (4.25)$$

Dans cette expression, κ_f est la conductivité thermique électronique et κ_{Pf} l'opacité moyenne de Planck. Rappelons que l'indice f indique que ces grandeurs sont estimées au deuxième front d'ablation.

Plus ce paramètre β_t est grand, plus le deuxième front est raide et donc mieux la structure DFA est définie. Une condition pour qu'un deuxième front soit créé est donc

$$\beta_t > 1. \quad (4.26)$$

En effet, si le terme d'émission Planckienne ($\sigma_B T_f^4 \kappa_{Pf}$) est élevé, les effets radiatifs sont également élevés et le paramètre β_t de même ; la structure DFA est alors très nettement définie ; c'est le cas pour les matériaux comme l'aluminium ou la silice dont le Z est relativement élevé. Ces matériaux sont opaques (grand κ_{Pf}) dans la région d'ablation et ont une température de transition assez élevée (supérieure à 100 – 110 eV).

Estimons alors ce paramètre pour différents matériaux ; nous considérons des plaques de 20 μm d'aluminium, de silice, de plastique et de plastique dopé au brome. Les intensités laser sont typiquement de quelques centaines de TW/cm^2 . A partir des simulations CHIC, nous évaluons les paramètres intervenants dans le calcul de β_t au cours de la phase d'accélération.

Pour les différents matériaux cibles considérés, les valeurs de ces trois paramètres sont estimées.

Aluminium, $I_L = 100 \text{ TW/cm}^2$ Nous obtenons : $T_f \sim 105eV$, $P_f \sim 9$ à $12Mbar$ aux temps $t = 1$ à $1,5 \text{ ns}$. La valeur correspondante de β_t est 2,5, celle de B_0 de 0,08 et celle de α de 0,47.

SiO2, $I_L = 100 \text{ et } 500 \text{ TW/cm}^2$ Nous obtenons : $T_f \sim 135$ à $145eV$, $P_f \sim 27$ à $35Mbar$ aux temps $t = 1$ à $1,5 \text{ ns}$. Les valeurs correspondantes de β_t sont comprises entre 19 et 22, celles de B_0 entre 0,03 et 0,06 et celles de α entre 0,48 et 0,5.

CH, $I_L = 50 \text{ et } 200 \text{ TW/cm}^2$ Nous obtenons : $T_f \sim 60$ à $65eV$, $P_f \sim 8$ à $18Mbar$ aux temps $t = 1$ à $1,5 \text{ ns}$. Les valeurs correspondantes de β_t sont comprises entre 0,8 et 1,1, celles de B_0 entre 0,2 et 0,35 et celles de α entre 0,25 et 0,35.

CHBr, $I_L = 200 \text{ TW/cm}^2$ Nous obtenons : $T_f \sim 95eV$, $P_f \sim 14$ à $17Mbar$ aux temps $t = 1$ à $1,5 \text{ ns}$. Les valeurs correspondantes de β_t sont comprises entre 5,2 et 7, celles de B_0 entre 0,08 et 0,12 et celles de α entre 0,46 et 0,48.

Conclusion De par les estimations de ces paramètres, nous observons bien que les effets radiatifs (et donc le terme d'émission planckien) sont plus importants pour les matériaux de numéro atomique plus élevés et que le paramètre β_t est donc plus grand. De plus, plus ce paramètre est grand, mieux la structure est définie ; en effet si nous comparons les valeurs de β_t estimées pour la silice (SiO_2 : $\beta_t \sim 20$) et le plastique (CH :

$\beta_t \sim 0,8$), nous observons une grande différence des valeurs, qui se retrouve sur les profils hydrodynamiques obtenus : pas de deuxième front prononcé pour le *CH* et au contraire une structure DFA très nette pour le *SiO2*.

4.2.4 Equations adimensionnées

Les grandeurs hydrodynamiques sont adimensionnées ; nous obtenons alors

$$\theta = \frac{T_e}{T_a}, \quad \theta_r = \frac{T_r}{T_a}, \quad \theta_t = \frac{T_t}{T_a}, \quad (4.27)$$

$$\xi \rightarrow \frac{\rho}{\rho_a}, \quad (4.28)$$

$$u \rightarrow \frac{V}{V_a}, \quad (4.29)$$

$$\phi \rightarrow \frac{S_r}{\frac{5}{2}P_a V_a}. \quad (4.30)$$

Les expressions données pour les opacités sont également adimensionnées comme

$$\delta_t = \begin{cases} \theta^{-q_1} & \text{si } \theta < \theta_t, \\ \theta_t^{q_2 - q_1} \theta^{-q_2} & \text{si } \theta_t < \theta, \end{cases}$$

d'où

$$\hat{\kappa}_R = \lambda_R \chi_a \delta_t, \quad (4.31)$$

ou encore

$$\hat{\kappa}_P = \lambda_P \chi_a \delta_t. \quad (4.32)$$

Dans l'approximation isobare, nous avons une relation simple entre la densité, température et pression $\rho \sim T_e^{-1} \sim V^{-1}$. L'adimensionnement des grandeurs permet ainsi d'obtenir $\xi \sim \theta^{-1} \sim u^{-1}$.

Ainsi, la densité varie comme l'inverse de la température et la vitesse comme la température.

L'équation de conservation de l'énergie en approximation isobare (eq 1.27) est de la forme

$$L_{sp} \theta^{5/2} \frac{d\theta}{dx} = \theta + \phi - 1, \quad (4.33)$$

avec les conditions aux limites

$$\theta(-\infty) = \theta_r(-\infty) = 1, \text{ et } \phi(-\infty) = 0, \quad (4.34)$$

ainsi que la condition aux limite pour le flux radiatif

$$\frac{\phi(\infty)}{\theta_r^4(\infty)} = \frac{1}{2} B_0^{-1}. \quad (4.35)$$

Nous pouvons dès lors donner l'expression du flux radiatif (eq 4.16) en approximation de diffusion adimensionnée

$$-3\delta_t\phi = l_R B_0^{-1} \frac{d\theta_r^4}{dx}. \quad (4.36)$$

Quant à l'équation du transfert radiatif (eq 4.17), celle-ci adimensionnée est donnée par

$$l_P B_0 \frac{d\phi}{dx} = \delta_t(\theta^4 - \theta_r^4). \quad (4.37)$$

Ces équations 4.33 4.36 et 4.37 sont résolues avec les conditions aux limites appropriées 4.34 4.35 et les “paramètres d'entrée” du modèle (B_0 , l_P , L_{sp} , l_R , ...) sont calculés en minimisant les erreurs par rapport aux profils hydrodynamiques simulés via le code CHIC.

La résolution de ce système d'équations avec les paramètres appropriés en entrée nous permet alors d'obtenir les profils hydrodynamiques 1D caractéristiques de l'écoulement considéré. Ainsi, nous pouvons restituer les mécanismes physiques à l'origine de la création des structures DFA et ainsi comprendre leur dynamique, puis leur stabilité.

4.2.5 Applications numériques

Considérons une plaque de $\sim 20 \mu m$ de silice SiO_2 éclairée à $I_L = 500 TW/cm^2$ (avec une rampe linéaire de $\sim 0,9 ns$) avec l'équation des gaz parfaits. Nous obtenons pour les grandeurs caractéristiques de l'écoulement au temps $t = 1,3 ns$

- $V_a \sim 4,5 \cdot 10^5 cm/s^2$,
- $g \sim 8,5 \cdot 10^{15} cm/s$,
- $P_a \sim 17 Mbar$,
- $P_f \sim 38 Mbar$ au deuxième front d'ablation,
- $\rho_a \sim 2,1 g/cm^3$,
- $\rho_f/\rho_a \sim 0,32$,
- $T_a \sim 37 eV$,
- $T_{ra} \sim 70 eV$,
- $dx \sim 12 \mu m$ (taille du plateau),
- $\rho_P \sim 0,68 g/cm^3$ (densité au niveau du plateau)

et pour les paramètres du modèle

- $T_t \sim 140 eV$,

- $T_f \sim 139 \text{ eV}$,
- $L_{sp} \sim 1.10^{-4} \text{ cm}$,
- $L_{spf} \sim 1,8.10^{-4} \text{ cm}$ au deuxième front d'ablation,
- $q_1 \sim -2,3$ et $q_2 \sim -5,5$,
- $\hat{L} \sim 2,23$,
- $B_0 \sim 0,05$ au deuxième front
- et un nombre de Froude $Fr \sim 0,25$ au premier front d'ablation (petit Fr cohérent avec les valeurs obtenues précédemment pour les DFA en section (4.1.2)) et $Fr_f \sim 2,3$ au deuxième.

Les profils 1D sont obtenus en résolvant le système d'équations du modèle ; les équations adimensionnées sont intégrées avec les conditions aux limites appropriées, selon le domaine de température $T < T_t$, ou $T > T_t$. Un exemple est présenté sur la figure FIG. 4.12.

L'axe des abscisses est adimensionné comme $X_{adim} = \frac{X}{L_{sp}}$.

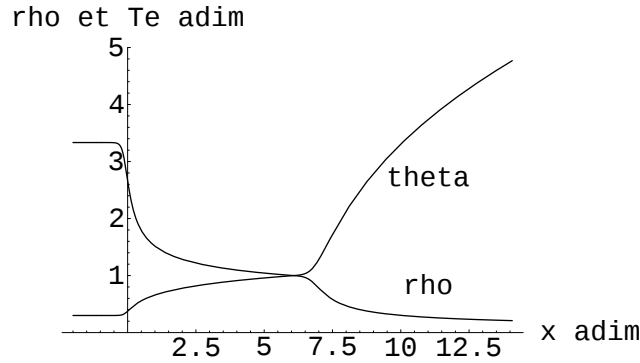


FIG. 4.12 – Profils de densité $\hat{\rho} = \theta^{-1}$ et température électronique $\hat{T} = \theta$ obtenus en résolvant les équations du modèle pour la silice, $I_L = 500 \text{ TW/cm}^2$, en phase d'accélération au temps $t \sim 1,3 \text{ ns}$.

Nous pouvons comparer alors ces profils 1D avec ceux calculés par le code CHIC (Chapitre 2) et adimensionnés avec les grandeurs estimées au deuxième front (FIG. 4.13).

Les paramètres caractéristiques sont

- la température au premier front est $\theta \sim 0,37$,
- la densité au premier front est $\theta^{-1} \sim 3,35$,
- la taille du plateau est $\hat{dx} \sim 4,5$, la densité au niveau du plateau est $\theta^{-1} \sim 1,2$.

Ces grandeurs redimensionnées sont présentées dans le tableau (TAB. 4.1).

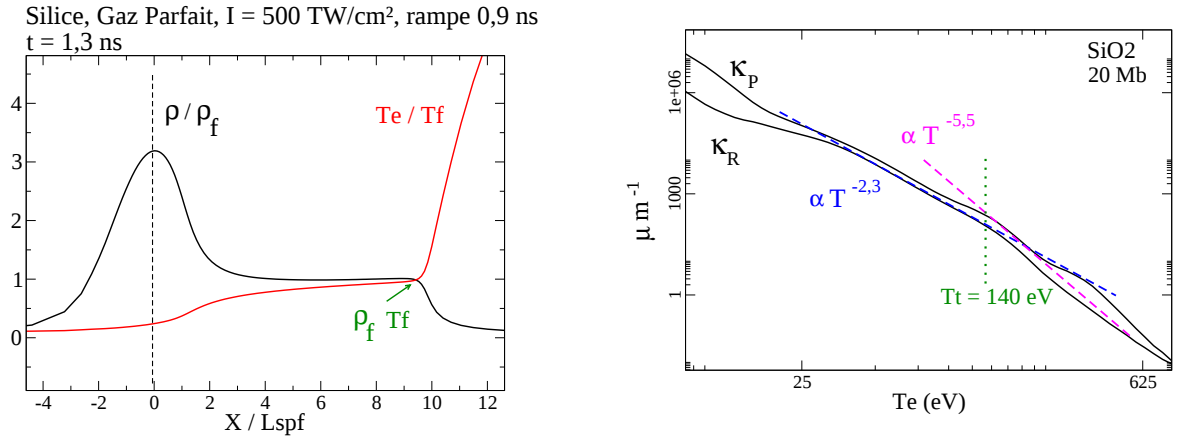


FIG. 4.13 – Profils de densité ρ et température électronique T_e obtenus par le code CHIC pour la silice, $I_L = 500 \text{ TW/cm}^2$, en phase d'accélération au temps $t \sim 1,3 \text{ ns}$ (figure de gauche) ; opacités isobares (20 Mbar) moyennes de Planck et Rosseland (μm^{-1}) pour la silice en fonction de la température T_e (eV) et changement des pentes pour la température de transition T_t (figure de droite).

grandeur	profils modèle	profils CHIC
T_a (eV)	46	35
T_f (eV)	139	139
ρ_a (g/cm^3)	2	1,9
ρ_f (g/cm^3)	0,62	0,62
dx μm	8	12
ρ_P (g/cm^3)	0,72	0,68

TAB. 4.1 – Comparaison des grandeurs caractéristiques relevées sur les profils de densité et température obtenus avec le modèle théorique et avec le code CHIC pour la silice éclairée à 500 TW/cm^2 .

Ces grandeurs sont très semblables pour le modèle et pour CHIC : un bon accord est trouvé, ainsi le modèle théorique prend bien en compte les mécanismes physiques intervenant dans la formation et la dynamique des DFA.

Il en est de même pour les matériaux CH , CHBr , Al et SiO_2 à une intensité $I_L = 100 \text{ TW/cm}^2$ (FIG. 4.14, FIG. 4.15 et FIG. 4.16).

Pour le matériau CH , nous observons bien des profils de densité et de température sans deuxième front d'ablation visible, ce qui est très cohérent avec les précédentes simulations CHIC.

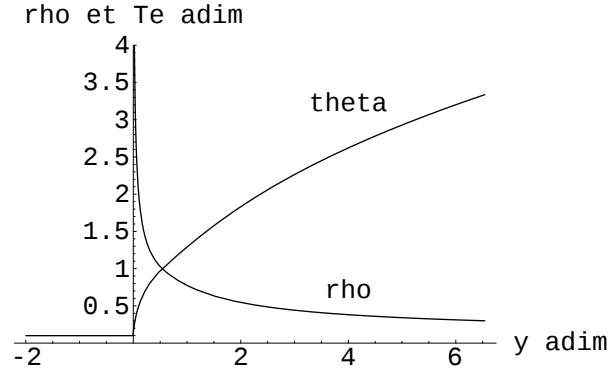


FIG. 4.14 – Profils de densité θ^{-1} et température électronique θ obtenus en résolvant les équations du modèle pour le plastique *CH*, en phase d'accélération au temps $t = 1,3 \text{ ns}$.

Dans le cas du plastique dopé *CHBr*, nous retrouvons la structure DFA peu prononcée que nous avons déjà observé sur les simulations CHIC. Pour ce matériau, nous retrouvons une bonne cohérence des valeurs redimensionnées avec celles des simulations, comme la distance entre les fronts, la valeur de la température de transition, etc...

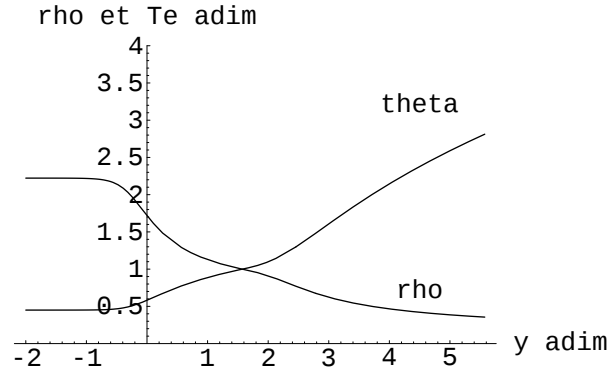


FIG. 4.15 – Profils de densité θ^{-1} et température électronique θ obtenus en résolvant les équations du modèle pour le plastique dopé au brome *CHBr*, en phase d'accélération au temps $t = 1,3 \text{ ns}$.

C'est également le cas avec la silice *SiO₂* ; la structure DFA très prononcée est obtenue et les grandeurs correspondent à celles des simulations.

Les grandeurs calculées à partir des simulations CHIC et considérées dans le modèle théorique pour obtenir les graphes précédents sont présentées dans TAB. 4.2.

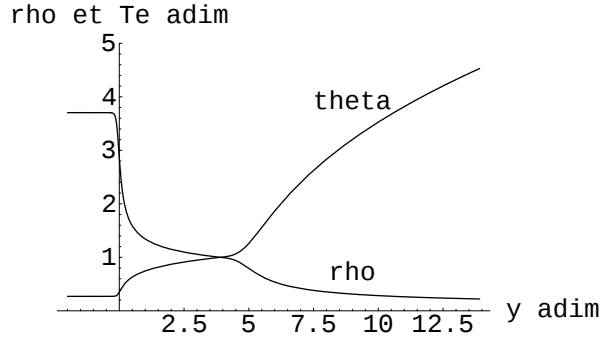


FIG. 4.16 – Profils de densité θ^{-1} et température électronique θ obtenus en résolvant les équations du modèle pour la silice SiO_2 , $I_L = 100 \text{ TW/cm}^2$, en phase d'accélération au temps $t = 1, 3 \text{ ns}$.

matériaux	$\hat{L}_f$	ρ_f/ρ_a	q_1	β_t
<i>CH</i>	0, 2	0, 1	3	1
<i>CHBr</i>	1, 2	0, 42	2, 5	6, 4
<i>SiO₂</i>	3, 3	0, 27	2, 9	19, 4

TAB. 4.2 – Grandeurs caractéristiques du modèle $\hat{L}_f$, ρ_f/ρ_a , q_1 et β_t pour différents matériaux.

Pour conclure, avec ce modèle théorique, nous obtenons bien une structure en région d'ablation présentant deux fronts d'ablation séparés par un plateau de densité et l'apparition du deuxième front au niveau où $T_r \sim T_e$ pour les matériaux *Al*, *SiO₂* et une structure un peu moins prononcée pour le *CHBr*.

Les mécanismes physiques intervenants dans la formation et la dynamique de ces structures DFA sont donc correctement pris en compte dans ce modèle, malgré la simplification des expressions des opacités et l'approximation.

Une des limites de ce modèle est qu'il ne représente pas correctement la région du front d'ablation principal (nous observons sur les graphes précédents le premier front, mais la valeur maximale de la densité à ce front est constante au devant, vers la matière dense)

Comportement du flux radiatif S_r

Nous avons vu que la prise en compte de deux mécanismes de transport de l'énergie était nécessaire pour décrire la formation et le comportement des structures DFA.

Ce nouveau modèle théorique prédit un comportement caractéristique du flux radiatif au niveau du deuxième front d'ablation. En effet, ce deuxième front apparaît lorsque la

température radiative devient supérieure à la température électronique.

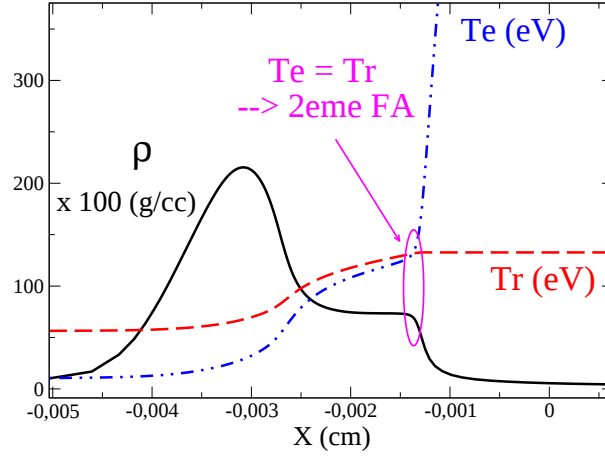


FIG. 4.17 – Profils de densité et des températures électroniques et radiatives pour la silice (CHIC), en phase d'accélération : le deuxième front d'ablation apparaît quand $T_e = T_r$.

Nous observons bien sur les profils hydrodynamiques obtenus par simulation numérique que le deuxième front d'ablation est formé au niveau du profil de densité à l'endroit où les températures T_r et T_e sont égales. Plus en avant dans la cible (et donc au niveau de toute la structure DFA), la température électronique est plus faible que la température radiative (FIG. 4.17).

Regardons donc quel sera le comportement caractéristique du flux radiatif au niveau du deuxième front d'ablation. Pour la région d'ablation, nous avons $T_e < T_r$. Ainsi, le terme de bilan d'énergie intervenant dans l'équation de transfert radiatif (4.17) devient négatif, parce que le terme d'émission ($\kappa_P T_e^4$) est supérieur à celui d'absorption ($\kappa_P T_r^4$). L'opacité est élevée au niveau de la structure DFA, l'approximation de la diffusion est valide. Le flux radiatif s'écrit donc selon (1.27) et nous avons

$$T_e < T_r, \quad S_r < 0. \quad (4.38)$$

Dans toute la région de la structure DFA, ce flux radiatif reste négatif et la température radiative supérieure à T_e .

Pour la région éloignée de la zone d'ablation, c'est à dire vers les hautes températures et faibles densités, proches de la couronne, la température électronique est très supérieure à la température radiative, qui est quasiment constante. L'approximation de diffusion pour le transfert radiatif n'est plus forcément valable, car nous sommes dans un régime de transport. Dans ce cas, le bilan d'énergie (4.17) est positif car le terme d'émission est

supérieur à celui d'absorption. Nous avons alors

$$T_e > T_r, S_r > 0. \quad (4.39)$$

Le flux thermique électronique est supérieur au flux radiatif et domine le transport de l'énergie.

Il se développe alors une “zone de transition” au niveau du deuxième front d'ablation dans laquelle le flux radiatif change de signe (FIG. 4.18).

En effet, au niveau de cette zone de transition, le flux thermique électronique incident est réémis vers l'extérieur, créant une sorte de “refroidissement” ($Q_e + S_r \sim 0$) : le profil de température électronique devient plus raide que celui prédit dans les théories classiques (i.e. sans DFA) et le deuxième saut de densité apparaît (deuxième front d'ablation).

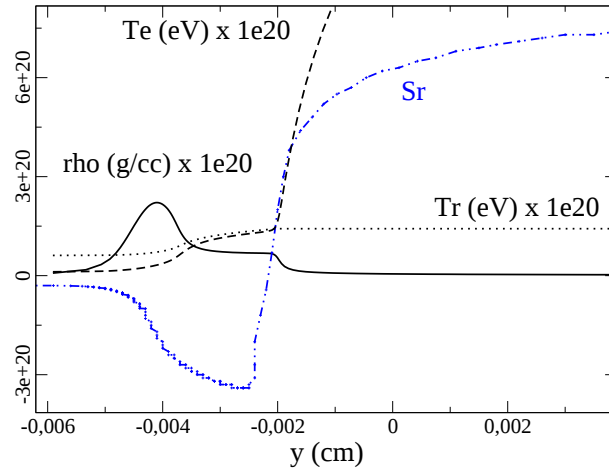


FIG. 4.18 – Profils de densité et températures T_r et T_e pour la silice avec CHIC, en phase d'accélération ; changement de signe du flux radiatif S_r au deuxième front d'ablation.

De part et d'autre de cette zone de transition, le flux radiatif est soit positif et orienté vers le laser selon $S_r \sim \sigma_B T t^4$ (refroidissement), soit négatif et orienté vers la matière dense selon $S_r \sim -\lambda_R \nabla T_r^4$ (diffusion) comme indiqué sur FIG. 4.19.

Nous observons, quelque soit le matériau considéré, un comportement général du rapport des flux radiatif et électronique :

- avant la zone d'ablation (vers les hautes températures de la couronne), c'est à dire dans la région où le flux radiatif est positif ($S_r > 0$), α est positif et quasiment constant. Sa valeur varie selon le matériau entre $0 < \alpha < 0,5$. En effet, la valeur maximale que peut prendre ce paramètre est de 0,5 et correspond donc à des mécanismes de transport de l'énergie radiatif et thermique électronique de même

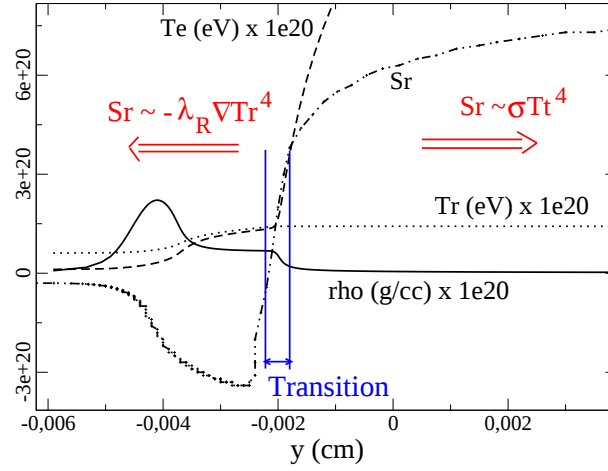


FIG. 4.19 – Profils de densité et températures T_r et T_e pour la silice avec CHIC, en phase d’accélération ; changement de signe du flux radiatif S_r au deuxième front d’ablation dans la zone de transition.

importance. De plus, pour $\alpha \sim 0,5$, le flux thermique est émis vers l’extérieur.

- au niveau de la structure DFA et à partir du deuxième front d’ablation plus précisément où le flux radiatif est négatif ($S_r < 0$), α est également négatif et prend une valeur constante de : $\alpha \sim -1$. Ainsi le transport radiatif est dominant dans toute la zone d’ablation.

Le changement brutal du paramètre α se fait dans la zone de transition radiative développée au niveau du deuxième front d’ablation, que nous avons décrite précédemment. De plus, ce comportement caractéristique du paramètre α se conserve durant presque toute la phase d’accélération.

Ainsi, au niveau de la zone de transition, le flux radiatif “prend le dessus” sur le flux thermique électronique et domine la structure DFA.

Pour différents matériaux (SiO_2 , Al , CH , $CHBr$) et différentes intensités laser (entre 50 et 500 TW/cm^2), nous relevons en phase d’accélération les profils de densité et le calcul du paramètre α associé (FIG. 4.20).

Nous observons bien le comportement du paramètre α que nous venons de décrire :

- au niveau de la structure DFA, $\alpha = -1$, même pour des matériaux sans structure DFA comme le CH . Ainsi le transport radiatif est dominant dans cette zone. Cette conclusion diffère de celle donnée par [5] : le deuxième front n’est pas régi par le transport thermique électronique.

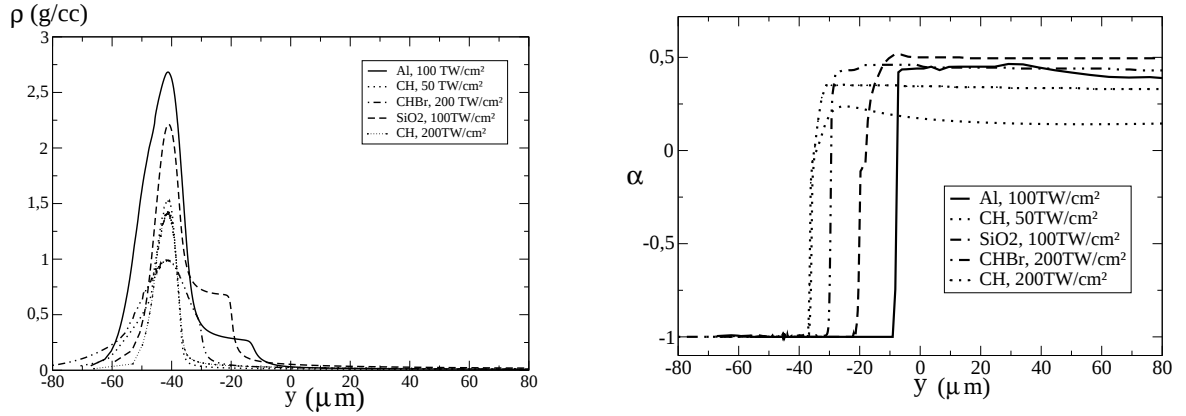


FIG. 4.20 – Paramètre α calculés pour différents matériaux et différentes intensités laser ; profils de densité associés.

- au delà de la zone d'ablation, $0 < \alpha < 0,5$ selon le matériau et est quasi constante. Pour la silice SiO_2 , $\alpha \sim 0,5$. Pour le CH , $\alpha \sim 0,25$ et le CHBr , $\alpha \sim 0,45$.

Le changement de comportement du paramètre α et l'importance de la zone de transition radiative s'observent nettement sur les profils de densité et températures de la silice, matériau pour lequel la structure DFA est bien définie (FIG. 4.21).

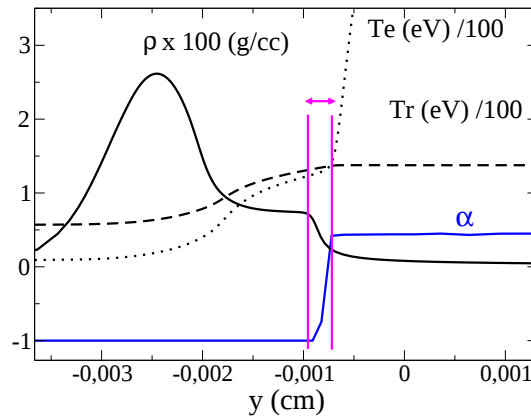


FIG. 4.21 – Profils de densité et températures T_r et T_e pour la silice (CHIC), en phase d'accélération ; changement de signe du paramètre α et localisation de la zone de transition radiative.

Nous retrouvons bien sur cette figure les principales caractéristiques des paramètres du modèle et l'importance du rôle du flux radiatif pour la formation des structures DFA. Des résultats très similaires sont obtenus pour l'aluminium et le plastique dopé.

Evolution de la taille du plateau

A partir de l'équation de l'énergie en approximation isobare (4.14), essayons de caractériser l'évolution de la taille du plateau Lp , comme nous l'avons fait au Chapitre 2 et comprendre quels paramètres sont influents sur son évolution en obtenant une loi d'échelle pour la grandeur Lp .

Nous avons vu qu'au niveau du plateau, le flux radiatif S_r était dominant, par rapport au flux thermique électronique Q_e et que les températures T_e et T_r étaient quasiment égales. Donc nous négligeons Q_e et prenons : $T_e \approx T_r \approx T$ au niveau du plateau.

Puis, en utilisant l'équation des gaz parfaits et la définition du nombre de Boltzmann (4.23) intervenant dans les équations du modèle, nous obtenons l'équation de conservation de l'énergie

$$\frac{d}{dx} \left(V_x - \frac{4V_a \lambda_R(T)}{3B_0} \frac{T^3}{T_a^3} \frac{dT}{dx} \right) = 0, \quad (4.40)$$

soit l'équation pour la densité

$$\frac{d}{dx} \left(V_x + \frac{4V_a \lambda_R(T)}{3B_0} \frac{\rho_a^4}{\rho^5} \frac{d\rho}{dx} \right) = 0. \quad (4.41)$$

La conservation de la masse stationnaire nous donne $\rho V_x = \rho_a V_a$.

Ainsi, nous obtenons

$$\frac{4\lambda_R(T)}{3B_0} \frac{\rho_a^4}{\rho^4} \frac{d\rho}{dx} = (\rho_a - \rho). \quad (4.42)$$

Cette expression reste très proche de celle obtenue dans les modèles [8] et [6], i.e.

$$L_0 \frac{\rho_a^{(\nu+1)}}{\rho^{(\nu+1)}} \frac{d\rho}{dx} = \rho_a - \rho,$$

avec une différence importante : le libre parcours moyen de Rosseland dépend de l'inverse de la température T et de deux pentes selon que $T > T_t$ ou $T < T_t$.

A partir de l'équation (4.42), nous obtenons alors une loi d'échelle pour l'évolution de la taille du plateau de densité L en supposant

$$\frac{d\rho}{dx} \sim \frac{\rho_P}{L},$$

ρ_P étant la densité au niveau du plateau et B_0 le nombre de Boltzmann au premier front d'ablation.

Nous avons donc la dépendance suivante de cette longueur caractéristique

$$L = \frac{4\lambda_R(T)}{3B_0} \frac{\rho_a^4}{\rho_P^3(\rho_a - \rho_P)}. \quad (4.43)$$

Ainsi, la taille du plateau dépend directement du libre parcours moyen de Rosseland des photons, de l'inverse du nombre de Boltzmann et du rapport des densités entre le plateau

et le deuxième front d'ablation. Ainsi, plus les effets radiatifs sont importants, plus le nombre de Boltzmann est petit, plus la taille du plateau est grande.

Estimons alors la valeur de L pour le matériau SiO_2 éclairé à une intensité de 500 TW/cm^2 ; nous obtenons avec les valeurs de $\lambda_R \sim 0,3 \text{ }\mu\text{m}$, $B_0 \sim 2,3$ (au premier front, le nombre de Boltzmann est plus élevé qu'au deuxième car $T_a, P_a < T_t, P_t$), $\rho_P \sim 0,68 \text{ g/cm}^3$ et $\rho_a \sim 2,1 \text{ g/cm}^3$ relevées sur les profils simulés au temps $1,3 \text{ ns}$ (voir section 4.2.5), une taille du plateau de $L = 7,8 \text{ }\mu\text{m}$. Avec les simulations CHIC, au même temps, la taille du plateau était de $12 \text{ }\mu\text{m}$. L'erreur commise est donc faible, étant donné les grandes simplifications utilisées pour obtenir l'expression (4.43). Cette expression permet donc d'estimer un ordre de grandeur correct de la taille du plateau L des structures DFA.

Variations des paramètres du modèle

Les profils pour la densité ou la température électronique avec ce nouveau modèle théorique dépendent fortement des paramètres comme β_t , q_{a1} , $\hat{L}$.

Observons maintenant l'influence de ces paramètres sur les profils obtenus. Nous considérons les “profils de base” obtenus pour $\beta_t = 3$, $q_{a1} = -3$, $\hat{L} = 3,3$ et $\rho_f/\rho_a = 0,27$; nous retrouvons bien une structure DFA (FIG. 4.22).

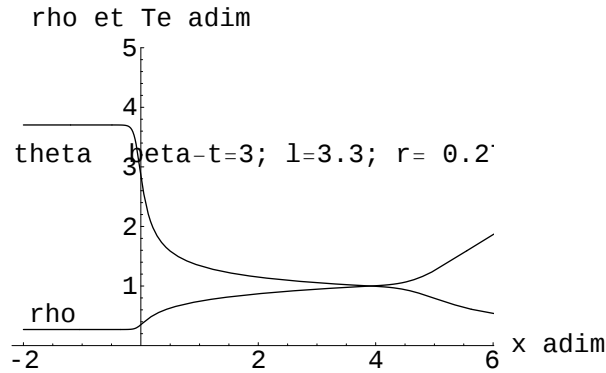
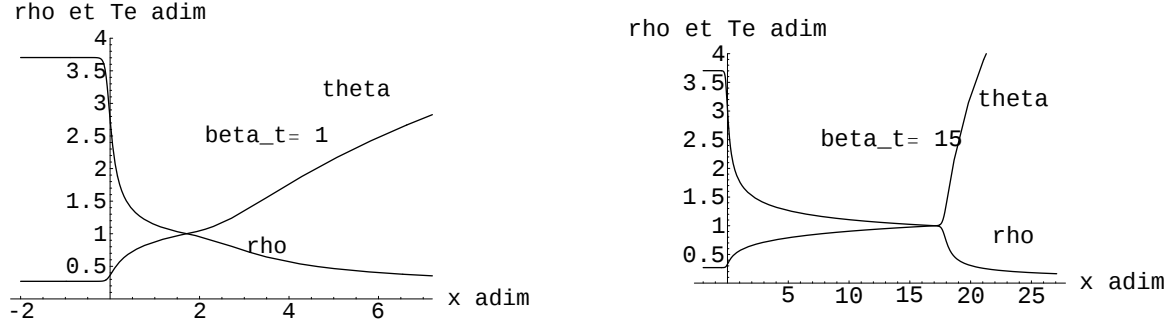


FIG. 4.22 – Profils de densité et température T_e “de base” pour différents paramètres.

Commençons par modifier la valeur de β_t ; nous avons vu que ce paramètre intervenait directement sur le fait que la structure DFA était plus ou moins bien définie. Regardons les profils obtenus pour une valeur de β_t plus faible (FIG. 4.23 à droite) et une valeur plus élevée (FIG. 4.23 à gauche). Les autres paramètres n'ont pas changé.

Nous observons bien que plus ce paramètre est grand, mieux la structure DFA est définie.

Le gradient de température est plus raide et la taille du plateau entre les deux fronts est

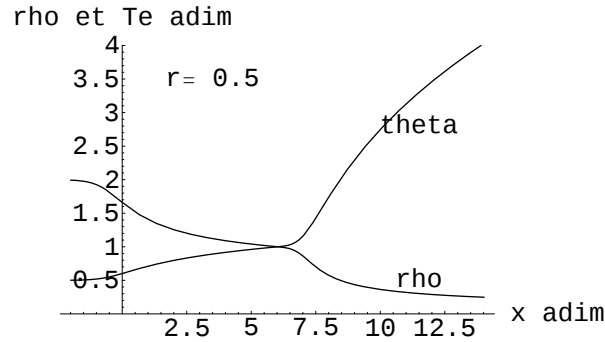
FIG. 4.23 – Influence du paramètre β_t sur les profils de densité et température.

plus grande.

Nous retrouvons ainsi les cas de type *CHBr* pour la figure de droite et silice ou aluminium pour celle de gauche. Au niveau du plateau, la valeur de la densité ne change pas quand β_t varie, ni celle de θ_f .

Observons à présent l'influence du rapport des densités ρ_f/ρ_a ($r_f < 1$).

Regardons alors les profils obtenus pour une valeur de ρ_f/ρ_a plus élevée (FIG. 4.24). Les autres paramètres n'ont pas changé. Nous observons alors que la taille du plateau s'est allongée, que la valeur de la densité au plateau est plus élevée, mais qu'elle est plus faible au niveau du front principal.

FIG. 4.24 – Influence de ρ_f/ρ_a sur les profils de densité et température.

Pour terminer, observons l'influence du paramètre $\hat{L}$; ce paramètre est le rapport des longueurs caractéristiques des transports électronique et radiatif au deuxième front.

Regardons les profils obtenus pour une valeur de $\hat{L}$ plus faible (FIG. 4.25 à droite) et une valeur plus élevée (FIG. 4.25 à gauche). Les autres paramètres n'ont pas changé.

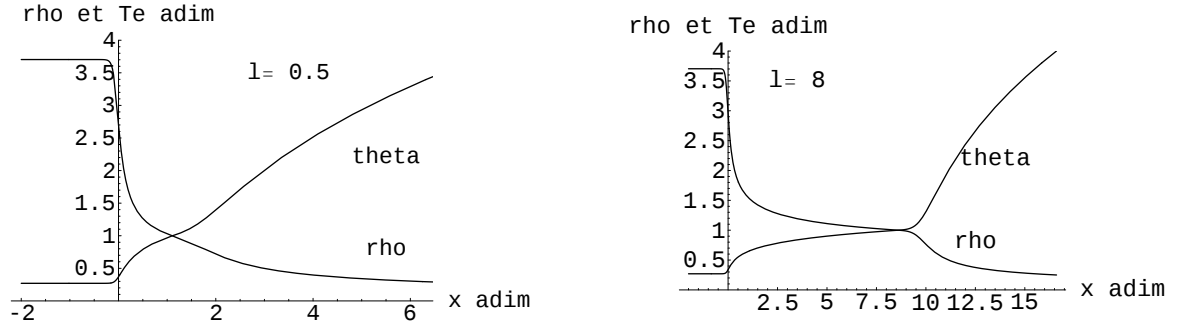


FIG. 4.25 – Influence du paramètre $\hat{L}$ sur les profils de densité et température.

Il apparaît que plus le rapport des longueurs caractéristiques des deux mécanismes de transport est élevé, mieux la structure est définie et plus la région du plateau est étendue. Ceci est dû au fait que le paramètre β_t est proportionnel à ce rapport des longueurs. Ainsi, plus $\hat{L}$ est grand, plus β_t est grand, mieux la structure DFA est définie. Nous observons également en comparant la figure FIG. 4.25 de gauche (grande valeur de $\hat{L}$) avec la figure de “base” FIG. 4.22, que le gradient de température est plus raide lorsque $\hat{L}$ est plus élevée.

4.2.6 Conclusions

Ce nouveau modèle théorique permet de comprendre la nature et l’importance des mécanismes physiques à l’origine de la formation et de la dynamique des structures DFA et de les exprimer avec trois paramètres sans dimension.

Ces mécanismes physiques sont considérés dans ce modèle moyennant des approximations, comme l’approximation quasi-isobare dans la région d’ablation par exemple ou l’hypothèse de diffusion du flux radiatif et des modélisations des opacités sous la forme la plus simple.

Mais nous capturons tout de même les principaux mécanismes en présence et reproduisons ainsi correctement les structures DFA. En effet, un bon accord est obtenu entre ces profils calculés avec les paramètres d’entrée obtenus des simulations et les profils simulés.

Ce modèle prend en compte deux mécanismes de transport de l’énergie et deux températures hors équilibre pour traiter la matière et le rayonnement et montre l’importance du flux radiatif dans la création des DFA, caractérisé par le paramètre β_t .

La structure DFA est mieux définie si le transport radiatif impliqué au niveau de la zone de transition est plus important. Cette zone de transition est également un concept important du modèle, qui permet de comprendre l’apparition d’un deuxième front d’abla-

tion et le comportement du flux radiatif.

Une des conclusions essentielles apportées par ce nouveau modèle est très différente de celle donnée dans [5] : le deuxième front d’ablation n’est pas régi par le flux thermique électronique, mais par le flux radiatif, qui domine dans toute la zone d’ablation pour les structures DFA.

Ce modèle théorique comporte néanmoins une limitation, quant à la description du premier front d’ablation. En effet, ce modèle théorique permet de bien reproduire les mécanismes physiques dans la région du plateau de densité et du deuxième front d’ablation, mais au niveau du premier front d’ablation, le modèle est moins applicable. Il prend en compte le maximum de densité et le front d’ablation, mais ne traite pas la détente au devant. Ceci a une importance faible, car ce modèle s’attache à décrire la région entre les deux fronts d’ablation et surtout la région du deuxième front d’ablation.

Cette approche théorique de la création et dynamique des structures DFA peut alors être étendue à l’étude de l’instabilité Rayleigh-Taylor en phase linéaire, dans la deuxième partie de cette thèse.

Ainsi, le modèle $1D$ avec transport radiatif est introduit dans le code dédié à l’étude des perturbations linéaires PERLE afin d’étudier les instabilités RTA numériquement.

Bibliographie

- [1] Kull H.J., Incompressible description of Rayleigh-Taylor instabilities in laser ablated plasmas, *Phys. Fluids B* **1**, 170 (1988).
- [2] Kull H.J. et Anisimov S.I., Ablative stabilization in the incompressible Rayleigh-Taylor instability, *Phys. Fluids* **29**, 2067 (1986).
- [3] Betti R., Goncharov V.N., McCrory R.L. et Verdon C.P., Growth rate of the Rayleigh-Taylor instability in inertial confinement fusion, *Physics of Plasmas* **5**, 1446 (1998).
- [4] Betti R., Goncharov V.N., McCrory R.L. et Verdon C.P., Self consistent cut off wave numbers of the ablative Rayleigh-Taylor instability, *Physics of Plasmas* **2**, 3844 (1995).
- [5] Betti R., Goncharov V.N., McCrory R.L. et Verdon C.P., Self consistent stability analysis of ablation front in inertial confinement fusion, *Physics of Plasmas* **3**, 2122 (1996).
- [6] Goncharov V.N., Betti R., McCrory R.L. et Verdon C.P., Self consistent stability analysis of ablation front with small Froude numbers, *Physics of Plasmas* **3**, 4665 (1996), Goncharov V.N., Betti R., McCrory R.L., Sorotokin P. et Verdon C.P., Self consistent stability analysis of ablation front with large Froude numbers, *Physics of Plasmas* **3**, 1402 (1996).
- [7] Takabe H., Mima K., Montierth L. et Morse R.L., Self consistent growth rate of the Rayleigh-Taylor instability in an ablatively accelerating plasma, *Phys. Fluids* **28**, 3676 (1985).
- [8] Sanz J., Betti R., Olazabal-Loumé M., Drean V. et Tikhonchuk V.T., présentation à la 35^{me} conférence EPS 2008 “Analytical theory of radiative ablation fronts for direct drive ICF targets”, et présentation à la 36th conférence EPS 2009 “Radiation hydrodynamic theory of double ablation fronts in direct-drive inertial confinement fusion”.

- [9] Sanz J., Betti R., Smalyuk V., Olazabal-Loumé M., Drean V. et Tikhonchuk V., Radiation hydrodynamic theory of double ablation fronts in direct-drive inertial confinement fusion, *Physics of Plasmas* **16**, 082704 (2009)

Chapitre 5

Etude de la dynamique des structures DFA avec le code PERLE

Le dernier chapitre de cette partie dédiée à l'étude de la dynamique des structures DFA traite des profils $1D$ obtenus avec le code PERLE [1] [2] [3] (Annexe B).

Ce code est dédié au calcul des perturbations linéaires au front d'ablation durant toutes les phases d'irradiation, pour des écoulements instationnaires. Il inclut donc un écoulement $1D$ non stationnaire et calcule les perturbations linéaires $2D$ pour cet écoulement.

Le code PERLE dans sa version initiale ne traite que le transport thermique électronique [4] comme mécanisme de transport de l'énergie. Nous avons vu précédemment qu'il était essentiel de tenir compte du transport radiatif afin d'obtenir des structures DFA [5] [6] [7].

Ainsi, afin d'étudier la dynamique de la région d'ablation, puis les perturbations au front d'ablation dans le cas où les effets radiatifs ne sont plus négligeables et que des structures DFA existent (Chapitre 7), le couplage des équations de l'hydrodynamique avec l'équation du transfert radiatif est nécessaire.

Pour introduire le transfert radiatif dans PERLE, nous choisissons un modèle de diffusion. La modélisation des opacités est faite en utilisant un modèle gris décrit dans le Chapitre 1.

Nous devons donc obtenir des expressions analytiques afin d'introduire les propriétés optiques du matériaux (opacités de Planck et Rosseland). Ces expressions analytiques simplifiées sont choisies selon la forme donnée par [6] [7] [8] et présentées au Chapitre 1 ; ainsi, la modélisation choisie pour PERLE pourra valider les expressions utilisées dans le modèle théorique et le choix des hypothèses simplificatrices du modèle théorique (Chapitre 4).

Dans un premier temps, nous montrerons qu'il est possible de reproduire des structures DFA en choisissant correctement les expressions analytiques des opacités. Dans un

deuxième temps, les profils 1D obtenus seront comparés à ceux précédemment calculés par le code CHIC (Chapitre 2).

Nous n’entendons pas reproduire à l’identique les profils hydrodynamiques obtenus avec le code CHIC, qui prend en compte une physique réaliste, et inclut des modèles d’équations d’état et d’opacités tabulées, un traitement multigroupe du transfert radiatif et une ionisation variable. En effet, le code PERLE considère une physique plus simple, proche du modèle théorique présenté dans le Chapitre 4. Dans ce code, l’absorption laser est calculée selon le modèle de *Bremstrahlung* inverse, les équations d’état sont traitées en gaz parfait et l’ionisation est fixe.

Comme nous l’avons montré dans les chapitres précédents (Chapitres 2 et 3), par des méthodes simples (expression analytiques des opacités, approximation de diffusion, traitement gaz parfait) on peut capturer les principaux mécanismes physiques à l’origine des structures DFA et étudier par la suite (Chapitre 7) l’influence d’une telle structure (action du plateau de densité, comportement spécifique des modes petits et grands...) sur le taux de croissance de l’instabilité Rayleigh-Taylor et les perturbations de densité au niveau des deux fronts d’ablation.

L’existence des structures DFA, comme nous l’avons vu (Chapitres 2, 3 et 4), n’est dûe qu’aux effets radiatifs; l’ablateur en plastique dopé ou de numéro atomique modéré permet d’assurer une bonne conversion du rayonnement laser incident en rayonnement X . Les opacités plus élevées de ces ablateurs (comme Al , SiO_2 , ou $CHBr$) par rapport à des ablateurs plus classiques (comme CH ou DT) permettent une réabsorption plus importante du rayonnement au niveau du front d’ablation et donc la création de DFA, comme l’a montré notre étude sur les zones d’absorption des différentes énergies de photons (Chapitre 3). De plus, ces structures présentent des paramètres d’ablation caractéristiques intéressants pour la réduction de l’instabilité Rayleigh-Taylor, comme une vitesse d’ablation et une longueur de gradients plus élevées (donc des gradients plus doux), une densité maximale au front d’ablation plus faible, mais une bonne conservation de l’accélération. De par ces caractéristiques, un tel ablateur était envisagé comme une voie pour la stabilité de l’interface entre ablateur et combustible par [9].

5.1 Introduction du transfert radiatif dans le code PERLE

5.1.1 Forme analytique simplifiée des opacités

Afin de prendre en compte les effets radiatifs dans le code PERLE, il est nécessaire d’introduire une forme analytique pour les opacités moyennes de Planck et de Rosseland.

Selon les résultats du Chapitre 1, nous pouvons approcher ces opacités par des expressions dépendantes de la densité et de la température seulement.

Des expressions analytiques simples pour les opacités moyennes de Planck et de Rosseland (notées κ_P et κ_R respectivement) ont déjà été proposées par [6] [7] et [8] et sont seulement fonction de la température électronique et de la densité. Nous reprenons ici cette même approche, en tenant compte d'un changement de pente de l'opacité en fonction de la température pour une certaine température T_t , appelée température de transition.

Ainsi, les approximations et expressions analytiques utilisées dans PERLE sont semblables à celles considérées dans le modèle théorique. Les résultats obtenus avec le code serviront également de validation du modèle quant aux paramètres caractéristiques qu'il contient (paramètres q_1 et q_2 , T_t , validité de l'approximation de la diffusion).

Sur la figure FIG. 5.1, nous observons une légère différence des opacités moyennes de Rosseland calculées par CHIC, PERLE et en approximation isobare. Ceci est dû au fait que dans PERLE, l'hydrodynamique est traitée en gaz parfaits, avec un degré d'ionisation maximal (tout ionisé), contrairement à CHIC, qui utilise de plus un traitement multigroupe du rayonnement. Nous avons vu également que nous avons un écart entre 10 et 20 % à l'hypothèse isobare au niveau du front d'ablation principal. Ainsi, cet écart à l'hypothèse, même s'il est acceptable, peut modifier les profils des opacités calculées selon cette hypothèse (écart entre les opacités isobares et celles moyennées par CHIC). Ainsi, nous obtenons avec PERLE des opacités un peu sous estimées mais présentant néanmoins un comportement similaire en fonction de la température.

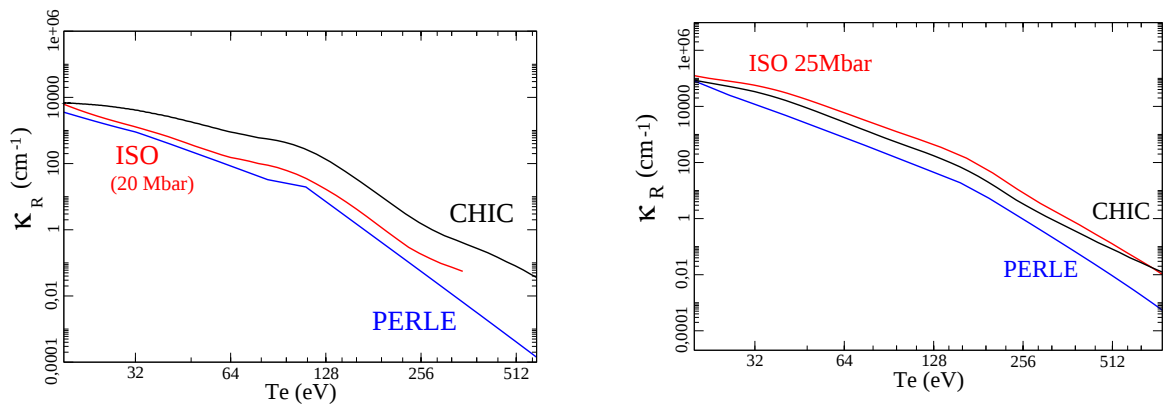


FIG. 5.1 – Opacités moyennes de Rosseland pour le plastique bromé (figure de gauche) et la silice (figure de droite), calculées avec CHIC, PERLE et en approximation isobare.

Nous reproduisons bien le changement de pente des opacités autour de la température de transition et conservons le même ordre de grandeur de l'opacité. Ainsi, nous capturons

les principales caractéristiques des propriétés du matériau.

Une autre approximation faite ici concerne le coefficient r reliant les opacités de Planck et de Rosseland ($r = \kappa_P/\kappa_R$). Ce coefficient est alors calculé dans la cible pour différents matériaux avec le code CHIC. Nous observons alors une différence au niveau du comportement du coefficient r pour les cibles avec structures DFA (Al , SiO_2 , $CHBr$) et celles sans (CH) (FIG. 5.3).

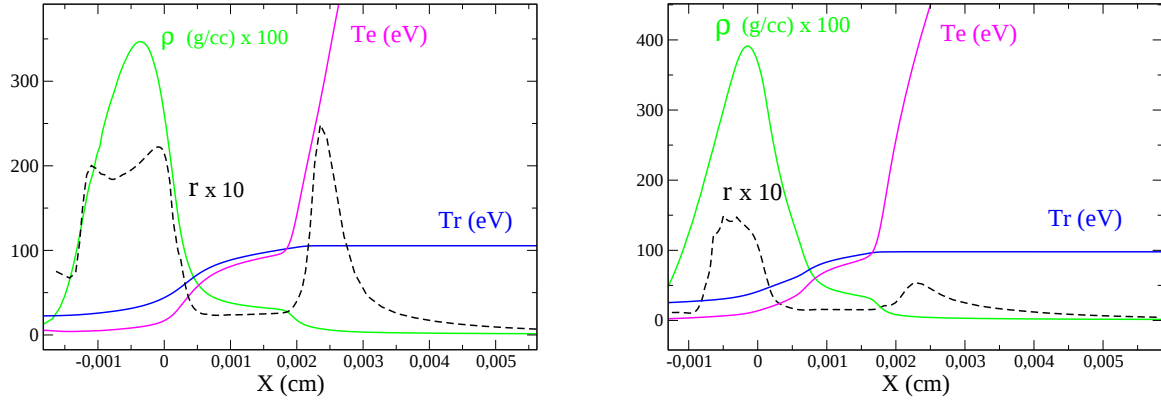


FIG. 5.2 – Coefficient r dans les cibles d'aluminium (figure de gauche) et de silice (figure de droite) à partir d'une simulation CHIC.

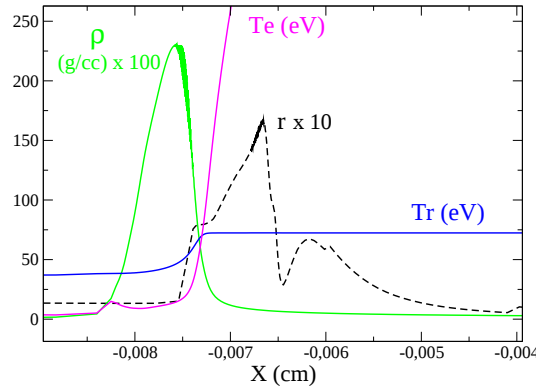


FIG. 5.3 – Coefficient r dans une cible de plastique CH à partir d'une simulation CHIC.

En effet, pour les structures DFA, le comportement de r dans la cible est similaire pour les différents matériaux ; au niveau du plateau de densité, r est quasi constant et vaut ~ 3 pour l'aluminium et ~ 2 pour la silice. Autour du plateau de densité, nous observons des valeurs de r beaucoup plus élevées, correspondant à des absorptions locales du rayonnement incident plus importantes et donc à la formation des deux fronts.

Pour la cible CH , ce comportement de r n'est plus obtenu, mais dans la région du front d'ablation, ce coefficient est quasi constant. Nous observons ainsi que le rayonnement est principalement absorbé dans une seule région (au pied de l'onde thermique) et ainsi un seul front d'ablation est obtenu.

Suite à ces observations, nous avons proposé de le considérer comme constant, bien que ce ne soit pas forcément le cas dans une simulation multigroupe plus réaliste. Cette même hypothèse est faite pour le modèle analytique (Chapitre 4).

Pour introduire ce coefficient dans le code PERLE, nous calculerons une valeur moyenne de r dans la région d'ablation.

5.1.2 Modélisation du transfert radiatif dans PERLE

Afin d'introduire le transfert radiatif dans le code PERLE, nous avons besoin de coupler les équations de l'hydrodynamique aux équations du rayonnement.

En effet, la matière et le rayonnement sont fortement couplés pour des cibles à Z modéré ; ainsi le rayonnement a des effets importants sur l'écoulement hydrodynamique, mais le fait que le fluide soit en mouvement influence également le rayonnement, car le transfert radiatif est dépendant des propriétés optiques du matériau, comme les opacités et donc de la température et densité de la matière.

L'introduction des effets radiatifs dans un problème hydrodynamique étant complexe, nous choisissons un modèle plus simple que celui du code CHIC au moyen d'hypothèses simplificatrices, mais suffisant pour l'étude de l'instabilité Rayleigh-Taylor ablative.

Nous considérons ainsi une approximation de diffusion pour le transfert radiatif et un modèle gris pour les opacités. Le modèle de transport comprend donc deux températures : la température radiative T_r pour le rayonnement et la température électronique T_e pour la matière.

Cette approximation de la diffusion est valide si les libres parcours moyens de Rosseland et de Planck des photons sont plus petits que la taille caractéristique des gradients des grandeurs hydrodynamiques.

Nous avons pu vérifier cette hypothèse (FIG. 5.4) : en effet, lorsque nous représentons le rapport du libre parcours moyen de Rosseland (et Planck) et de la taille caractéristique du gradient de température électronique $T_e/\nabla T_e$, nous observons que ce rapport est très petit devant 1 au niveau des deux fronts d'ablation et du plateau de densité. Ainsi, l'approximation de la diffusion pour le transport de l'énergie radiative est valide ici.

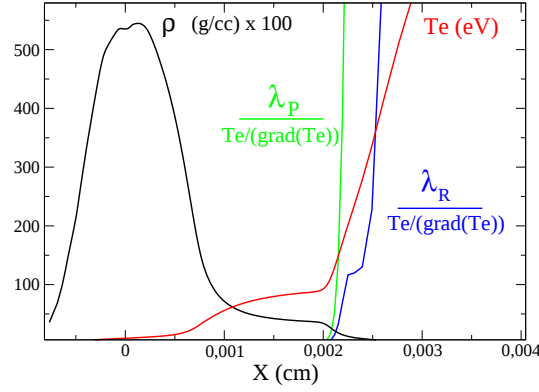


FIG. 5.4 – Rapport des libres parcours moyens de Planck et Rosseland (λ_P , λ_R) et de la taille caractéristique du gradient de température électronique $L_T = T_e/\nabla T_e$ dans une structure DFA ; ici cible d'aluminium.

5.1.3 Equations pour l'hydrodynamique et couplage au radiatif

Les équations de l'hydrodynamique dans PERLE sont les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie pour un gaz parfait écrites dans le Chapitre 4, équations (4.11)-(4.16).

Nous avons vu que l'équation de continuité est inchangée, ainsi que l'équation de conservation de la quantité de mouvement car la pression radiative P_r est négligée. Finalement, seule l'équation de conservation de l'énergie est modifiée car les sources externes d'énergie doivent tenir compte de l'énergie radiative. L'équation du transfert radiatif est écrite en approximation de diffusion (4.15). Dans le code PERLE, la température radiative est calculée à partir de l'énergie radiative U_r telle que $T_r = (U_r/a)^{1/4}$ à chaque itération.

5.2 Structures DFA obtenues avec PERLE

5.2.1 Influence du niveau d'ionisation

Les structures obtenues avec PERLE et avec le code CHIC sont très similaires en choisissant des paramètres pour les opacités adéquats.

Nous avons vu au Chapitre 2 que la formation des DFA sont régies par les effets radiatifs induits principalement et donc par la modélisation du transfert radiatif (nombre de groupes de fréquences et de l'énergie maximale des photons). Le choix d'un modèle d'ionisation ou d'une équation d'état plus simple (ionisation fixe et traitement en gaz parfait par exemple) n'induisent que des changements "mineurs" dans les structures obtenues. C'est pourquoi dans ce travail de thèse, nous avons privilégié l'optimisation des opacités de la matière et pas celle de l'équation d'état. Il est envisageable par la suite de

modifier légèrement la valeur du coefficient γ_H par rapport à la valeur $\gamma_H = 5/3$ utilisée dans PERLE pour le traitement gaz parfaits.

Lorsque nous comparons les structures DFA obtenues avec les codes CHIC et PERLE, les différences observées sont principalement au niveau de la valeur du maximum de densité au front d’ablation “principal”, de la taille caractéristique du front L_0 , ainsi qu’au niveau des températures T_e et T_r à ce front.

Ces différences s’expliquent ainsi par la physique plus simple considérée dans le code PERLE. Comme nous l’avons mentionné précédemment, ce code utilise un traitement de l’écoulement en gaz parfait. L’ionisation du matériau est fixe et maximale (tout ionisé). Ces deux hypothèses donnent des longueurs caractéristiques L_0 légèrement sous estimées, car au niveau de la structure DFA, la température plus faible ne permet pas une ionisation maximale du matériau. Cette variation de Z^* n’étant pas reproduite dans PERLE, les valeurs de ρ et de $T_{e,r}$ seront différentes.

De plus, le traitement multigroupe du rayonnement de CHIC “adoucît” les profils de densité. Le traitement différent du transfert radiatif dans PERLE est l’explication principale des différences observées dans les profils. Le front d’ablation est ainsi moins épais dans PERLE (gradients un peu plus raides). Ceci est bien visible sur la figure (FIG. 5.5) ; les profils obtenus avec la silice sont très différents que ceux obtenus au Chapitre 2 lorsque le nombre de groupes choisi pour le traitement multigroupe est plus faible (ici 10 groupes au lieu de 100 au Chapitre 2).

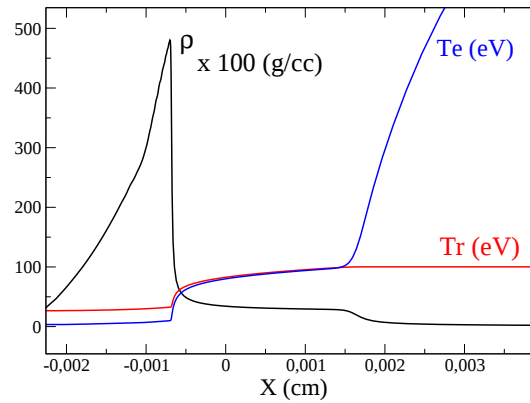


FIG. 5.5 – Profils de densité et températures obtenus avec CHIC pour une cible SiO_2 , $I_L = 100 \text{ TW/cm}^2$ avec 10 groupes et $E_{max} = 70 \text{ KeV}$ en gaz parfait.

Regardons à présent comment varie l’ionisation dans la cible considérée. Dans le code PERLE, pour la silice nous avons ainsi $Z = 10$, alors que dans le code CHIC l’ionisation est variable. Un diagnostic permet, à partir d’un profil hydrodynamique simulé, de connaître la variation de l’ionisation dans la matière en fonction de la température électronique

(FIG. 5.6).

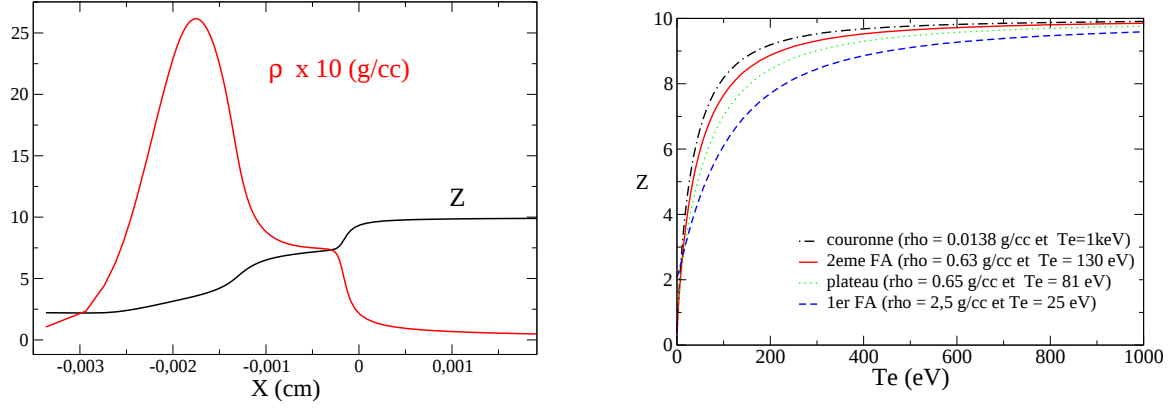


FIG. 5.6 – Figure de gauche : variation de l’ionisation Z de la silice dans la région d’ablation - Figure de droite : variation de l’ionisation Z de la silice en fonction de la température électronique Te dans différentes régions de la cible.

Nous observons bien sur cette figure (FIG. 5.6) que Z est différent de la valeur maximale $Z_{max} = 10$ pour les valeurs de la température électronique correspondant à la région d’ablation. Le fait de tenir compte d’une ionisation plus faible que Z_{max} en choisissant une ionisation “moyenne” Z^* dans la région d’ablation permettrait ainsi d’être plus proche des profils CHIC. Nous pouvons penser à un choix de Z^* tel que $Z^* \propto T_e^{1/2}$ se rapprochant du modèle Thomas-Fermi dans la zone d’ablation au cours des simulations (Chapitre 2).

Les mêmes remarques peuvent être faites pour les autres matériaux utilisés, comme le plastique et le plastique dopé.

5.2.2 Caractérisation de l’écoulement

En ce qui concerne l’écoulement obtenu, la chronologie est respectée : la phase d’accélération débute aux mêmes instants dans CHIC et PERLE, ainsi que le temps de formation de la structure DFA (apparition du deuxième front, puis du plateau de densité). De plus, nous retrouvons la même évolution de la structure en fonction du temps et de l’intensité laser ; en effet, les deux fronts s’éloignent l’un de l’autre au cours du temps et nous observons donc un allongement de la taille du plateau (FIG. 5.7).

Ainsi, bien que le traitement du transfert radiatif dans le code PERLE soit simplifié, il permet néanmoins de tenir compte des principaux effets radiatifs (propagation des photons) qui

- créent la structure à double front d’ablation,
- établissent le plateau entre ces fronts.

Ceci explique que les distances caractéristiques pour les fronts d'ablation et le plateau soient similaires dans les deux codes.

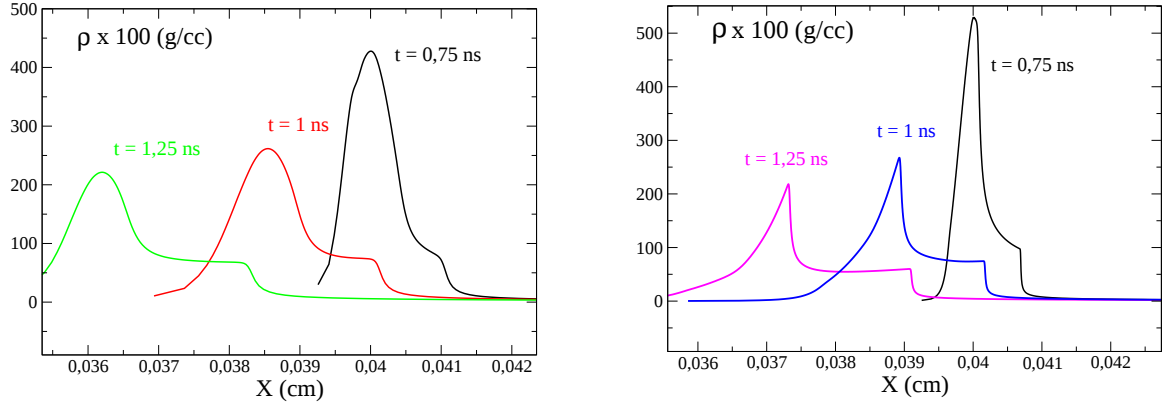


FIG. 5.7 – Evolution temporelle des profils de densité obtenus pour une cible SiO_2 en phase d'accélération et $I_L = 100 \text{ TW/cm}^2$ avec CHIC (figure de gauche) et PERLE (figure de droite).

Comme précédemment avec CHIC, plus l'intensité laser incidente est élevée, mieux la structure est définie et plus le deuxième front et le plateau apparaissent rapidement.

De plus, l'évolution temporelle de la taille du plateau dx reste très similaire à celle des structures obtenues avec CHIC. En effet, la même évolution linéaire avec le temps est obtenue pour une intensité laser donnée (FIG. 5.8).

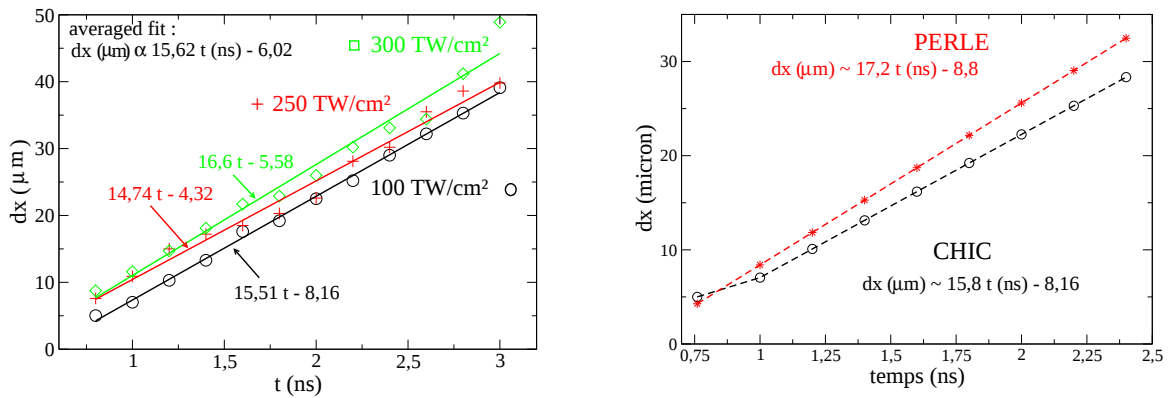


FIG. 5.8 – Evolution temporelle de la taille du plateau dx en μm avec le temps en ns pour des profils obtenus avec CHIC et PERLE; cible aluminium, $I_L = 100 \text{ TW/cm}^2$.

Nous avons vu au Chapitre 2 que l'extension du plateau était dû à des vitesses différentes aux deux fronts d'ablation. Nous pouvons alors donner une première estimation

de cette différence des vitesses aux deux fronts avec une simple loi d'échelle ; considérons pour cela l'équation de conservation de l'énergie en approximation isobare (B.7) ; l'analyse faite ici reste très similaire à celle du Chapitre 4, section 4.2.5 qui concernait l'estimation de la taille du plateau.

Nous avons vu que dans la région d'ablation, le flux radiatif $\vec{S}_r$ dominait le flux thermique électronique $\vec{Q}_e$; ainsi si nous négligeons le flux $\vec{Q}_e$, nous obtenons à partir de l'équation de conservation de l'énergie en approximation isobare

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{V} + \frac{\gamma - 1}{\gamma P_a} R 4 \sigma_B \kappa_P (T_e^4 - T_r^4) \approx 0, \quad (5.1)$$

et nous considérons un écoulement de base 1D selon la direction x

$$\frac{dV}{dx} + \frac{\gamma - 1}{\gamma P_a} R 4 \sigma_B \kappa_P (T_e^4 - T_r^4) \approx 0. \quad (5.2)$$

Afin d'obtenir la loi d'échelle caractérisant les variations de la vitesse V dans la région d'ablation, nous écrivons :

$$\frac{dV}{dx} \sim \frac{V}{X}$$

et donc

$$V \approx X \frac{\gamma - 1}{\gamma P_a} R 4 \sigma_B \kappa_P (T_r^4 - T_e^4). \quad (5.3)$$

Visualisons cette première approximation de la vitesse aux deux fronts d'ablation sur les profils hydrodynamiques obtenus par CHIC pour la silice (FIG. 5.9).

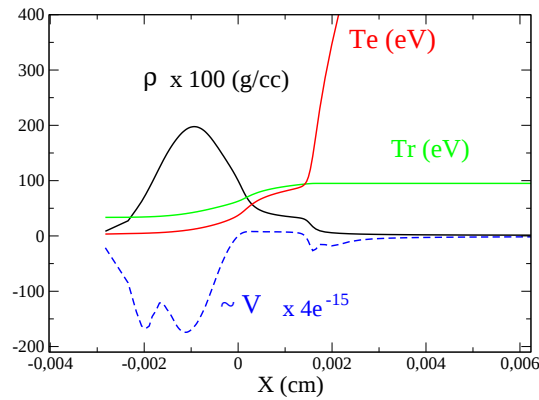


FIG. 5.9 – Estimation de la variation de la vitesse aux deux fronts d'ablation pour une cible SiO_2 à $t = 1 \text{ ns}$ et $I_L = 100 \text{ TW/cm}^2$ calculée avec la loi d'échelle dans la région d'ablation.

Nous observons bien une vitesse plus élevée au niveau du front d'ablation principal, ce qui explique l'extension du plateau entre les deux fronts en temps. En effet, d'après la

loi d'échelle obtenue la vitesse dépend de l'opacité de Planck κ_P et de la différence des températures radiatives et électroniques à la puissance 4. Au niveau du front d'ablation principal, les valeurs des températures T_e et T_r sont plus faibles qu'au niveau du front secondaire, mais la différence des deux est plus élevée. De plus, ce front principal est plus opaque que le secondaire, ce qui explique sa plus grande vitesse.

Regardons à présent les profils hydrodynamiques obtenu via simulation CHIC et PERLE (FIG. 5.10, FIG. 5.11, FIG. 5.12 et FIG. 5.13).

Nous retrouvons bien des structures similaires, ainsi qu'une bonne correspondance de la taille du plateau pour ces matériaux présentant des structures DFA à ces intensités.

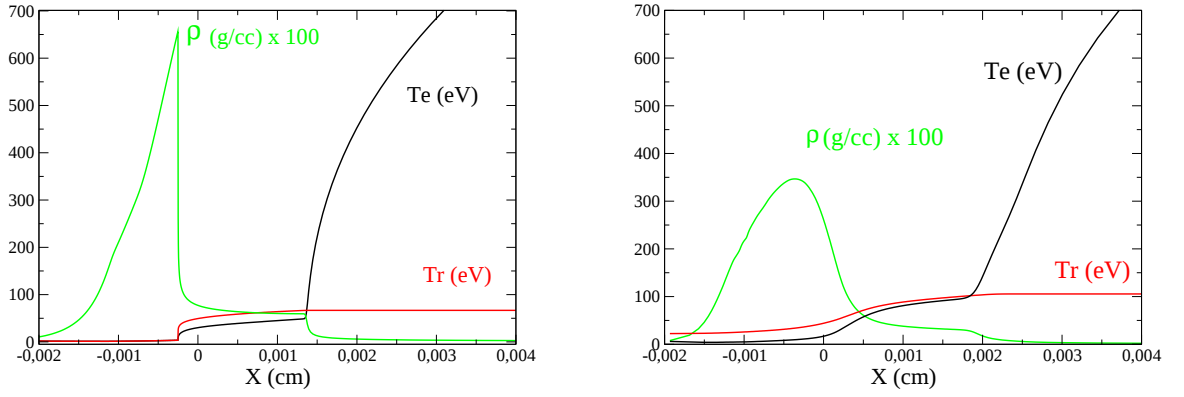


FIG. 5.10 – Profils de températures et densité obtenus pour une cible Al à $t = 1 \text{ ns}$ et $I_L = 100 \text{ TW/cm}^2$ avec PERLE (gauche) et CHIC (droite).

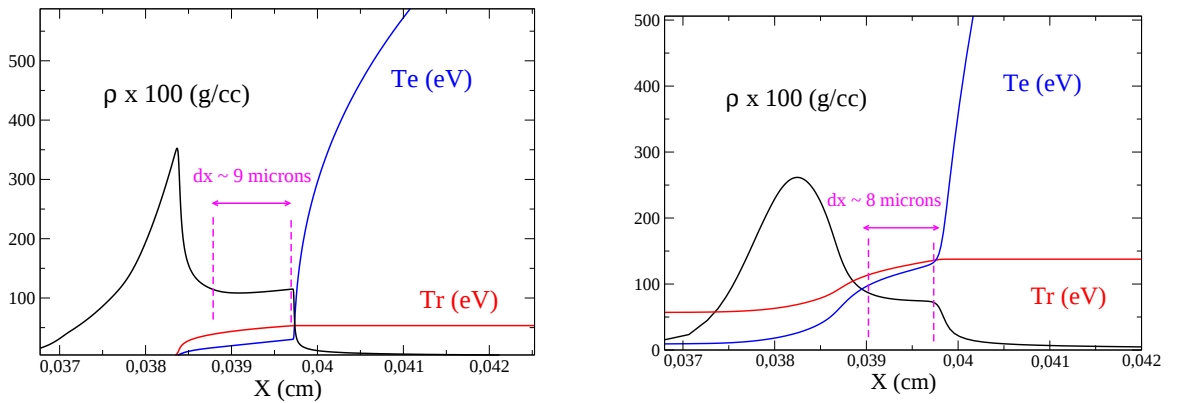


FIG. 5.11 – Profils de densité et température obtenus avec PERLE (figure de gauche) et CHIC (figure de droite) pour une cible SiO_2 , $I_L = 100 \text{ TW/cm}^2$; taille de plateau similaire.

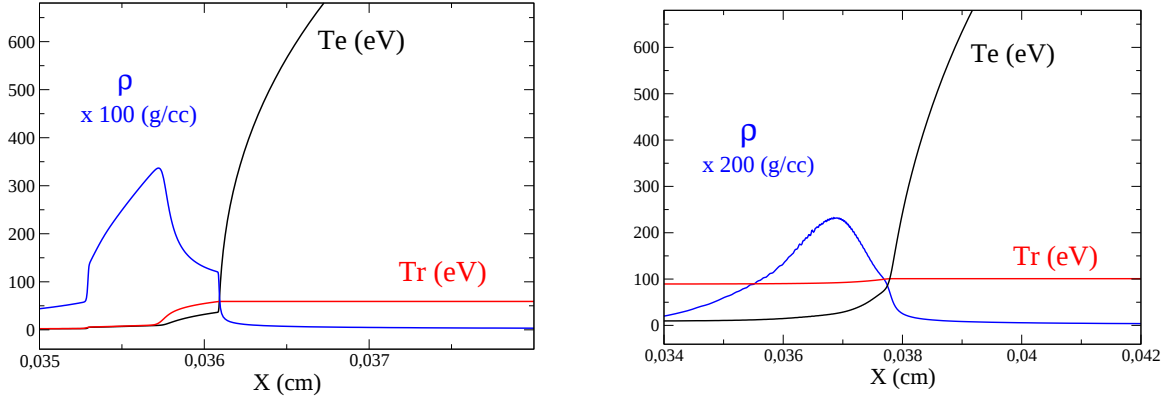


FIG. 5.12 – Profils de densité et température obtenus avec PERLE (figure de gauche) et CHIC (figure de droite) pour une cible $CHBr$, $I_L = 200 \text{ TW/cm}^2$ avec rampe linéaire de 100 ps ; taille de plateau similaire.

Nous observons bien les différences sur les profils hydrodynamiques entre ces deux codes, dues à la modélisation du transfert radiatif principalement. En effet, les simulations réalisées avec CHIC avec un nombre de groupes faible pour le traitement multigroupe du rayonnement sont alors très proches de celles obtenues avec PERLE (FIG. 5.5). De plus, nous pouvons remarquer qu'au niveau du front d'ablation principal, le traitement multigroupe donne un écart des températures radiatives et électroniques. Avec le traitement simplifié de PERLE, les deux températures sont égales au niveau de ce front, comme dans le modèle théorique (Chapitre 4).

Nous pouvons également comparer les écoulements obtenus avec les code CHIC et PERLE en calculant les paramètres caractéristiques tels que la vitesse d'ablation V_a , l'accélération g , la taille du front d'ablation L_0 ou le nombre de Froude Fr correspondant (pour rappel : $Fr = V_a^2/gL_0$). Ainsi, même si les profils obtenus présentent des différences, la comparaison des paramètres caractéristiques nous permettra de voir si nous restons tout de même dans le même régime d'écoulement, ce qui est important pour justifier l'utilisation du modèle simplifié.

Nous calculons donc les paramètres précédents pour différents matériaux pendant la phase d'accélération, pour des simulations CHIC et PERLE.

Cible plastique CH

Nous considérons une cible de $20 \text{ }\mu\text{m}$ de CH , éclairée avec une intensité $I_L = 200 \text{ TW/cm}^2$, au temps $t = 1,3 \text{ ns}$ (phase d'accélération).

Les paramètres V_a , g , L_0 et Fr sont alors calculés pour les simulations CHIC et PERLE (Tab5.1) ;

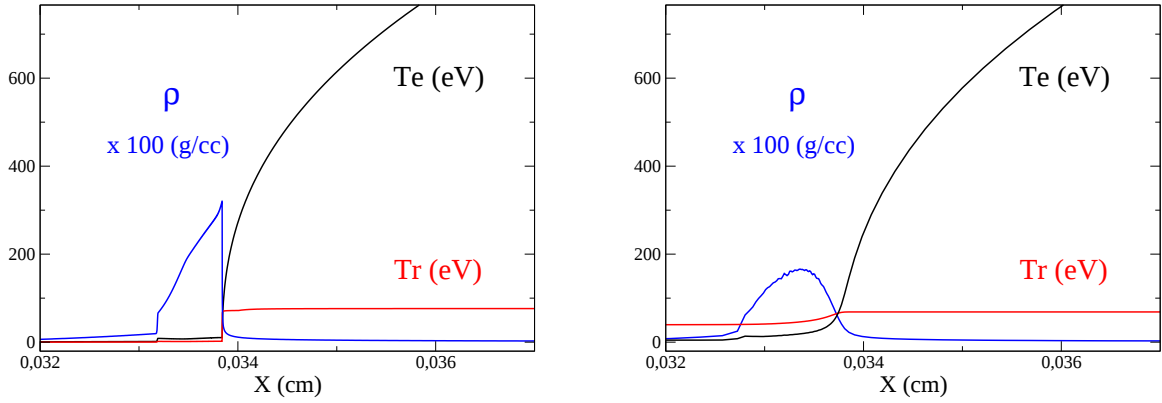


FIG. 5.13 – Profils de densité et température obtenus avec PERLE (figure de gauche) et CHIC (figure de droite) pour une cible CH , $I_L = 200 \text{ TW/cm}^2$ avec rampe linéaire de 100 ps .

	PERLE	CHIC
$V_a \text{ (cm/s)}$	$1,8 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^5$
$g \text{ (cm/s}^2\text{)}$	$15 \cdot 10^{15}$	$14,4 \cdot 10^{15}$
$L_0 \text{ (cm)}$	$1,3 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-5}$
Fr	0,16	0,12

TAB. 5.1 – Comparaison des grandeurs caractéristiques des écoulements obtenus par CHIC et PERLE pour le CH .

Nous observons bien que l'épaisseur du front d'ablation est plus faible pour le profil PERLE, mais nous restons tout de même dans le même régime d'écoulement. En effet, les valeurs de la vitesse d'ablation et de l'accélération sont très proches; de plus, nous restons dans la même gamme de nombre de Froude.

Cible plastique dopé $CHBr$

Nous considérons une cible de $20 \mu\text{m}$ de $CHBr_{4\%}$, éclairée avec une intensité $I_L = 200 \text{ TW/cm}^2$, au temps $t = 1,3 \text{ ns}$ (phase d'accélération).

Comme précédemment, les paramètres V_a , g , L_0 , Fr , ainsi que la température au niveau du plateau sont alors calculés pour les simulations CHIC et PERLE (Tab5.2);

Nous pouvons faire les mêmes conclusions que pour le CH ; ainsi nous restons dans le même régime d'écoulement. De plus, nous observons bien que la taille caractéristique du front d'ablation et la vitesse d'ablation sont plus élevées dans le $CHBr$ que dans le CH .

	PERLE	CHIC
V_a (cm/s)	$3,5.10^5$	$3,7.10^5$
g (cm/s ²)	9.10^{15}	$8,4.10^{15}$
L_0 (cm)	$1,6.10^{-4}$	$2,2.10^{-4}$
Fr	0,091	0,073
T_r (eV)	88	110

TAB. 5.2 – Comparaison des grandeurs caractéristiques des écoulements obtenus par CHIC et PERLE pour le $CHBr$.

Cible aluminium Al

Nous considérons une cible de $20 \mu m$ de Al , éclairée avec une intensité $I_L = 100 TW/cm^2$, au temps $t = 1,5 ns$ (phase d'accélération). (Tab5.3) ;

	PERLE	CHIC
V_a (cm/s)	$1,9.10^5$	$2,1.10^5$
g (cm/s ²)	$2,53.10^{15}$	$2,41.10^{15}$
L_0 (cm)	$8,44.10^{-5}$	$1,01.10^{-5}$
Fr	0,17	0,18
T_r (eV)	85	100

TAB. 5.3 – Comparaison des grandeurs caractéristiques des écoulements obtenus par CHIC et PERLE pour l' Al .

Nous aboutissons aux mêmes conclusions que les matériaux précédents.

5.2.3 Conclusions

Le transport radiatif a été introduit dans le code PERLE en choisissant une approximation de diffusion et un modèle gris (expressions analytiques simplifiées) pour les opacités de Planck et de Rosseland.

Des structures DFA ont été obtenues pour différents matériaux de Z modérés, comme l'aluminium, la silice ou le plastique dopé au brome.

Ces structures ont été caractérisées ; bien que des différences apparaissent sur les profils de densité et température, le régime d'écoulement reste le même pour les profils obtenus les codes CHIC et PERLE pour différents matériaux pendant la phase d'accélération.

De plus, les profils obtenus conservent les mêmes propriétés : temps de début d'accélération, évolution temporelle, évolution avec l'intensité, évolution temporelle linéaire de la taille du plateau.

Ainsi, nous pouvons conclure que les mécanismes physiques (deux mécanismes de transport de l'énergie, propagation des photons dans la matière) régissant les structures DFA sont bien pris en compte dans PERLE et que l'approche très simple utilisée pour introduire le transfert radiatif et les opacités est suffisante pour reproduire le comportement des DFA. Ces résultats permettent ainsi de valider les hypothèses du modèle théorique, notamment pour le traitement simplifié des opacités (expressions analytiques avec température de transition).

Bien entendu, les différences relevées précédemment entre les profils sont à prendre en compte, mais nous ne prétendons pas reproduire les résultats du code CHIC ici ; en effet, nous avons choisi des méthodes simples pour modéliser le transfert radiatif et les opacités des matériaux, afin d'étudier les perturbations au niveau des fronts d'ablation de la structure DFA et d'estimer le taux de croissance de l'instabilité Rayleigh-Taylor quand la structure complète était considérée, étant donné que ce n'était pas réalisable avec le modèle de [5] (même modifié) et [10]-[11].

Bibliographie

- [1] Godlewski E., Olazabal M. et Raviart P.A., On the linearization of hyperbolic systems of conservation laws; Application to stability, J. Math. Pures Appl. **78**, 1013 (1999), et Godlewski E., Olazabal M. et Raviart P.A., Godunov methods : theory and applications, Kluwer Academic / Plenum Publishers (2001).
- [2] Olazabal M. et Hallo L., Stability study of planar targets using standard and adiabat shapping pulses , Physics of Plasmas **14**, 102705 (2007).
- [3] Hateau D. thèse, Université Pierre et Marie Curie (Paris VI) (2001)
- [4] Spitzer L. et Harm R., Transport phenomena in a completely ionized gas, Phys. Rev. **89**, 977 (1953).
- [5] Betti R., Goncharov V.N., McCrory R.L. et Verdon C.P., Growth rate of the Rayleigh-Taylor instability in inertial confinement fusion, Physics of Plasmas **5**, 1446 (1998), and **3**, 1402 (1996).
- [6] Sanz J., Betti R., Olazabal-Loumé M., Drean V. et Tikhonchuk V.T., présentation à la 35^{me} conférence EPS 2008 “Analytical theory of radiative ablation fronts for direct drive ICF targets” et présentation à la 36^{me} conférence EPS 2009 “Radiation hydrodynamic theory of double ablation fronts in direct-drive inertial confinement fusion”.
- [7] Sanz J., Betti R., Smalyuk V., Olazabal-Loumé M., Drean V. et Tikhonchuk V., Radiation hydrodynamic theory of double ablation fronts in direct-drive inertial confinement fusion, Physics of Plasmas **16**, 082704 (2009).
- [8] Drake R.P., “*High Energy Density Physics*”, Springer (2006).
- [9] Fujioka S., Sunahara A., Nishihara K., Ohnishi N., Johzaki T., Shiraga H., Shigemori K., Nakai M., Ikegawa T., Murakami M, Nagai K. et al., Suppression of Rayleigh-Taylor instability due to radiative ablation in brominated plastic targets, Phys. of Plasmas **11**, 2814 (2004).

- [10] Kull H.J., Incompressible description of Rayleigh-Taylor instabilities in laser ablated plasmas, *Phys. Fluids B* **1**, 170 (1988).
- [11] Kull H.J. et Anisimov S.I., Ablative stabilization in the incompressible Rayleigh-Taylor instability, *Phys. Fluids* **29**, 2067 (1986).

Deuxième partie

Stabilité des structures à double fronts d'ablation

Introduction

Dans la seconde partie de cette thèse, nous allons présenter l'étude de la stabilité des structures DFA.

Différents matériaux utilisés comme ablateurs sont considérés, tels que le plastique CH , qui présente un front d'ablation classique, le plastique dopé au brome $CHBr$, qui présente une structure DFA, ainsi que la silice SiO_2 ou l'aluminium Al , qui présentent des structures DFA très nettement définies.

Comme nous venons de le voir dans la partie précédente, dédiée à l'étude de la dynamique des DFA, les premières informations obtenues sur l'utilisation d'un matériaux présentant une structure DFA montrent qu'un tel ablateur présente des paramètres intéressants pour diminuer le développement des instabilités hydrodynamiques, et permettent de réduire le préchauffage du combustible.

Cette seconde partie est composée des chapitres 6 et 7, et s'articule de la manière suivante :

Dans le Chapitre 6, nous présentons une première étude de l'instabilité Rayleigh-Taylor ablative en utilisant le modèle de Kull repris par Betti (Chapitre 3). Ce modèle modifié pour les DFA permet d'obtenir des premières informations sur la stabilité du front d'ablation principal.

Dans le Chapitre 7, le code PERLE dédié à l'étude des perturbations linéaires modifié pour prendre en compte deux mécanismes de transport de l'énergie (Chapitre 5) est utilisé pour étudier la stabilité des DFA en considérant la structure entière. Les taux de croissance obtenus seront comparés avec ceux calculés par le code CHIC 2D, confirmant ainsi les résultats de PERLE.

Chapitre 6

Stabilité des structures à double fronts d'ablation

6.1 Modèle quasi-isobare pour l'étude de la stabilité des perturbations

Une méthode analytique pour obtenir le taux de croissance de l'instabilité Rayleigh-Taylor ablative a été proposée par Betti et Goncharov [1], et s'applique à un front d'ablation supposé subsonique. Leur modèle reprend celui, plus ancien, développé par Kull [2] [3] : un écoulement incompressible et accéléré est considéré, ainsi qu'une approximation quasi-isobare dans la région du front d'ablation.

Le taux de croissance de l'instabilité Rayleigh-Taylor en phase linéaire est alors obtenu par des méthodes asymptotiques relativement complexes. Ensuite, une formule approchée a été proposée [1]. Elle permet de reproduire le taux de croissance dans les limites appropriées (petit ou grand nombre de Froude, petite ou grande longueur d'onde de perturbation).

Nous allons à présent rappeler ce modèle et l'appliquer aux fronts d'ablation obtenus avec les matériaux CH et $CHBr$, le premier présentant un front d'ablation classique et le second une structure DFA.

Il est intéressant de comparer ces matériaux, dans l'optique d'utiliser un ablateur en plastique dopé pour réduire l'instabilité Rayleigh-Taylor au front d'ablation lors d'une expérience de type FCI, comme suggéré par [4].

6.2 Rappel des formules analytiques du modèle pour le calcul du taux de croissance de l'IRTA

Nous avons vu en introduction que des modèles analytiques pour la stabilité des fronts d'ablation accélérés ont été développés dans la limite de fronts subsoniques et avec un modèle de conduction sous forme généralisée ($\kappa \sim \kappa_0 T^\nu$, avec $\nu \neq 5/2$), en utilisant des méthodes de raccordement ("matching") asymptotiques [5]-[10].

Dans ces approches, le taux de croissance est alors fortement dépendant de la valeur du nombre de Froude, et prend en compte l'épaisseur caractéristique du front d'ablation L_0 , alors différente de la longueur minimale de gradient L_m .

Le développement théorique est différent pour les écoulements présentant un nombre de Froude $Fr \gg 1$ et $Fr \ll 1$.

Les expressions du taux de croissance pour les nombres de Froude petits et des modes $kL_0 \ll 1$ et $kL_0 \gg 1$, ainsi que l'expression pour les grands nombres de Froude, peuvent être recombinaées en une seule formule asymptotique [1], qui reproduit les résultats analytiques dans la limite considérée. Pour rappel, cette formule d'interpolation pour le taux de croissance de l'IRTA valable pour $kL_0 \ll 1$, $kL_0 \gg 1$, $Fr \gg 1$ et $Fr \ll 1$ est

$$\gamma = \sqrt{\hat{A}_T k g + \delta^2 k^4 L_0^2 V_a^2 + (\omega^2 - \frac{1}{\eta_l}) k^2 V_a^2 - \delta^2 k^2 L_0 V_a - \hat{\beta} k V_a}, \quad (6.1)$$

avec $\hat{A}_T$, δ et η_l des paramètres dépendants de ν et kL_0 , et ω un paramètre dépendant de ν , kL_0 et Fr . Ces expressions relativement longues à réécrire sont détaillées dans la référence [1].

Dans cette expression, k est le nombre d'onde de la perturbation considérée, g l'accélération au front d'ablation, L_0 l'épaisseur caractéristique du front, et V_a la vitesse d'ablation. Reprenons les notations de [1] pour expliciter les autres coefficients et grandeurs présents dans la formule analytique (6.1); ces coefficients sont dépendants des paramètres ν , kL_0 et Fr .

$$\hat{A}_T = \frac{\xi_h - \xi_l}{\xi_h + \xi_l}, \quad (6.2)$$

$$\delta = \frac{1}{2Y} [K_1 A + \frac{1}{\nu K_2} + \sqrt{(\frac{1}{\nu K_2} + K_1 A)^2 - 4K_1 \beta_1 Y - \frac{1 + K_1 \nu}{\nu^2 K_2^2}}], \quad (6.3)$$

$$\omega = \beta_0 \frac{1 + (1 + \hat{A}_T)/\beta_0 \sinh(Fr)}{1 + \sinh(Fr)}, \quad (6.4)$$

$$\eta_l = \mu_0 \left(\frac{1}{\epsilon} + K_2 \right)^{-1/\nu}, \quad (6.5)$$

$$\hat{\beta} = \omega \frac{1 + T_1 \epsilon}{1 + T_2 \epsilon}. \quad (6.6)$$

Les coefficients impliqués dans ces expressions sont également dépendants de ν , kL_0 et Fr

$$\epsilon = kL_0, \quad (6.7)$$

$$\xi_0 = \frac{2\nu + 2}{2\nu + 3}, \quad (6.8)$$

$$\mu_0 = \frac{(2/\nu)^{(1/\nu)}}{\Gamma(1 + 1/\nu)} + \frac{0, 12}{\nu^2}, \quad (6.9)$$

$$Y = \frac{25}{8} \frac{\xi_0^{2\nu+1}}{2\nu + 3}, \quad (6.10)$$

$$K_1 = \frac{1}{\xi_0} - 1, \quad K_2 = [(1 + K_1)\mu_0]^\nu, \quad K_3 = \frac{1 + K_1}{K_1} (2Y\delta - \frac{1}{\nu K_2}), \quad (6.11)$$

$$\beta_0 = \frac{\Gamma(1 + 2/(\nu + 0, 1/\nu^4))}{\Gamma^2(1 + 1/(\nu + 0, 1/\nu^4))}, \quad \beta_1 = \frac{1}{\xi_0 \sqrt{5}}, \quad \beta_2 = B + \frac{\beta_0^2 + \beta_1^2}{2\delta\beta_1} - \frac{1 + K_1}{2\delta\beta_1}, \quad (6.12)$$

$$\xi_h = (1 + K_1 e^{-K_3/\epsilon})^{-1}, \quad (6.13)$$

$$T_1 = \frac{\beta_0 - \beta_1}{\beta_0\beta_2}, \quad T_2 = \frac{\beta_0 - \beta_1}{\beta_1\beta_2}, \quad (6.14)$$

$$A = \frac{\sqrt{5}}{4} \frac{\xi_0^{\nu+1}}{(2\nu + 3)^2} \left(\sqrt{\frac{2\xi_0}{5}} (12\nu^2 + 25\nu + 18) + \frac{\nu + 2}{2\nu + 3} (2\nu^2 + 20\nu + 17) \right), \quad (6.15)$$

$$B = \frac{\sqrt{5}}{4} \frac{\xi_0^{\nu+1}}{(2\nu + 3)^2} \left(\sqrt{\frac{2\xi_0}{5}} (8\nu^2 + 25\nu + 12) - \frac{8\nu^3 + 16\nu^2 + 7\nu + 4}{2\nu + 3} \right). \quad (6.16)$$

L'équation (6.1) est utilisée dans ce chapitre, et nous permet ici d'obtenir une première approche du taux de croissance de l'instabilité Rayleigh-Taylor en présence d'ablation par la suite.

6.3 Application du modèle aux cibles *CH* et *CHBr* : calcul du taux de croissance

Les profils obtenus par les simulations numériques CHIC pour les cibles *CH* et *CHBr* (Chapitre 2) ont été fittés par la méthode décrite précédemment dans le Chapitre 4. Les paramètres du modèle ont donc été obtenus, ainsi que les paramètres caractéristiques de l'écoulement. Le taux de croissance donné par la formule asymptotique du modèle peut ainsi être estimé.

Nous avons choisi les matériaux *CH* et *CHBr* car il est intéressant d'observer l'influence du dopage en brome, et donc des effets radiatifs accrus sur les paramètres caractéristiques et le taux de croissance.

De plus, dans le cadre des résultats obtenus par [4], nous pourrions ainsi estimer si l'utilisation d'un ablateur en plastique dopé est plus avantageuse pour la stabilité Rayleigh-Taylor,

et donc si une réduction du taux de croissance de l'instabilité est observée.

Les paramètres obtenus pour le *CH* au temps $t = 1,3 \text{ ns}$ (phase d'accélération bien établie) sont

- $\nu = 1,4$
- $L_0 = 4.10^{-5} \text{ cm} = 0,4 \text{ }\mu\text{m}$
- $V_a = 2,4.10^5 \text{ cm/s} = 2,4 \text{ }\mu\text{m/ns}$
- $g = 14,1.10^{15} \text{ cm/s}^2 = 141 \text{ }\mu\text{m/ns}^2$
- $Fr = 0,12$
- $\rho_{max} = 1,6 \text{ g.cm}^{-3}$

Ces valeurs sont en accord avec celles obtenues par [1].

Pour le *CHBr* nous obtenons

- $\nu = 0,5$
- $L_0 = 1,78.10^{-4} \text{ cm} = 1,78 \text{ }\mu\text{m}$
- $V_a = 3,74.10^5 \text{ cm/s} = 3,74 \text{ }\mu\text{m/ns}$
- $g = 8,4.10^{15} \text{ cm/s}^2 = 84 \text{ }\mu\text{m/ns}^2$
- $Fr = 0,01$
- $\rho_{max} = 1 \text{ g.cm}^{-3}$

Nous observons bien que la taille caractéristique du front d'ablation L_0 est plus grande dans le cas du plastique dopé *CHBr*, que la vitesse d'ablation V_a est plus élevée, et que le maximum de densité est plus faible.

De plus, nous sommes dans un régime où $Fr < 1$, et pour le *CHBr*, $\nu < 1$. Le fait que le coefficient intervenant dans la conductivité thermique soit différent de la valeur 2,5 utilisée dans le calcul du flux électronique donné par Spitzer vient des effets radiatifs non négligeables ici.

Les taux de croissance obtenus par la formule asymptotique présentée dans [1] montrent bien une nette réduction de l'instabilité Rayleigh-Taylor quand la cible est dopée, et donc que les effets radiatifs sont importants (FIG. 6.1).

Nous observons que les longueurs d'onde de perturbation les plus courtes (nombre d'onde les plus grands) sont stables pour la cible *CHBr* et instables pour la cible *CH* : la coupure entre modes stables et modes instables (k_c) est donc décalée vers les plus petits nombres d'onde. De plus le maximum du taux de croissance est réduit, et intervient pour des modes plus petits dans le cas de la cible *CHBr*.

Dans le cas du *CH*, nous pouvons comparer la valeur du taux de croissance obtenue ici (en gras) avec celle de [1], pour les longueurs d'onde 15 et 30 μm au temps $t \sim 1,3 \text{ ns}$;

- $\lambda = 15 \text{ }\mu\text{m}, k = 0,4 \text{ }\mu\text{m}^{-1} \longrightarrow \gamma \sim 4,9 \text{ ns}^{-1} / 4,84 \text{ ns}^{-1},$

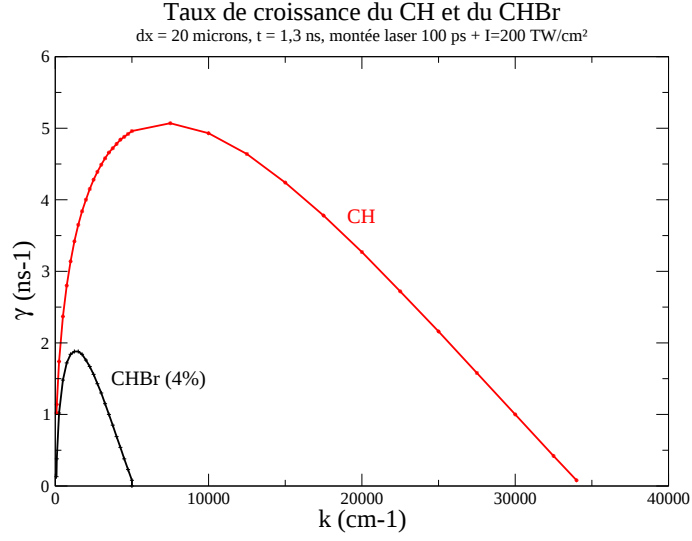


FIG. 6.1 – Taux de croissance estimés avec le modèle quasi-isobare pour les cibles *CHBr* et *CH* au temps $t = 0,75 \text{ ns}$ (phase d'accélération).

$$- \lambda = 30 \text{ } \mu\text{m}, k = 0,2 \text{ } \mu\text{m}^{-1} \longrightarrow \gamma \sim 4,1 \text{ ns}^{-1} / 3,97 \text{ ns}^{-1}.$$

Ces valeurs sont en accord. Si nous regardons à présent les valeurs du taux de croissance obtenues pour le *CHBr* pour les mêmes longueurs d'onde de perturbation, nous obtenons :

$$\begin{aligned} - \lambda = 15 \text{ } \mu\text{m}, k = 0,4 \text{ } \mu\text{m}^{-1} &\longrightarrow \gamma \sim 0,54 \text{ ns}^{-1}, \\ - \lambda = 30 \text{ } \mu\text{m}, k = 0,2 \text{ } \mu\text{m}^{-1} &\longrightarrow \gamma \sim 1,76 \text{ ns}^{-1}, \end{aligned}$$

soit une réduction de 88 % pour $\lambda = 15 \text{ } \mu\text{m}$ et de 58 % pour $\lambda = 30 \text{ } \mu\text{m}$ du taux de croissance pour la cible *CHBr*.

6.4 Application du modèle quasi-isobare aux cibles ablateur-DT

6.4.1 Cibles *CH-DT* et *CHBr-DT*

A présent, nous allons regarder les cibles composites et estimer le taux de croissance de l'instabilité Rayleigh-Taylor en phase d'accélération, i.e. lorsque le choc a débouché dans le *DT*.

Pour cela, nous utilisons le modèle quasi-isobare décrit dans la section 6.1 pour des temps autour de 4 ns afin que le régime d'accélération soit bien installé, et une intensité laser de $I_L = 100 \text{ TW/cm}^2$ (FIG. 6.2).

Ce modèle est applicable ici, car au temps considéré, le choc a débouché dans le *DT*, et nous avons vu que pour ce matériau, le modèle quasi-isobare donnait des résultats valides (Chapitre 4, section 4.1.1). Sur les profils hydrodynamiques obtenus lors des simulations, les structures DFA ne sont alors pas très marquées.

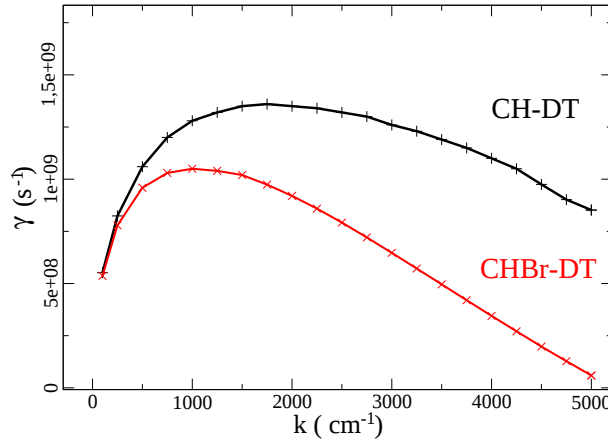


FIG. 6.2 – Taux de croissance obtenus pour les cibles *CHBr – DT* et *CH – DT* au temps $t = 4 \text{ ns}$, et $I_L = 100 \text{ TW/cm}^2$.

Nous observons bien une réduction de du taux de croissance de l'instabilité Rayleigh-Taylor pour la cible *CHBr – DT* ; en effet, le maximum du taux de croissance est $\gamma_{\max} = 1,05 \text{ ns}^{-1}$, obtenu pour le mode $k = 1000 \text{ cm}^{-1}$ ($\lambda = 60 \text{ }\mu\text{m}$).

La coupure apparaît pour des modes plus petits ($k_{\text{cut}} \sim 5000 \text{ cm}^{-1}$, soit $\lambda_{\text{cut}} = 60 \text{ }\mu\text{m}$) pour cette configuration de cible ; ainsi davantage de modes sont stables avec un ablateur dopé.

Il apparaît donc que nous conservons l'influence des propriétés de l'ablateur dans le *DT*. Selon l'analyse du Chapitre 2, le front d'ablation pour le *CHBr* était plus épais que pour le *CH*, les gradients plus doux et la vitesse d'ablation plus élevée ; ces propriétés se retrouvent au niveau de la courbe de dispersion de ces cibles (FIG. 6.2).

En effet, avant le débouché de choc dans le *DT*, le front d'ablation est déjà plus épais dans le cas de l'ablateur *CHBr*. Après le débouché de choc, la différence d'épaisseur du front entre les deux ablateurs est encore plus importante.

Pour l'écoulement *1D* de ces deux cibles, nous avons estimé les paramètres caractéristiques au temps $t = 4 \text{ ns}$, pour une intensité laser $I_L = 100 \text{ TW/cm}^2$ et une température initiale $T_{e0} = 200 \text{ K}$ (TAB. 6.1) :

Nous observons bien que la taille caractéristique du front L_0 et la vitesse d'ablation

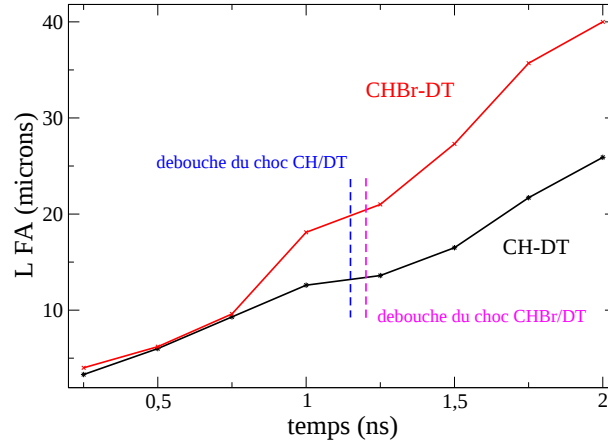


FIG. 6.3 – Evolution temporelle de la taille caractéristique du front d’ablation pour les cibles *CHBr-DT* et *CH-DT*.

	CH-DT	CHBr-DT
ν	0,92	0,7
V_a (cm/s)	$1,39.10^5$	$1,91.10^5$
g (cm/s ²)	$3,58.10^{15}$	$3,56.10^{15}$
L_0 (cm/s ²)	$1,71.10^{-4}$	3.10^{-4}
Fr (cm/s ²)	0,032	0,34

TAB. 6.1 – Paramètres caractéristiques de l’écoulement pour les cibles *CHBr – DT* et *CH – DT* au temps $t = 4$ ns.

V_a sont plus élevées pour la cible *CHBr-DT*.

De plus, l’accélération transmise au *DT* est quasiment la même pour les deux ablateurs ; ainsi l’utilisation du plastique dopé ne donne pas au combustible une accélération réduite.

6.4.2 Cible “*tout-DT*”

Nous étudions une dernière configuration de cible “*tout-DT*”. L’objectif est la comparaison des taux de croissance pour l’instabilité de Rayleigh-Taylor ablative obtenus avec cette configuration “*tout-DT*” et avec les autres ablateurs déjà étudiés. Nous utiliserons le modèle quasi-isobare précédent pour estimer ce taux de croissance.

La densité à froid du *DT* est de $\rho_0 = 0,25$ g/cm³, alors que celle du *CH* ou *CHBr* est supérieure à 1 g/cm³. Ainsi, nous recalculons une épaisseur d’ablateur *DT* équivalente en masse à l’épaisseur de 20 μ m choisie dans les simulations précédentes. De ce fait, l’épaisseur de *DT* ayant le rôle d’ablateur est de 84 μ m ; la région du *DT* froid reste de

110 μm comme précédemment.

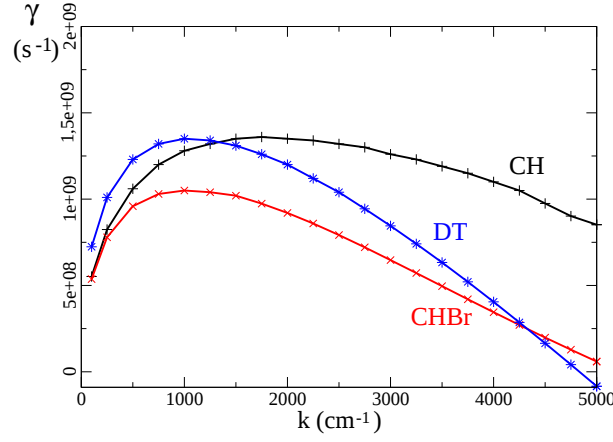


FIG. 6.4 – Taux de croissance obtenus pour les cibles $CHBr-DT$, $CH-DT$ et $tout-DT$ au temps $t = 4 ns$, et $I_L = 100 TW/cm^2$.

La courbe de dispersion obtenue pour cette cible $tout-DT$ montre un maximum $\gamma_{max} = 1,35 ns^{-1}$ obtenu pour le nombre d'onde $k = 1000 cm^{-1}$ (FIG. 6.4). Ainsi, ce maximum apparaît pour le même nombre d'onde que pour la cible $CHBr-DT$, mais est plus élevé. La valeur du taux de croissance de la cible $tout-DT$ reste plus élevé pour les nombre d'onde avant γ_{max} et après, tandis que la coupure k_c ne change pas trop : $k_{cut} \sim 5000 cm^{-1}$ pour la cible $CHBr-DT$, et $\sim 4750 cm^{-1}$ pour la cible $tout-DT$.

Les paramètres du modèle obtenus pour la cible $tout-DT$ peuvent être comparés avec ceux donnés par [8] (TAB. 6.2) :

	[8]	nos résultats
ν	2,01	1,93
$V_a (cm/s)$	$4,6 \cdot 10^5$	$4,5 \cdot 10^5$
$g (cm/s^2)$	$7,7 \cdot 10^{15}$	$7,65 \cdot 10^{15}$
$L_0 (cm/s^2)$	$7 \cdot 10^{-6}$	$7,2 \cdot 10^{-6}$
$Fr (cm/s^2)$	4	3,7

TAB. 6.2 – Paramètres caractéristiques de l'écoulement pour la cible $tout-DT$ au temps $t = 4 ns$.

Ces résultats sont en accord avec les paramètres donnés par les auteurs [8]. Le taux de croissance est ainsi correctement estimé pour la cible $tout-DT$.

Sur la courbe de dispersion obtenue pour ces trois cibles (FIG. 6.4), nous observons différents effets dûs aux propriétés de l'ablateur ; pour la cible *tout* – *DT*, le front d'ablation est raide (peu épais), la vitesse d'ablation élevée et le nombre de Froude $Fr \gg 1$. Ces paramètres jouent sur la localisation du nombre d'onde de coupure k_c : ainsi, la coupure apparaît pour des nombre d'onde plus petits pour la cible *tout* – *DT*. La valeur élevée de la vitesse d'ablation tend à réduire le maximum du taux de croissance, expliquant la réduction observée de k_{max} pour cette cible par rapport à la cible *CH-DT*.

Dans le cas de la cible *CHBr-DT*, les paramètres L_0 et V_a sont les plus influents sur le taux de croissance par rapport à *CH-DT*, car les accélérations et nombre de Froude ont des valeurs proches. Ceci explique la réduction du taux de croissance et le déplacement de la coupure vers les nombre d'onde plus petits.

6.5 Conclusions

Nous venons d'étudier une cible plane constituée dans un premier temps d'un ablateur seulement, puis dans un deuxième temps, d'un matériau ablateur et de *DT*, dans le cadre de la stabilité Rayleigh-Taylor. Les ablateurs considérés étaient le *CHBr*, le *CH* et le *DT* pour compléter l'étude.

Pour ces deux études, nous obtenons une réduction du taux de croissance de l'instabilité en phase d'accélération avec un ablateur *CHBr*.

De plus, il s'avère que l'influence des propriétés de l'ablateur sont conservée dans le combustible *DT*, comme la taille caractéristique du front, réduisant ainsi l'instabilité de Rayleigh-Taylor ablative au front d'ablation.

Ce modèle a été modifié lorsque les profils hydrodynamiques présentent des structures DFA.

Une modification au niveau du choix des bornes d'intégration a été présenté dans le Chapitre 4.

Le modèle quasi-isobare permet néanmoins d'estimer correctement les paramètres du modèle tels que le coefficient ν , le nombre de Froude Fr , la vitesse d'ablation V_a , l'accélération g ou les longueurs caractéristiques L_0 et L_m des profils issus des simulations, et ainsi de calculer un taux de croissance de l'instabilité, mais pour des temps assez supérieurs au temps pour lequel débute la phase d'accélération, et pour un seul front d'ablation. Ceci nous donne donc des premières informations sur la stabilité des matériaux de faibles numéros atomiques (faibles effets du rayonnement) et des structures à double front d'ablation.

Néanmoins, ce modèle présente des limites : l'approche du mécanisme de transport de l'énergie avec une seule température ne permet pas de bien reproduire les effets radiatifs,

et ainsi d'être appliqué aux structures DFA sans modifications. De plus, les paramètres du modèle relevés au début de la phase d'accélération (aux temps où le plateau des structures DFA est encore mal défini) sont mal estimés (Chapitre 4, FIG. 4.6 et FIG. 4.7), et donnent alors des taux de croissance de l'instabilité de Rayleigh-Taylor ablative incorrects.

Dans le cas de l'étude des plaques planes constituées de CH et $CHBr$ seulement et à l'intensité laser considérée, la phase d'accélération débute autour de $0,4 \text{ ns}$. Le taux de croissance de l'instabilité estimé avec les paramètres du modèle après le début de l'accélération (autour de $t = 0,8 \text{ ns}$) est alors très faible : le maximum ne dépasse pas $0,5 \text{ ns}^{-1}$. Nous pouvons alors penser qu'il est sous estimé par les calculs incertains des paramètres du modèle. De plus, ce taux de croissance n'est pas calculé pour les nombres d'onde inférieurs à 200 cm^{-1} . Les profils simulés ne sont alors pas bien reproduits avec les paramètres du modèle pour des temps proches de l'accélération (Chapitre 4, FIG. 4.11).

De plus, le fait que ce modèle s'applique localement au front d'ablation principal peut être une limite : la zone du plateau et du front secondaire sont négligées. Ainsi, nous ne pouvons pas prendre en compte un éventuel couplage des deux fronts, l'influence du plateau de densité, ou le développement d'instabilité sur le deuxième front.

Ainsi, les limites de ce modèle nous obligent à utiliser une autre méthode pour le calcul des perturbations et taux de croissance de l'instabilité de Rayleigh-Taylor ablative.

Enfin, le code PERLE [12][13] dédié à l'étude des perturbations linéaires a été modifié (Chapitre 3) pour prendre en compte le couplage entre matière et rayonnement. Nous l'utiliserons dans le Chapitre 7 pour calculer les perturbations linéaires en phase d'accélération en considérant cette fois les deux fronts d'ablation et la région du plateau.

Bibliographie

- [1] Betti R., Goncharov V.N., McCrory R.L. et Verdon C.P., Growth rate of the Rayleigh-Taylor instability in inertial confinement fusion, *Physics of Plasmas* **5**, 1446 (1998).
- [2] Kull H.J., Incompressible description of Rayleigh-Taylor instabilities in laser ablated plasmas, *Phys. Fluids B* **1**, 170 (1988).
- [3] Kull H.J. et Anisimov S.I., Ablative stabilization in the incompressible Rayleigh-Taylor instability, *Phys. Fluids* **29**, 2067 (1986).
- [4] Fujioka S., Sunahara A., Nishihara K., Ohnishi N., Johzaki T., Shiraga H., Shigemori K., Nakai M., Ikegawa T., Murakami M., Nagai K. et al., Suppression of Rayleigh-Taylor instability due to radiative ablation in brominated plastic targets, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 195001 (2004).
- [5] Sanz J., Self consistant analytical model of the Rayleigh-Taylor instability in inertial confinement fusion, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 2700 (1994).
- [6] Betti R., Goncharov V.N., McCrory R.L. et Verdon C.P., Self consistent cut off wave numbers of the ablative Rayleigh-Taylor instability, *Physics of Plasmas* **2**, 3844 (1995).
- [7] Betti R., Goncharov V.N., McCrory R.L. et Verdon C.P., Self consistent stability analysis of ablation front in inertial confinement fusion, *Physics of Plasmas* **3**, 2122 (1996).
- [8] Goncharov V.N., Betti R. et McCrory R.L., Self consistent stability analysis of ablation front with small Froude numbers, *Physics of Plasmas* **3**, 4665 (1996), Self consistent stability analysis of ablation front with large Froude numbers, *Physics of Plasmas* **3**, 1402 (1996).
- [9] Masse L., thèse : “Etude linéaire de l’instabilité du front d’ablation en fusion par confinement inertiel” (2001).
- [10] Clavin P et Masse L., Instabilities of ablation front in inertial confinement fusion : a comparison with flames, *Physics of Plasmas* **11**, 690 (2004).

- [11] Takabe H., Mima K., Montmerle L. et Morse R.L., Self consistent growth rate of the Rayleigh-Taylor instability in an ablatively accelerating plasma, *Phys. Fluids* **28**, 3676 (1985).
- [12] Godlewski E., Olazabal M. et Raviart P.A., On the linearization of hyperbolic systems of conservation laws ; Application to stability, *J. Math. Pures Appl.* **78**, 1013 (1999).
- [13] Olazabal M. et Hallo L., Stability study of planar targets using standard and adiabatic shaping pulses , *Physics of Plasmas* **14**, 102705 (2007).

Chapitre 7

Etude de la stabilité des structures DFA : code PERLE et taux de croissance pour l'IRTA

Nous savons que lors d'une expérience de type FCI, l'implosion peut être sérieusement affectée par le développement de l'instabilité de Rayleigh-Taylor ablative.

La croissance des perturbations débute alors par une phase linéaire, avant d'entrer en régime faiblement non-linéaire, puis non-linéaire.

Pour décrire le comportement de ces perturbations, différentes méthodes de calcul sont possibles :

- les simulations directes d'instabilités $2D$: elles apportent des résultats précis et détaillés pour les écoulements perturbés et non perturbés, en phases linéaires et non-linéaires, mais nécessitent un maillage très fin dans les régions de développement des perturbations et de gradients raides de l'écoulement de base, donnant lieu à des temps de calcul importants. De plus, le mécanisme physique à l'origine de la croissance des perturbations est parfois difficilement identifiable car toute la physique est intégrée dans la simulation.
- l'approche analytique, qui consiste en la linéarisation autour de l'écoulement de base et à résoudre le problème dans le référentiel de l'onde (choc, front thermique, ou discontinuité de contact). L'inconvénient de cette méthode est que nous n'avons pas d'informations sur les configurations instationnaires, et que pour l'écoulement de base, le modèle physique considéré est très simplifié. Par contre cette méthode présente des avantages : les mécanismes responsables de la croissance des perturbations sont bien identifiés, et une relation de dispersion analytique peut être obtenue.

- les codes dédiés à l'étude de stabilité linéaire : des méthodes numériques spécifiques résolvent les équations linéarisées. L'écoulement de base est instationnaire $1D$. Les équations pour l'écoulement perturbé $2D$ sont obtenues par la linéarisation de l'écoulement de base au premier ordre, et intégrées en temps. La résolution numérique se réduit alors en un système $1D$ pour l'écoulement de base et pour chaque longueur d'onde de défaut. Le maillage utilisé est alors $1D$, ce qui réduit les coûts de calcul. L'inconvénient de cette méthode réside en la linéarisation des équations considérées qui peut être complexe, car moins d'hypothèses simplificatrices sont faites. Cette approche est intermédiaire entre l'approche analytique et le calcul avec un code $2D$.

7.1 Simulations avec le code PERLE

Le code PERLE [1][2][3] calcule le développement des perturbations linéaires durant toutes les phases d'irradiation, pour des écoulements instationnaires. Il inclut un écoulement $1D$ non stationnaire, et calcule les perturbations linéaires $2D$ pour cet écoulement.

Ce code dans sa version initiale ne traite que le transport thermique électronique [4] comme mécanisme de transport de l'énergie. Le couplage des équations de l'hydrodynamique avec l'équation du transfert radiatif a donc été réalisé afin de prendre en compte les effets radiatifs pour l'étude de la dynamique $1D$ (Chapitres 4, 5) et de la stabilité linéaire des structures à double front d'ablation. Nous avons alors considéré un modèle gris pour le rayonnement et des expressions analytiques pour les opacités de la matière.

Ce couplage a également été fait pour les équations qui régissent les perturbations linéaires. Ces modifications sont présentées en Annexe B.

7.1.1 Calcul du taux de croissance de l'instabilité Rayleigh-Taylor au front d'ablation

De nombreux calculs-tests ont été réalisés pour obtenir des jeux de coefficients pour les opacités et donc des profils les plus proches possibles de ceux obtenus par CHIC (Chapitre 5). Une fois les jeux de coefficients trouvés pour chaque matériau, nous avons pu calculer les taux de croissance pour plusieurs modes, et ainsi obtenir une première courbe de dispersion.

Nous nous intéressons à l'instabilité de type Rayleigh-Taylor en phase linéaire. Nous avons vu en introduction que la croissance de cette instabilité était exponentielle

$$a(t) = a_0 e^{\gamma t},$$

où a_0 est l'amplitude initiale de la perturbation, et γ son taux de croissance. Ainsi, lorsque nous observons le logarithme de l'amplitude a de la perturbation au cours du temps, par

régression linéaire sur un intervalle de temps choisi, nous remontons à la valeur de γ . Les taux de croissance pour différents nombres d'onde de perturbation et différents temps sont alors évalués. Chaque taux de croissance a été obtenu en calculant la pente équivalente à l'amplitude de la perturbation au front d'ablation au cours du temps, pour un mode de perturbation donné. Cette valeur de la pente et donc du taux de croissance est différente selon le temps considéré. Il convient donc de choisir un temps de la simulation qui corresponde à la phase d'accélération, et à un instant où la densité maximale reste supérieure à la densité du solide (initiale) de la cible, car ainsi, la matière n'est pas trop détendue.

Observons l'évolution temporelle de l'amplitude de la perturbation (représentée en log sur l'axe des ordonnées) obtenue par simulation PERLE pour une cible *CH* de $20 \mu m$ d'épaisseur éclairée à $I_L = 200 \text{ TW}/\text{cm}^2$ avec une montée linéaire de l'intensité sur $0,1 \text{ ns}$, et un mode de perturbation $k = 5000 \text{ cm}^{-1}$, qui correspond à la longueur d'onde $\lambda \sim 12,5 \mu m$ (FIG. 7.1).

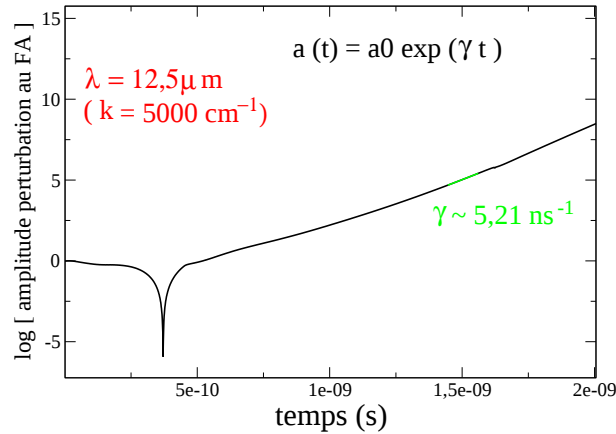


FIG. 7.1 – Obtention du taux de croissance pour le nombre d'onde $k = 5000 \text{ cm}^{-1}$ avec PERLE et une cible *CH*, au temps $t \sim 1,5 \text{ ns}$.

En phase d'accélération, nous obtenons au temps considéré (ici $t \sim 1,5 \text{ ns}$) un taux de croissance de la perturbation de $\gamma \sim 5,21 \text{ ns}^{-1}$ par régression linéaire de l'amplitude de la perturbation.

La même chose est alors faite pour différents nombres d'onde de perturbation afin d'obtenir une courbe de dispersion pour l'instabilité de Rayleigh-Taylor ablativité lorsque des structures DFA existent.

Considérons à présent l'évolution temporelle de l'amplitude de la perturbation obtenue avec PERLE pour une cible *SiO₂* éclairée à $I_L = 100 \text{ TW}/\text{cm}^2$, et deux nombres d'onde

de perturbation $k = 100$ et $k = 3000 \text{ cm}^{-1}$. Ces nombres d'onde correspondent ainsi à des défauts de longueur d'onde $\lambda \sim 628 \mu\text{m}$ et $\lambda \sim 21 \mu\text{m}$ respectivement (FIG. 7.2).

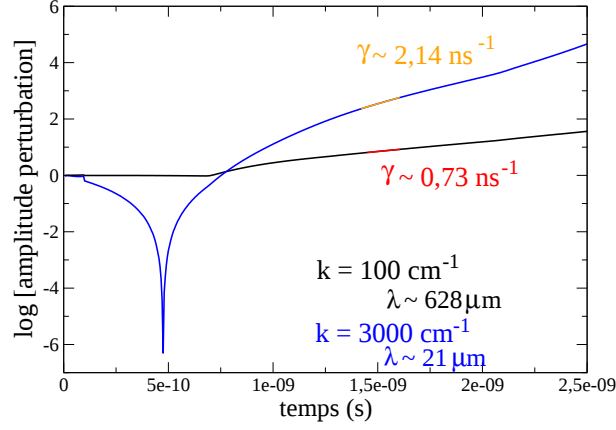


FIG. 7.2 – Obtention du taux de croissance pour les nombres d'onde $k = 100 \text{ cm}^{-1}$ et $k = 3000 \text{ cm}^{-1}$ avec PERLE et une cible SiO_2 au temps $t \sim 1,5 \text{ ns}$.

Nous obtenons au temps considéré (ici $t \sim 1,5 \text{ ns}$) un taux de croissance de la perturbation par régression linéaire de l'amplitude de la perturbation de $\gamma \sim 2,14 \text{ ns}^{-1}$ pour le nombre d'onde $k = 3000 \text{ cm}^{-1}$ et $\gamma \sim 0,73 \text{ ns}^{-1}$ pour $k = 100 \text{ cm}^{-1}$.

Etude et comparaison des courbes de dispersion obtenues pour les cibles CHBr et CH

Les opacités de Planck et Rosseland sont modélisées par les lois présentées dans le Chapitre 1.

Pour le CH nous prenons

$$q_{a1} \sim -2,1, \quad q_{a2} \sim -5,7, \quad T_t \sim 90 \text{ eV}, \quad r \sim 6.$$

Ces paramètres correspondent bien à ceux obtenus par fit des opacités isobares du modèle théorique (Chapitre 4), i.e. $q_{a1} \sim -3$, $q_{a2} \sim -7$ et $T_t \sim 80 \text{ eV}$, car dans ce cas nous tenons compte de la dépendance de ρ selon la loi isobare $\rho \sim T_e^{-1}$. Ainsi, en écrivant la dépendance de la densité explicitement, nous retrouvons

$$\kappa_R \sim \alpha T_e^{-3} \sim T_e^{-2} \rho, \quad \text{si } T_e < T_t, \quad (7.1)$$

$$\kappa_R \sim \alpha T_e^{-7} \sim T_e^{-6} \rho, \quad \text{si } T_e > T_t. \quad (7.2)$$

Ces expressions correspondent bien à celles utilisées dans PERLE.

Pour le CHBr , les paramètres sont $q_{a1} \sim -1,9$, $q_{a2} \sim -4,5$, $T_t \sim 130 \text{ eV}$, $r \sim 3$.

Finalement, les courbes de dispersion obtenues pour ces deux matériaux sont présentées sur la (FIG. 7.3).

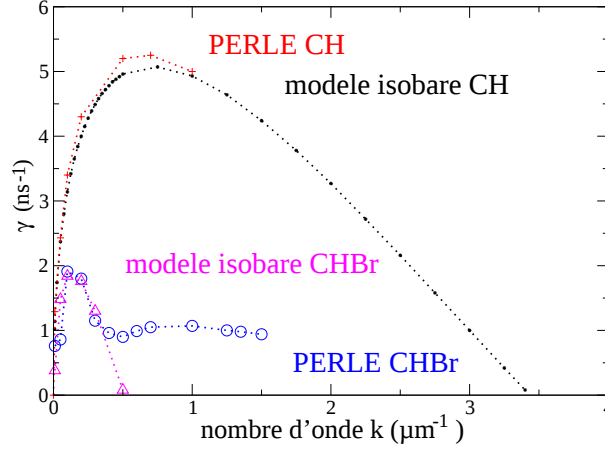


FIG. 7.3 – Courbes de dispersion pour les cibles CH et $CHBr$ obtenues avec PERLE (points repérés par $+$ pour le CH et par $\circ$ pour le $CHBr$) au temps $t = 1,5 \text{ ns}$; comparaison à celles obtenues avec le modèle isobare (points repérés par $\bullet$ pour le CH et par Δ pour le $CHBr$).

Remarquons que la structure DFA complète est prise en compte dans le cas du $CHBr$. Nous représentons également la courbe de dispersion obtenue précédemment avec le modèle quasi-isobare de [6] et [8] modifié pour les DFA dans le cas du $CHBr$.

Dans le cas du CH , la courbe de dispersion obtenue peut être “fittée” par une loi de type Takabe, connaissant les paramètres V_a , g et L_m ; nous obtenons

$$\gamma_{CH} \approx 0,91 \sqrt{\frac{kg}{1 + kL_m}} - 1,66kV_a.$$

Ces valeurs des coefficients $\alpha = 0,91$ et $\beta = 1,66$ sont en accord avec celles données dans [8] dans le cas $0,7 \mu m < L_m < 1 \mu m$; ici nous avons $L_m \sim 0,9 \mu m$, ce qui est cohérent; les valeurs des deux autres paramètres étaient $V_a \sim 1,8 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$ et $g \sim 15 \cdot 10^{15} \text{ cm/s}^2$, soit $Fr \sim 0,11$.

Plusieurs observations peuvent alors être faites :

- le taux de croissance de l’instabilité de Rayleigh-Taylor ablative pour le matériau $CHBr$ est réduit par rapport à celui du CH ; en effet, le maximum du taux de croissance est plus faible, et davantage de nombres d’onde sont stables : le “cut off” k_c est donc déplacé vers les petits nombres d’onde de perturbations (grandes longueurs d’onde); ainsi les nombres d’onde de petites longueurs d’onde les plus dangereux

sont stabilisés.

- pour le *CHBr*, le taux de croissance obtenu avec PERLE est en accord avec celui obtenu par le modèle de [6] et [8] modifié pour les plus petits nombres d'onde $k < 4500 \text{ cm}^{-1}$. Pour rappel, le calcul du taux de croissance avec le modèle de [6] et [8] modifié ne prend en compte que le front d'ablation principal.
- pour le *CH*, les taux de croissance obtenus par le modèle de [6] et [8] modifié et par PERLE sont en accord. Le maximum du taux de croissance est bien reproduit, et apparaît pour $k_{max} \sim 9000 \text{ cm}^{-1}$.
- dans le cas du *CHBr*, une structure nouvelle du taux de croissance est observée pour les plus grands nombres d'onde. Ce comportement n'est pas reproduit par le modèle de [6] et [8] modifié ; ceci laisse penser que cette nouvelle structure est seulement due à la présence des deux fronts d'ablation et est donc caractéristique des structures DFA.

Ainsi, une nouvelle limitation apparaît pour le modèle quasi-isobare qui ne permet pas de prendre en compte la totalité de la structure DFA, et donc d'obtenir une modification du taux de croissance pour les plus grands nombres d'onde.

Etude des courbes de dispersion obtenues pour les cibles à Z plus élevé : *Al* et *SiO₂*

Les opacités de Planck et Rosseland ont été paramétrées également pour *Al* et *SiO₂*.

Pour la silice *SiO₂* nous prenons

$$q_{a1} \sim -2, q_{a2} \sim -4, 2, T_t \sim 160 \text{ eV}, r \sim 3.$$

Pour l'aluminium *Al*, les paramètres sont légèrement différents car pour modéliser l'opacité de Rosseland, nous choisissons deux températures de transition T_{t1} et T_{t2} séparées par une région d'opacité constante (Chapitres 1 et 3)

$$q_{a1} \sim -3, q_{a2} \sim -4, 5, T_{t1} \sim 200 \text{ eV}, T_{t2} \sim 315 \text{ eV}, r \sim 3.$$

Après avoir utilisé PERLE pour plusieurs nombres d'onde de perturbations, nous obtenons la courbe de dispersion de ces deux matériaux en considérant la structure DFA complète. Nous représentons également celle obtenue précédemment avec le modèle quasi-isobare de [6] et [8] modifié pour les DFA (FIG. 7.4).

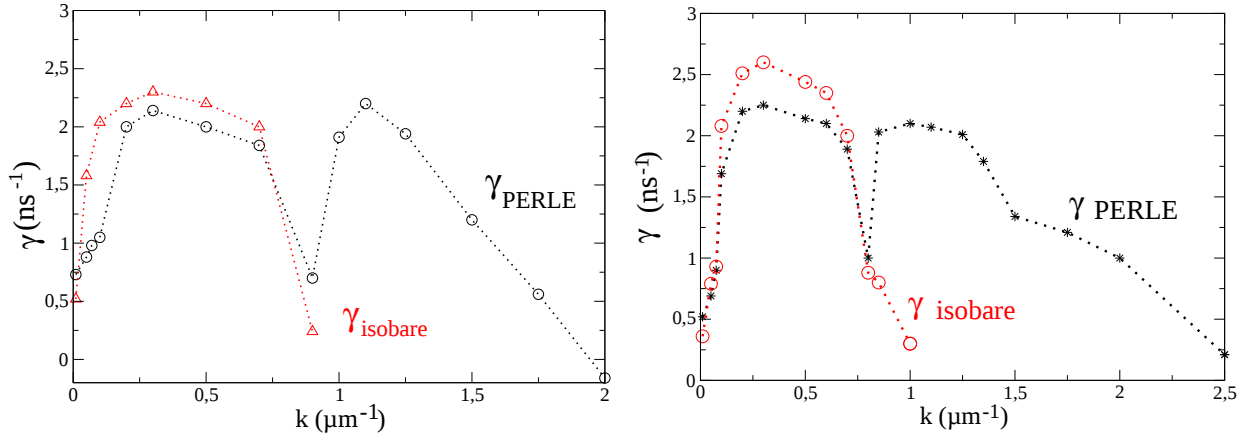


FIG. 7.4 – Courbes de dispersion (taux de croissance γ en ns^{-1} en fonction du nombre d’onde de perturbation k en cm^{-1}) pour les cibles SiO_2 (figure de gauche) et Al (figure de droite) obtenues avec PERLE au temps $t = 1,5 \text{ ns}$; comparaison à celles obtenues par le modèle de [6] et [8] modifié.

Comme dans le cas du CHBr , les courbes de dispersion présentent une structure à deux “bosses” séparées par une zone peu étendue pour laquelle certains nombres d’onde de perturbation sont stabilisés.

Pour ces matériaux, la deuxième bosse est plus prononcée que pour le CHBr . Ceci est dû au fait que la structure DFA est mieux définie pour ces matériaux.

De plus, nous observons que le taux de croissance obtenu avec le modèle quasi isobare de [6] et [8] modifié est en bon accord avec celui obtenu par PERLE pour la première structure.

Nous notons également que les courbes de dispersion obtenues sont un peu “distordues” au niveau des deux “bosses”, c’est à dire qu’elles sont moins lissées que les courbes obtenues avec des matériaux “classiques” comme le CH . Ceci est certainement dû au fait que dans PERLE, l’écoulement est instationnaire, et en particulier la taille du plateau ($\sim$ la distance entre les deux fronts) évolue, induisant de petites déformations dans la courbe de dispersion finale.

Dans le cas de la silice, la deuxième structure apparaît pour les nombres d’onde supérieurs à $k \sim 9200 \text{ cm}^{-1}$ au temps $t \sim 1,5 \text{ ns}$. Ce nombre d’onde correspond à une longueur d’onde de défaut de $\lambda \sim 7 \mu\text{m}$. Au temps considéré, cette longueur d’onde est du même ordre de grandeur que la taille du plateau entre les deux fronts d’ablation ($dx \sim 13 \mu\text{m}$).

Les mêmes observations sont faites pour l’aluminium.

Dans ce cas, la deuxième structure apparaît pour les nombres d’onde supérieurs à $k \sim$

8000 cm^{-1} au temps $t \sim 1,5 \text{ ns}$. Ce nombre d'onde correspond à une longueur d'onde de défaut de $\lambda \sim 8 \text{ }\mu\text{m}$. Au temps considéré, cette longueur d'onde est encore du même ordre de grandeur que la taille du plateau entre les deux fronts d'ablation.

Il semble donc que le plateau de densité entre les deux fronts soit à l'origine de cette structure singulière de la courbe de dispersion. En effet, la présence du deuxième front d'ablation et donc du plateau de densité influence la stabilité des nombres d'onde. Pour les grands nombres d'onde de perturbations ($k \geq 8000 \text{ cm}^{-1}$), la longueur d'onde correspondante ($\lambda \leq 7,8 \text{ }\mu\text{m}$) est petite comparée à la taille du plateau.

Ainsi, les effets du deuxième front sur le front principal (sorte de "couplage" stabilisant entre les fronts par le plateau) n'existent pas pour toutes les longueurs d'onde : les perturbations de grands nombres d'onde ne sont plus stabilisées ; la deuxième bosse apparaît alors sur la courbe de dispersion.

En effet, la courbe de dispersion obtenue pour les structures DFA montre que les plus grandes longueurs d'onde sont instables, car leur taille caractéristique est supérieure à celles du système (taille du plateau, épaisseur des fronts d'ablation). Elles ne "voient" pas la structure DFA entière, qui est à une échelle plus petite.

Pour les longueurs d'onde intermédiaires, dont la taille est de l'ordre de celle du plateau et/ou de la structure, elles sont stabilisées par le plateau de densité et/ou par le couplage des perturbations aux deux fronts. Le "cut off" intermédiaire apparaît.

Quant aux plus petites longueurs d'onde de perturbation, leur taille caractéristique bien inférieure aux grandeurs du système fait qu'elles réagissent localement au premier front (et au deuxième) sans influence ou couplage des perturbations entre les deux fronts. Elles sont donc instables, et la deuxième "bosse" apparaît sur la courbe de dispersion.

Nous l'observons bien sur les figures FIG. 7.5 et 7.6, car pour tous les temps considérés entre 1,25 et 2,25 ns, la deuxième bosse apparaît au delà du cut off intermédiaire (bande des nombres d'onde stables compris entre 9850 et 8200 cm^{-1} , soit des longueurs d'onde correspondant à $\sim 7 \text{ }\mu\text{m}$ en moyenne). Ainsi, les nombres d'onde de la deuxième bosse ont une longueur d'onde inférieure à la taille du plateau pour les temps considérés.

Ainsi, nous pouvons certainement relier la "coupure" entre les structures ("bosses") de la courbe de dispersion à la taille du plateau à un temps donné.

Cette structure doit donc évoluer avec le temps si elle est dûe à l'évolution temporelle du plateau. En effet, il est logique de penser que pour un plateau peu développé, aux temps courts par exemple, les effets stabilisants de la structure DFA sont réduits (bande de nombres d'onde stabilisés moins large, grandes longueurs d'onde moins stabilisées) et nous devrions retrouver une courbe de dispersion sans "cut off" intermédiaire, c'est à dire une courbe de dispersion quasi "classique".

Nous estimons donc de la même manière les taux de croissance des modes considérés

à deux autres temps pendant la phase d'accélération : $t \sim 1,25 \text{ ns}$ et $\sim 2 \text{ ns}$ (FIG. 7.5).

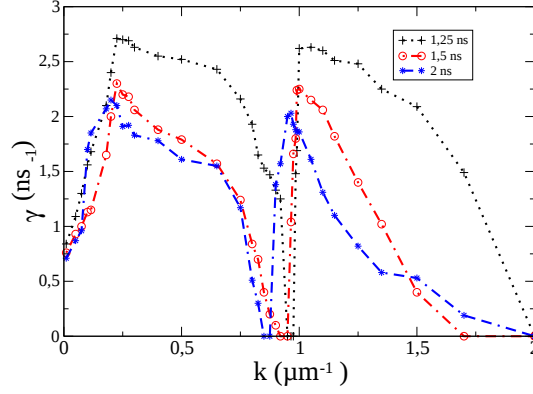


FIG. 7.5 – Courbes de dispersion pour une cible SiO_2 obtenues avec PERLE aux temps $t = 1,25, 1,5$ et 2 ns .

Nous observons bien une évolution de la courbe de dispersion dans le sens où plus le temps est grand, plus la taille du plateau est grande et des longueurs d'onde de plus en plus grandes se voient stabilisées (cut off intermédiaire) lorsque la distance entre les deux fronts augmente avec le temps.

De plus, les maximums des taux de croissance sont moins grands pour les temps les plus élevés, ainsi que le “cut off” final (après la deuxième bosse) qui apparaît pour des modes plus faibles. Ceci est dû entre autre au lissage des perturbations par diffusion thermique et radiative. Il est aussi probable que l'écoulement de base ait évolué dans un sens qui favorise les taux de croissance plus bas.

Nous avons estimé quelle était la taille du plateau de densité entre les deux fronts d'ablation en fonction du temps; nous pouvons alors la convertir en “longueur d'onde équivalente” par $\lambda_{eq} = dx$, et donc en mode équivalent $k_{eq} = 2\pi/dx$.

Observons alors comment évoluent en fonction du temps les nombres d'onde correspondants à la taille du plateau et la bande des modes stabilisés sur la courbe de dispersion (entre les bosses) (FIG. 7.6).

Il apparaît que plus le temps est grand, plus la taille du plateau est grande, et plus les nombres d'onde stables de la bande entre les bosses sont petits; typiquement dans le cas étudié, aux temps $t = 1,25, 1,5$ et 2 ns , la bande de nombres d'ondes stables est respectivement $\sim 9500 - 9850, 9200 - 9650$ et $8500 - 8750 \text{ cm}^{-1}$. Entre les temps $t = 1,25 \text{ ns}$ et $2,25 \text{ ns}$, la taille de la bande de modes stables est de $\sim 350 \text{ cm}^{-1}$.

Ceci s'explique par une influence moins forte du deuxième front d'ablation car la distance entre les deux fronts devient importante. Nous observons cet effet si on représente

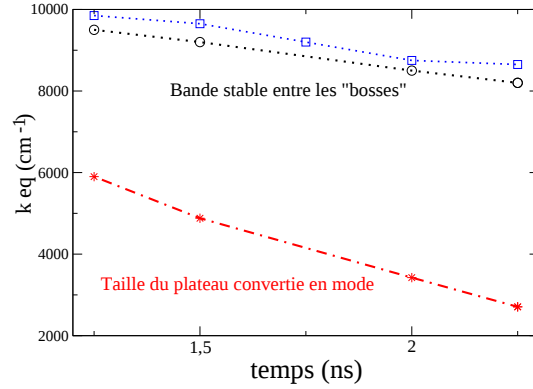


FIG. 7.6 – Evolution temporelle de la bande de modes stables entre les “bosses” et de la taille du plateau convertie en mode équivalent.

la bande de modes stables entre les “bosses” en fonction de la taille du plateau convertie en nombre d’onde équivalent $k_{eq} = \frac{2\pi}{dx}$ (FIG. 7.7).

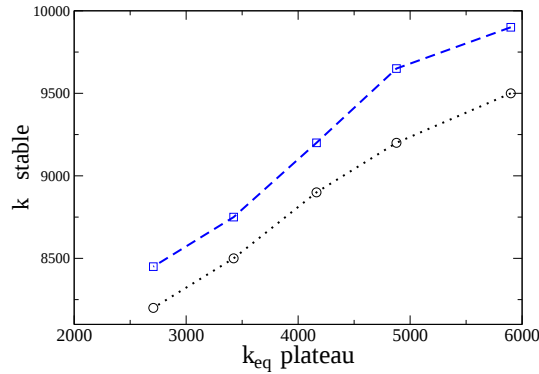


FIG. 7.7 – Evolution des modes stables entre les “bosses” en fonction de la taille du plateau convertie en modes équivalents.

Nous observons bien que plus la taille du plateau est grande (plus le mode équivalent k_{eq} est petit), plus la zone de stabilité apparaît pour des modes moins élevés, et plus la largeur de cette bande est faible.

Il n’est pas évident d’étendre davantage l’étude de la zone de stabilité entre les “bosses” car les calculs de PERLE pour ces modes du “cut-off” intermédiaire montrent un régime “transitoire”, entre oscillation et croissance des perturbations (FIG. 7.8). La croissance des perturbations est bien visible pour les temps $t > 1,5 \text{ ns}$.

Nous pouvons ainsi difficilement estimer une valeur du taux de croissance pour les temps qui nous intéressent sans que cette valeur soit surestimée (zone croissance) ou non

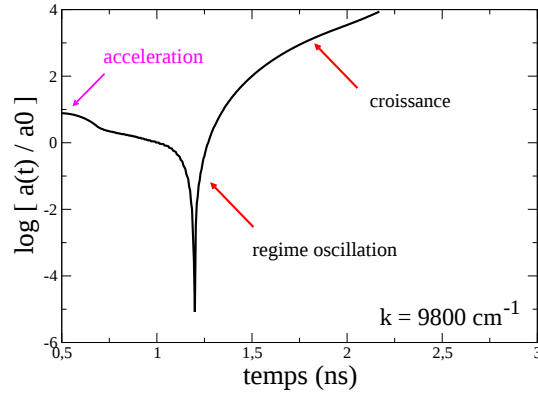


FIG. 7.8 – Evolution de l'amplitude [log] des perturbations en fonction du temps; calcul PERLE, cible SiO_2 , mode $k = 9800 \text{ cm}^{-1}$ en zone stable.

pertinente (zone oscillation).

Finalement, observons quelle est l'influence de l'intensité laser incidente sur la courbe de dispersion calculée avec PERLE pour la silice (FIG. 7.9).

Pour deux intensités $I_L = 50$ et 100 TW/cm^2 , les taux de croissance de l'instabilité Rayleigh-Taylor sont calculés durant la phase d'accélération, au temps $t \sim 1,25 \text{ ns}$.

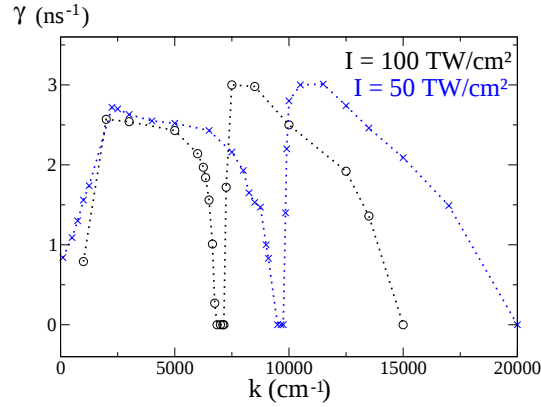


FIG. 7.9 – Influence de l'intensité incidente sur la croissance des perturbations, cible SiO_2 , intensités $I_L = 50$ et 100 TW/cm au temps $t \sim 1,25 \text{ ns}$.

Il apparaît que plus l'intensité laser incidente est élevée, plus la coupure intermédiaire a lieu pour des nombres d'onde pls petits. En effet, pour une intensité laser plus forte, les effets radiatifs sont plus importants pour les matériaux cibles de Z modérés et le plateau plus étendu.

Nous pouvons alors représenter l'évolution du nombre d'onde de coupure intermédiaire

k_{co} en fonction du temps et de l'intensité incidente (FIG. 7.10).

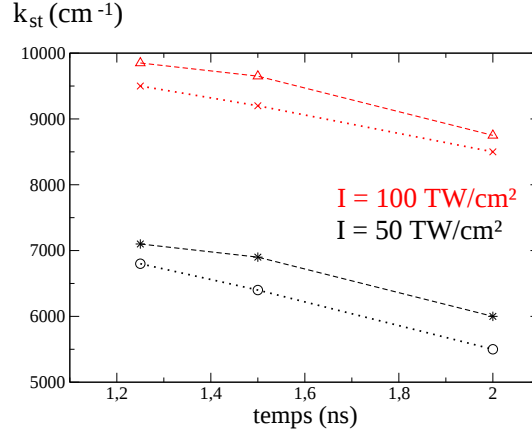


FIG. 7.10 – Evolution de k_{st} en fonction de l'intensité laser incidente et du temps, cible SiO_2 aux $t \sim 1, 25, 1, 5$ et 2 ns, intensités $I_L = 50$ et 100 TW/cm ; les bornes max et min de la bande stable sont représentées pour les deux intensités laser.

Il apparaît une relation linéaire entre la valeur de k_{st} au cours du temps pour une intensité laser donnée (figure de droite) en fonction du temps.

Nous pouvons encore ici conclure que plus l'intensité laser incidente est élevée, plus les effets radiatifs sont importants, plus l'influence des deux fronts d'ablation sur la croissance des perturbations est forte : la stabilisation entre les deux "bosses" sur la courbe de dispersion est décalé vers les grandes longueurs d'onde.

Variation des paramètres régissant la taille du plateau ; influence sur la courbe de dispersion des DFA

Observons à présent l'influence de la variation de la taille du plateau entre les deux fronts sur le taux de croissance de l'instabilité calculé avec le code PERLE.

Comme les profils de densité, températures, pression, etc... calculés par PERLE dépendent directement des coefficients imposés pour les pentes des opacités $q_{a1,2}$, la température de transition T_t ou le paramètre r reliant les opacités de Planck et Rosseland, il est possible de modifier artificiellement certains de ces paramètres et ainsi d'allonger la taille du plateau. Pour obtenir avec PERLE les profils hydrodynamiques les plus proches de ceux calculés par CHIC pour la silice, nous avons pris $r = 3$.

Ainsi, en choisissant par exemple un paramètre r (qui définit l'écart entre les opacités de Planck et Rosseland tel que $\kappa_P = r\kappa_R$) plus grand que celui pris initialement, nous obtenons un profil de densité avec un plateau beaucoup plus étendu entre les deux fronts (FIG. 7.11).

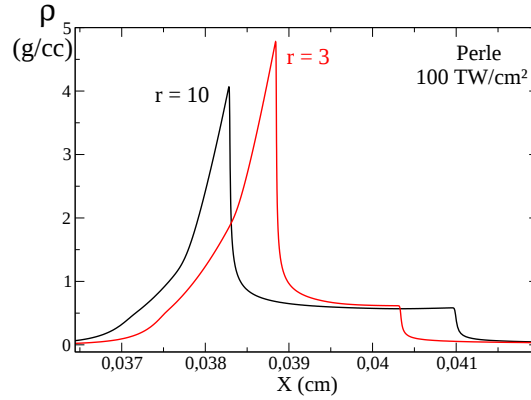


FIG. 7.11 – Profils de densité PERLE obtenus pour une cible en SiO_2 à $t = 1\text{ ns}$, intensité $I_L = 100\text{ TW/cm}$, avec configuration normale ($r = 3$) et configuration plateau rallongé ($r = 10$).

Nous calculons alors le taux de croissance pour cette configuration pour différents modes de perturbation en utilisant le code PERLE. Nous relevons ces grandeurs aux temps $t \sim 1,25\text{ ns}$ et $t \sim 1,5\text{ ns}$ afin de les comparer aux taux de croissance obtenus précédemment pour une configuration “normale” ($r = 3$) (FIG. 7.12).

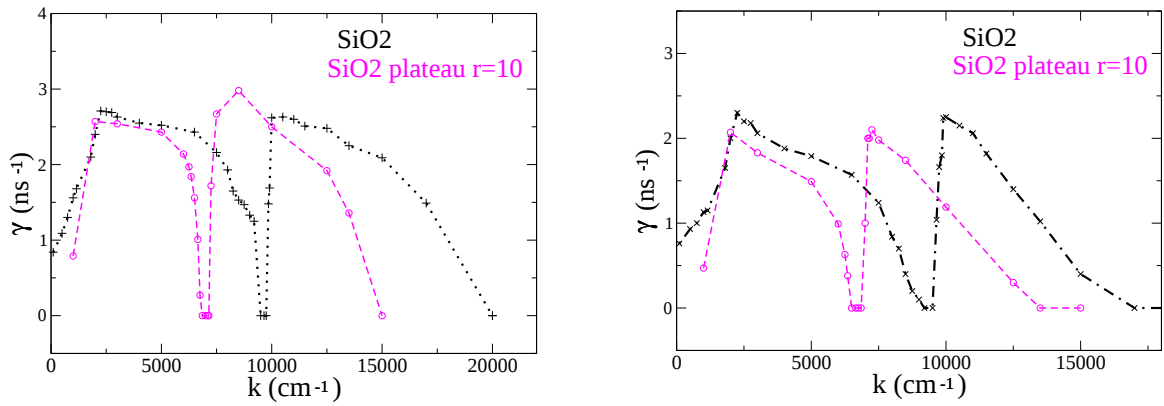


FIG. 7.12 – Courbe de dispersion PERLE obtenue pour une cible en SiO_2 à $t \sim 1,25\text{ ns}$ et $t \sim 1,5\text{ ns}$, intensité $I_L = 100\text{ TW/cm}$, avec configuration normale et configuration plateau rallongé.

Nous observons bien l’influence d’un plateau plus ou moins long sur l’aspect de la courbe de dispersion.

La taille du plateau ne semble pas avoir beaucoup d’influence au niveau des maximums du taux de croissance, mais la courbe de dispersion est comme “translatée” vers les modes plus petits lorsque le plateau est plus long (cas $r = 10$). En effet, l’allure générale de la

courbe de dispersion est conservée ; nous retrouvons bien deux “bosses” séparées par une région stable. Le cut off final (grands modes) est décalé vers des modes plus petits dans le cas $r = 10$. Ainsi, davantage de modes sont stables, et les plus petites longueurs d’onde dangereuses sont stabilisées. Nous pouvons conclure que pour la silice, plus le plateau est long (plus les deux fronts sont éloignés), plus la configuration est stable car les plus petites longueurs d’onde de perturbation ont une taille inférieure aux distances caractéristiques de la structure.

Dans le cas précédent ($r = 3$), aux temps $t \sim 1,25 \text{ ns}$ et $t \sim 1,5 \text{ ns}$, l’effet de stabilisation apparaissait pour les modes 9500 cm^{-1} et 9200 cm^{-1} respectivement (bornes inférieures de la bande de modes stables).

Lorsque le plateau est rallongé ($r = 10$), il apparaît pour les modes 7000 cm^{-1} et 6500 cm^{-1} aux mêmes temps. Nous retrouvons ainsi la même conclusion que précédemment (FIG. 7.7) : plus la taille du plateau est grande, plus la zone de stabilité apparaît pour des modes de perturbation moins élevés.

Pour les deux cas $r = 3$ et $r = 10$, observons si une relation existe entre la taille du plateau dx et la longueur d’onde équivalente à la bande stable λ_{st} (TAB. 7.1 et TAB. 7.2) ; nous représentons également ces valeurs graphiquement (FIG. 7.13).

temps (ns)	$k_{st} \text{ cm}^{-1}, r = 3$	$\lambda_{st} \text{ } \mu\text{m}, r = 3$	$dx \text{ } \mu\text{m}$
1,25	9500	6,61	10,65
1,5	9200	6,82	12,88
2	8500	7,39	18,35

TAB. 7.1 – Nombre d’onde minimal (borne inférieure) de la bande stable k_{st} , longueur d’onde équivalente λ_{st} et taille du plateau correspondante dx pour différents temps, SiO_2 , PERLE, $r = 3$.

temps (ns)	$k_{st} \text{ cm}^{-1}, r = 10$	$\lambda_{st} \text{ } \mu\text{m}, r = 10$	$dx \text{ } \mu\text{m}$
1,25	6800	9,23	30
1,5	6450	9,74	34
2	6350	9,92	38

TAB. 7.2 – Nombre d’onde minimal (borne inférieure) de la bande stable k_{st} , longueur d’onde équivalente λ_{st} et taille du plateau correspondante dx pour différents temps, SiO_2 , PERLE, $r = 10$.

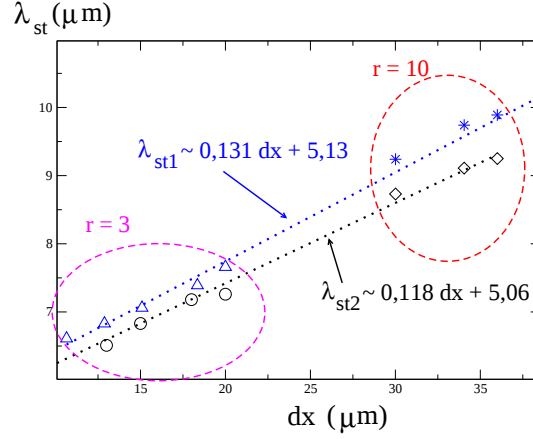


FIG. 7.13 – Relation entre taille du plateau dx (μm) et longueurs d'onde équivalentes à la bande stable λ_{st} (μm) pour une cible SiO_2 , intensité $I_L = 100 TW/cm$, avec configuration normale $r = 3$ ($\circ$: limite inférieure et $\triangle$: limite supérieure de la bande) et configuration plateau rallongé $r = 10$ ($\diamond$: limite inférieure et $*$: limite supérieure de la bande).

Pour les deux configurations de plateau $r = 3$ et 10 , les nombres d'onde de la bande stable (borne inférieure en noir et $\circ$ sur la figure, borne supérieure en bleu et $\triangle$) représentés en fonction de la taille du plateau dx sont alignés (FIG. 7.13) : il apparaît ainsi une relation entre ces deux grandeurs dx et λ_{st} ; le fit linéaire reproduit bien le comportement de ces grandeurs. Ce fit donne la relation

$$\lambda_{st1}(\mu m) \approx 0,118 dx (\mu m) + 5,06$$

pour la borne inférieure de la bande des modes stables, et

$$\lambda_{st2}(\mu m) \approx 0,131 dx (\mu m) + 5,13$$

pour la borne supérieure.

Nous pouvons ainsi estimer quel sera le nombre d'onde minimal (borne inférieure) et maximal (borne supérieure) de la bande de modes stables pour une taille de plateau donnée.

7.2 Estimation des taux de croissance avec CHIC 2D

Des courbes de dispersion ont été obtenues à l'aide d'une modélisation simplifiée du transport radiatif dans le code PERLE. Cette étude est complétée en réalisant des simulations 2D de la phase linéaire de l'instabilité de Rayleigh-Taylor ablative en utilisant le code CHIC qui inclut une physique réaliste (transport radiatif traité avec un modèle multigroupe, équations d'état et opacités tabulées).

Une perturbation a été introduite dans les données initiales avec une longueur d'onde donnée.

A chaque pas de temps de la simulation, CHIC 2D calcule la distance “peak to valley” de la perturbation. Une demi longueur d’onde est considérée en imposant des conditions aux bords périodiques dans la direction y (FIG. 7.14 et FIG. 7.15). Comme précédemment avec PERLE, l’amplitude de la perturbation au front d’ablation en fonction du temps est calculée.

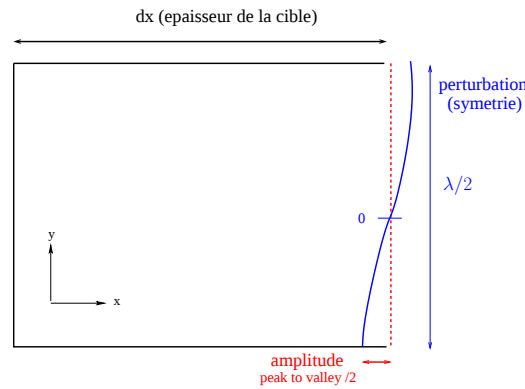


FIG. 7.14 – Calcul de l’amplitude d’une perturbation avec CHIC 2D ; une demi longueur d’onde de défaut est considérée.

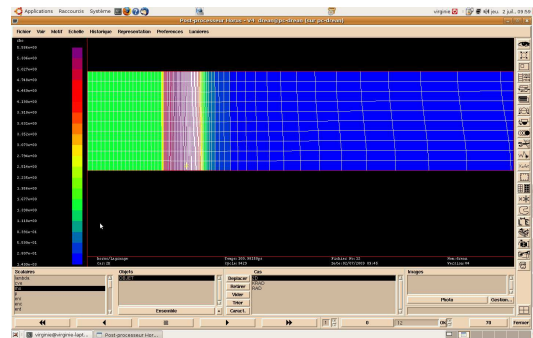


FIG. 7.15 – Visualisation de la cible plane et de la perturbation imposée côté laser obtenue pour le CHBr avec le code CHIC 2D ; ici $\lambda = 4 \mu m$, $t = 100 ps$.

Par régression linéaire, nous retrouvons donc la valeur du taux de croissance γ du défaut (FIG. 7.16).

L’avantage principal de ce calcul du taux de croissance d’un défaut avec CHIC 2D est que tous les processus physiques sont modélisés de façon la plus complète, du point de

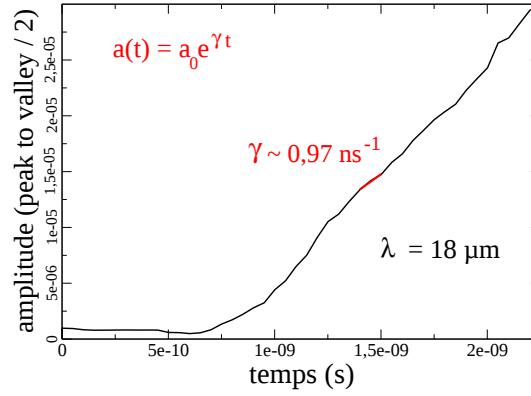


FIG. 7.16 – Amplitude de la perturbation “peak to valley” obtenue pour le *CHBr* avec le code CHIC 2D, régression pour accéder à γ .

vue des équations d’état tabulées, du niveau de l’ionisation, et du traitement multigroupe du transport du rayonnement.

L’inconvénient majeur de ce calcul avec CHIC 2D est que les plus petites longueurs d’onde de défaut (typiquement des longueurs d’onde inférieures à $\sim 3 \mu\text{m}$) sont difficiles à calculer avec un nombre de mailles selon la direction y suffisant ; il n’y a donc -pour l’instant- que très peu de résultats pour ces modes de perturbation.

Les premiers résultats obtenus avec le code CHIC 2D pour l’estimation du taux de croissance des perturbations confirment la présence d’une “bosse” dans la courbe de dispersion des structures DFA pour le *CHBr* (FIG. 7.17).

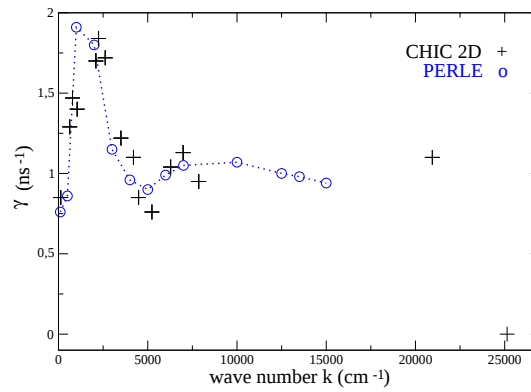


FIG. 7.17 – Courbe de dispersion obtenue avec les codes CHIC 2D (points repérés par + noirs) et PERLE (points repérés par o bleus) pour le plastique dopé *CHBr* au temps $t \sim 1,5 \text{ ns}$.

Avec CHIC 2D, nous retrouvons quasiment les valeurs de la courbe de dispersion

obtenue avec PERLE. Les deux courbes de dispersion ont ainsi un comportement très similaire : en effet, la présence de deux “bosses” est vérifiée, et la bande stable entre ces bosses apparaît au même endroit.

L'écart des valeurs entre les simulations CHIC 2D et PERLE est relativement faible. Il s'explique par le fait que les modélisations de l'hydrodynamique et du transfert radiatif ne sont pas les mêmes dans les deux codes. Comme nous l'avons vu précédemment, PERLE inclut un modèle très simplifié avec un traitement en gaz parfait, une ionisation constante, et le transfert radiatif est traité en approximation de diffusion avec opacités analytiques.

En tenant compte de ces différences, l'accord des courbes est acceptable. La conclusion la plus importante est que les simulations CHIC 2D confirment l'existence de ces deux bosses dans la courbe de dispersion et le lieu de la coupure intermédiaire.

On trouve un bon accord des valeurs du taux de croissance issus des simulations CHIC et PERLE pour d'autres matériaux comme le plastique *CH* et la silice *SiO₂* (FIG. 7.18).

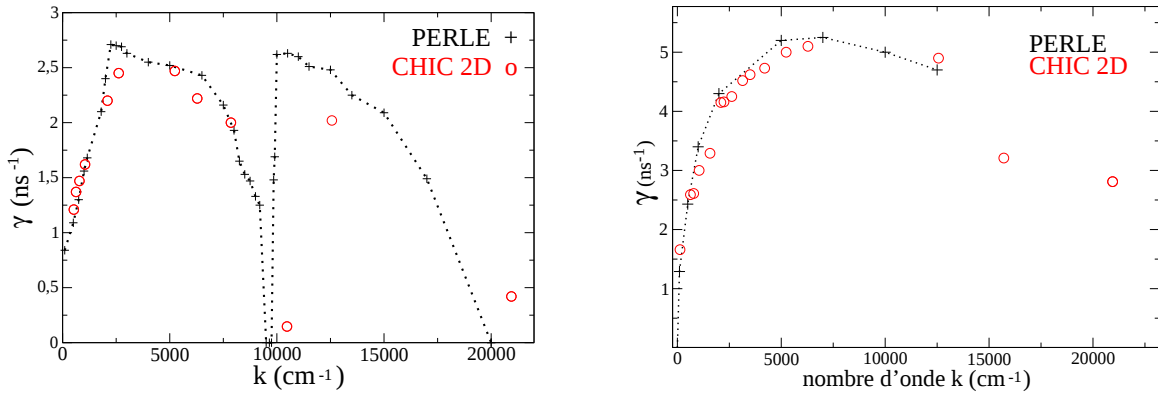


FIG. 7.18 – Courbe de dispersion obtenue avec les codes CHIC 2D (points repérés par $\circ$ rouges) et PERLE (points repérés par $+$ noirs) pour la silice *SiO₂* au temps $t \sim 1,25 \text{ ns}$ (figure de gauche) et le plastique *CH* au temps $t \sim 1,5 \text{ ns}$ (figure de droite).

Dans le cas de la silice, il faut calculer le taux de croissance des perturbations pour des modes supérieurs à 10000 cm^{-1} pour confirmer l'existence d'une deuxième “bosse” dans la courbe de dispersion finale. Ces très petites longueurs d'onde de défauts sont difficilement calculables avec le code CHIC 2D et un nombre de maille suffisant selon la direction y . Il est aussi nécessaire de prendre un assez grand nombre de mailles dans la direction x et une très petite amplitude initiale de la perturbation. Par conséquent, la déformation du maillage peut alors être importante et le calcul peut s'avérer impossible à mener aux temps qui nous intéressent. Ainsi il faut penser à une configuration de cible (cible moins

épaisse, ou intensité laser moins élevée) différente afin que la deuxième “bosse” de la structure apparaisse pour des modes plus faibles. Nous avons vu précédemment qu’avec une intensité laser $I_L = 50 \text{ TW/cm}^2$ au lieu de 100 TW/cm^2 , la courbe de dispersion était décalée vers les plus petits modes. Ce cas est donc à envisager pour obtenir la courbe de dispersion entière (ou du moins atteindre la zone entre les “deux bosses”) pour la silice.

7.3 Etude de la localisation spatiale des perturbations

Comme nous l’avons vu, le code PERLE permet de calculer les perturbations linéaires instationnaires durant toutes les phases d’irradiation (c’est à dire avant et après le débouché de choc, et donc la phase d’accélération).

Ces perturbations peuvent ainsi être localisées sur les profils hydrodynamiques $1D$ obtenus. Nous pouvons alors observer quelle est l’influence de la structure DFA sur l’amplitude des perturbations transmises entre les fronts, mais également si ces perturbations sont localisées au front d’ablation principal ou secondaire selon leur nombre d’onde.

7.3.1 Localisation des perturbations avant la phase d’accélération

Avant la phase d’accélération, le plateau de densité est peu développé. Nous observons donc sur les profils de densité obtenus le front de choc et deux fronts d’ablation déjà formés, mais sans plateau significatif entre les deux. Des oscillations caractéristiques au niveau de la zone entre le front de choc et le premier front d’ablation sont visibles pour les nombres d’onde les plus grands, puis des perturbations localisées au niveau du front de choc et des deux fronts d’ablation (FIG. 7.19).

Dans la région du plateau, les amplitudes des perturbations sont peu élevées et varient peu. Nous avons considéré ici les nombres d’onde $k = 5000$ et 13500 cm^{-1} , qui correspondent à des longueurs d’onde de défauts de 125 et $4,7 \text{ }\mu\text{m}$ respectivement. Nous avons donc un nombre d’onde de perturbation petit et un autre très grand et ainsi localisés ensuite, pendant la phase d’accélération, dans deux bosses différentes au niveau du taux de croissance (FIG. 7.2).

Pour les deux nombres d’onde considérés, les amplitudes sont quasiment les mêmes (du moins sont du même ordre de grandeur) au niveau du plateau. Au niveau du front de choc, les amplitudes des perturbations pour les deux nombres d’onde sont également du même ordre de grandeur.

Dans la région du deuxième front d’ablation, on observe une amplitude de perturbation

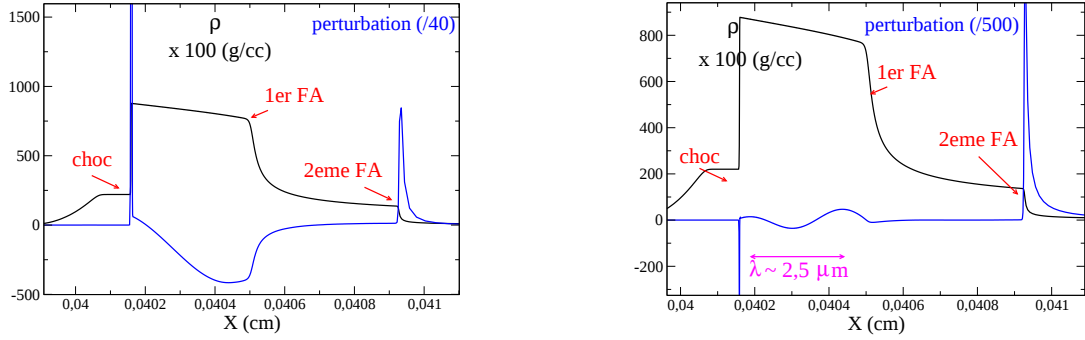


FIG. 7.19 – Amplitudes des perturbations de densité au premier et second front d’ablation obtenues avec PERLE, pour une cible SiO_2 , avant la phase d’accélération ($t = 0,5 \text{ ns}$), pour les nombres d’onde $k = 500$ (figure de gauche) et 13500 cm^{-1} (figure de droite).

environ deux fois plus élevée pour le nombre d’onde le plus grand ($k = 13500 \text{ cm}^{-1}$), et environ quatre fois plus élevée au niveau du premier front. De plus, l’amplitude des perturbations avant la phase d’accélération sont plus élevées au deuxième front d’ablation.

7.3.2 Localisation des perturbations au cours de la phase d’accélération

Pendant la phase d’accélération, nous observons pour tous les nombres d’onde de perturbation considérés que les perturbations de densité (et de température) calculées avec PERLE sont bien localisées au niveau des deux fronts d’ablation de la structure DFA.

Nous observons encore que les perturbations de densité restent très faibles au niveau du plateau de densité (FIG. 7.20).

Pour le plus petit nombre d’onde ($k = 5000 \text{ cm}^{-1}$), l’amplitude de la perturbation est plus élevée au niveau du front d’ablation principal qu’au niveau du deuxième front. Ainsi, ce nombre d’onde est localisé au premier front d’ablation.

Pour le nombre d’onde le plus grand ($k = 13500 \text{ cm}^{-1}$), l’amplitude de la perturbation est alors plus faible au niveau du front d’ablation principal. Ainsi, ce nombre d’onde est localisé au second front d’ablation (TAB. 7.3).

Relevons les valeurs de l’amplitude a_{pert} de la perturbation au niveau des deux fronts d’ablation et du plateau pour les nombres d’onde $k = 5000$ et 13500 cm^{-1} au temps $t = 1,25 \text{ ns}$; la notation 1^{er} FA correspond au front d’ablation principal (proche de la matière sous choc), tandis que la notation 2^{me} FA correspond au front secondaire (proche du laser et de la matière détendue).

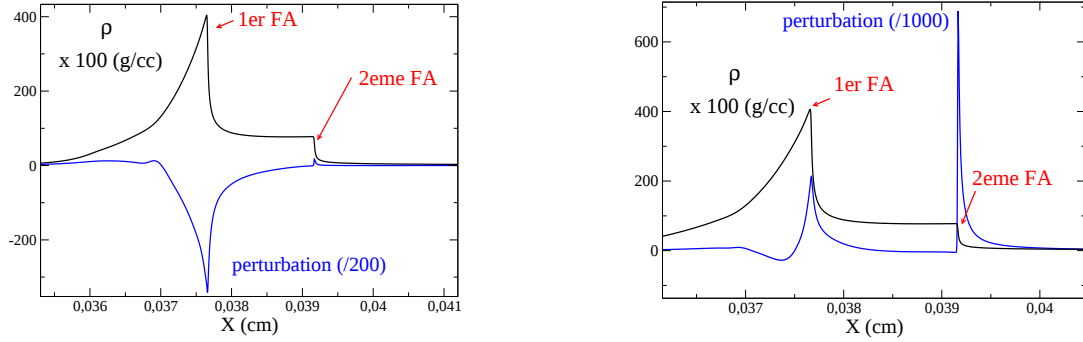


FIG. 7.20 – Amplitudes des perturbations de densité au premier et second front d’ablation obtenues avec PERLE, pour une cible SiO_2 , pendant la phase d’accélération ($t = 1, 25$ ns), pour les nombres d’onde $k = 5000$ (figure de gauche) et 13500 cm^{-1} (figure de droite).

mode $k \text{ (cm}^{-1}\text{)}$	$a_{pert} \text{ 1}^{er} \text{ FA}$	$a_{pert} \text{ 2}^{me} \text{ FA}$	$a_{pert} \text{ plateau}$
5000	−68178	3250	−2015
13500	210220	688065	−3289

TAB. 7.3 – Amplitudes des perturbations calculées par PERLE au niveau de la structure DFA pour la silice, pendant la phase d’accélération ($t = 1, 25$ ns), pour les nombres d’onde $k = 5000$ (figure de gauche) et 13500 cm^{-1} (figure de droite).

Pour les deux nombres d’onde considérés, le rapport des amplitudes aux deux fronts d’ablation donne

- pour le nombre d’onde 5000, $\frac{a_{pert} \text{ 1}^{er} \text{ FA}}{a_{pert} \text{ 2}^{me} \text{ FA}} \sim 21, 3$,
- pour le nombre d’onde 13500, $\frac{a_{pert} \text{ 1}^{er} \text{ FA}}{a_{pert} \text{ 2}^{me} \text{ FA}} \sim 0, 3$.

Ainsi, pour le nombre d’onde de perturbation le plus grand (13500 cm^{-1}), il y a atténuation de l’amplitude de la perturbation transmise du front secondaire au front principal : la perturbation est localisée au deuxième front, et est très faible au niveau du front principal. Pour le nombre d’onde le plus petit (5000 cm^{-1}), au contraire, la perturbation est entièrement localisée au premier front, et est très faible au niveau du deuxième front.

Au temps $t = 1, 25$ ns considéré, la taille caractéristique du plateau est de $dx \sim 11 \text{ } \mu\text{m}$.

Ainsi, nous avons deux configurations pour ces nombres d’onde :

- pour le nombre d’onde $k_1 = 5000 \text{ cm}^{-1}$, soit $\lambda_1 = 125 \text{ } \mu\text{m}$, nous avons typiquement $dx < \lambda_1$; dans ce cas, la perturbation “voit” le plateau de densité entre les deux

fronts d'ablation, et celui-ci influence la transmission des perturbations entre les fronts. La perturbation est transmise et localisée au front principal ;

- pour le nombre d'onde $k_2 = 13500 \text{ cm}^{-1}$, soit $\lambda_2 = 4,7 \text{ }\mu\text{m}$, nous avons alors $dx > \lambda_2$; dans ce cas, la perturbation “ne voit pas” le plateau et celui-ci a peu d'influence sur la transmission des perturbations entre les fronts. La perturbation reste localisée au front secondaire.

Cette étude a été réalisé également pour d'autres “petits” nombres d'onde appartenant plutôt à la première bosse du taux de croissance, et d'autres “grands” nombres d'onde appartenant plutôt à la deuxième bosse du taux de croissance. Les résultats obtenus vont dans le même sens.

Il semble donc que pour les nombres d'onde les plus grands (deuxième bosse du taux de croissance) la structure DFA permette, en phase d'accélération, d'atténuer l'amplitude des perturbations transmises au front principal.

L'étude de la localisation spatiale des perturbations montre que les nombres d'onde les plus petits qui appartiennent à la première bosse du taux de croissance sont localisés au front d'ablation principal, et que les nombres d'onde les plus grands appartenant à la deuxième bosse au front secondaire.

Ainsi, la première bosse est associée au premier front d'ablation, et la deuxième au second front d'ablation. La coupure entre les bosses pour laquelle les nombres d'onde sont stables est quant à elle associée au plateau de densité.

Cette conclusion est valable durant toute la phase d'accélération (FIG. 7.21) : le rapport des amplitudes des perturbations au premier et au deuxième front est :

- $a_1 / a_2 > 1$ pour le nombre d'onde 5000 cm^{-1} ; la perturbation est localisée au premier front,
- $a_1 / a_2 < 1$ pour le nombre d'onde 13500 cm^{-1} ; la perturbation est localisée au deuxième front.

7.3.3 Localisation des perturbations pour une structure classique

Dans le cas des structures d'ablation “classiques”, comme celles obtenues avec un matériau de Z faible comme le CH ou le DT par exemple, nous observons que les perturbations sont localisées au niveau du front d'ablation durant toute la phase d'accélération. Ainsi, il n'y a pas d'atténuation à ce front autrement que par lissage thermique, et toutes les perturbations présentes au front d'ablation seront par la suite transmises telles quelles au

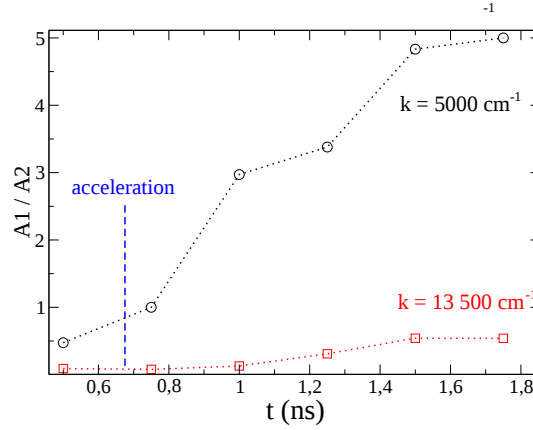


FIG. 7.21 – Evolution temporelle du rapport des amplitudes des perturbations aux fronts d’ablation obtenues avec PERLE, pour une cible SiO_2 , pour les nombres d’onde $k = 5000$ et $k = 13500 \text{ cm}^{-1}$.

combustible en aval (FIG. 7.22).

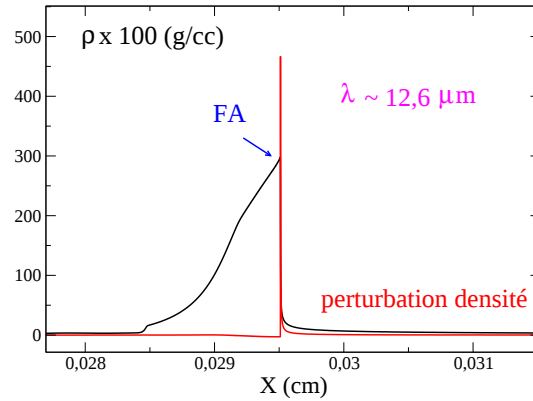


FIG. 7.22 – Amplitudes des perturbations de densité au front d’ablation obtenues avec PERLE, pour une cible CH , pendant la phase d’accélération, pour le nombre d’onde $k = 5000 \text{ cm}^{-1}$.

Lorsque nous calculons de nouveau les perturbations linéaires pour la silice SiO_2 sans les effets radiatifs (version de PERLE initiale, sans couplage rayonnement-matière), nous n’observons plus comme nous pouvions nous y attendre de structure DFA, et par contre observons bien les perturbations de densité localisées au niveau du front d’ablation (FIG. 7.23).

Comme il n’y a qu’un seul front d’ablation pour ces structures, les perturbations sont évidemment localisées spatialement à ce front : une seule “bosse” classique apparaît sur le

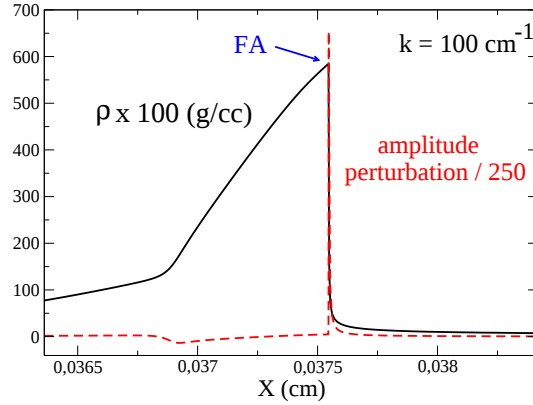


FIG. 7.23 – Amplitudes des perturbations de densité au front d’ablation obtenues avec PERLE, pour une cible SiO_2 sans traitement radiatif, pendant la phase d’accélération, pour le nombre d’onde $k = 5000 \text{ cm}^{-1}$.

taux de croissance des perturbations.

7.4 Conclusions

Nous avons étudié le taux de croissance de l’instabilité Rayleigh-Taylor lorsque la structure DFA entière est considérée, à l’aide de simulations CHIC et PERLE.

Les courbes de dispersion ont été obtenues pour différents matériaux avec PERLE. Dans le cas du CH , nous observons un bon accord avec la courbe de dispersion obtenue avec le modèle quasi-isobare de [6] et [8] modifié. Par contre, une structure nouvelle est obtenue pour les matériaux présentant des structures DFA, comme l’aluminium, la silice et le plastique dopé au brome.

Cette courbe de dispersion est en bon accord avec celle obtenue par le modèle de [6] et [8] modifié seulement pour les modes de perturbation les plus petits, correspondants à la première “bosse” de la courbe de dispersion. En effet, nous avons vu que le modèle de [6] et [8] modifié ne permettait de traiter que le front principal des DFA. Ainsi, la courbe de dispersion obtenue pour un traitement de la structure DFA entière est due à la présence d’un deuxième front d’ablation et du plateau. La “coupure” entre ces deux “bosses” a lieu pour des modes dont la longueur d’onde est du même ordre de grandeur que la taille du plateau.

Une estimation du taux de croissance de l’instabilité Rayleigh-Taylor pour les structures DFA a également été réalisée avec le code CHIC en 2D : la courbe de dispersion du $CHBr$ est cohérente avec les valeurs calculées par PERLE. Même si ces points ne sont pas exactement identiques, nous retrouvons le bon comportement de la courbe de dispersion

spécifique des structures DFA : la présence de deux “bosses” séparées par une région de modes stabilisés.

Pour les matériaux CH et SiO_2 , les valeurs calculées par CHIC 2D sont en accord avec celles obtenues par PERLE.

Ces calculs permettent de confirmer l’allure caractéristique (structure à deux bosses) de la courbe de dispersion pour les matériaux de Z modérés, dûe à l’influence des deux fronts d’ablation sur la croissance des perturbations.

L’analyse de la localisation spatiale des perturbations au cours du temps sur les profils calculés par PERLE, nous a permis de conclure que les perturbations de densité sont localisées au niveau des deux fronts d’ablation pendant la phase d’accélération. De plus, les modes les plus élevés (deuxième bosse) sont localisés sur le front secondaire (proche du laser), et les modes les plus bas sur le front principal.

Bibliographie

- [1] Godlewski E., Olazabal M. et Raviart P.A., On the linearization of hyperbolic systems of conservation laws; Application to stability, J. Math. Pures Appl. **78**, 1013 (1999), et Godlewski E., Olazabal M. et Raviart P.A., Godunov methods : theory and applications, Kluwer Academic / Plenum Publishers (2001).
- [2] Olazabal M. et Hallo L., Stability study of planar targets using standard and adiabatic shaping pulses, Physics of Plasmas **14**, 102705 (2007).
- [3] Hateau D. thèse, Université Pierre et Marie Curie (Paris VI) (2001).
- [4] Spitzer L. et Harm R., Transport phenomena in a completely ionized gas, Phys. Rev. **89**, 977 (1953).
- [5] Fujioka S., Sunahara A., Nishihara K., Ohnishi N., Johzaki T., Shiraga H., Shigemori K., Nakai M., Ikegawa T., Murakami M, Nagai K. et al., Suppression of Rayleigh-Taylor instability due to radiative ablation in brominated plastic targets, Phys. of Plasmas **11**, 2814 (2004).
- [6] Kull H.J., Incompressible description of Rayleigh-Taylor instabilities in laser ablated plasmas, Phys. Fluids B **1**, 170 (1988).
- [7] Kull H.J. et Anisimov S.I., Ablative stabilization in the incompressible Rayleigh-Taylor instability, Phys. Fluids **29**, 2067 (1986).
- [8] Betti R., Goncharov V.N., McCrory R.L. et Verdon C.P., Growth rate of the Rayleigh-Taylor instability in inertial confinement fusion, Physics of Plasmas **5**, 1446 (1998), and **3**, 1402 (1996).
- [9] Sanz J., Betti R., Olazabal-Loumé M., Drean V. et Tikhonchuk V.T., Ribeyre X., Feugeas J.L., présentation à la 35^{me} conférence EPS 2008 “Analytical theory of radiative ablation fronts for direct drive ICF targets”, et présentation à la 36th conférence EPS 2009.
- [10] Drake R.P., “*High Energy Density Physics*”, Springer (2006).

Conclusions et Perspectives

Conclusions

Cette thèse est dédiée à l'étude de la dynamique et de la stabilité des structures à double fronts d'ablation (DFA) dans le cadre de la fusion par confinement inertiel (FCI).

Dans la première partie de cette thèse, des structures DFA ont été obtenues au moyen de simulations numériques par le code CHIC, en éclairant des matériaux de numéros atomiques Z modérés tels que l'aluminium, la silice ou le plastique dopé au brome au moyen de faisceaux laser de différentes intensités (Chapitre 2).

Nous avons montré que ces structures sont fortement dépendantes des effets radiatifs et donc de l'intensité laser incidente. Ces structures sont nettement définies dans le cas des matériaux les plus denses comme l'aluminium et la silice : deux fronts d'ablation bien distincts, séparés par une région de densité quasi-constante (le "plateau") sont obtenus. Dans le cas des matériaux de numéros atomiques plus faibles comme le plastique dopé au brome $CHBr$, les deux fronts d'ablation sont bien présents, mais la structure DFA est mieux définie lorsque le taux de dopage en brome du plastique est plus élevé. Pour le plastique CH , un seul front d'ablation "classique" est observé.

Comme les structures DFA sont très dépendantes des effets du rayonnement, elles sont d'autant mieux définies lorsque l'intensité laser incidente est élevée. Pour les matériaux Al et SiO_2 , le seuil de formation de ces structures est vers $I_L \sim 20 \text{ TW/cm}^2$. Les deux fronts d'ablation existent alors avant le début de la phase d'accélération.

Ces structures ont ainsi été caractérisées du point de vue de leur dynamique ; nous avons étudié leur évolution en fonction du temps et de l'intensité laser incidente. L'évolution de la taille du plateau de densité en fonction du temps est à présent connue pour la silice et l'aluminium ; cette évolution apparaît linéaire en temps et d'autant plus importante que l'intensité est grande.

Cette augmentation de la taille du plateau est due à des vitesses différentes pour les deux fronts d'ablation, car l'opacité est différente localement pour les deux fronts.

Une relation de proportionnalité a été trouvée entre la densité maximale et celle du plateau.

Dans un deuxième temps, nous avons étudié l'influence, lors des simulations numériques, de phénomènes physiques sur la formation des DFA. Nous avons conclu que l'utilisation d'une modélisation physique plus simple influençait les paramètres de l'écoulement (épaisseur des fronts, taille du plateau, maximum de densité), mais que des structures DFA étaient tout de même obtenues. Ainsi, seuls les effets radiatifs sont à l'origine de la formation de ces structures DFA.

L'étude des températures radiatives et électroniques dans la région du plateau montre que ces températures sont quasiment égales dans cette zone et donc que le plateau peut être considéré comme étant à l'équilibre thermodynamique.

Les températures sont ainsi contenues dans une gamme de quelques eV pour une intensité laser donnée et varient peu temporellement. Ces faibles variations de la densité et de la température du plateau se retrouvent sur le degré d'ionisation qui est donc également quasi-constant.

Puis, nous avons étudié le préchauffage induit dans le DT selon l'ablateur utilisé. Pour cela, les grandeurs telles que la température électronique, la température radiative, la pression ou l'adiabat ont été relevées en face arrière de la cible. Nous avons montré l'effet d'écran de l'ablateur : le préchauffage du DT est moins important quand l'ablateur est le plus dopé. En effet, plus l'ablateur est opaque, moins le préchauffage est grand. Une étude complémentaire des opacités d'émission et d'absorption des matériaux utilisés nous a permis d'expliquer cet effet.

Nous avons trouvé que le DT était optiquement mince aux photons d'énergie supérieure à 2 keV et donc que les photons émis par les atomes de brome ne causaient pas de préchauffage supplémentaire. Il s'est avéré que le $CHBr$ était plus opaque que le CH au niveau du front d'ablation et du matériau froid et qu'ainsi davantage de photons y étaient localement absorbés et participaient donc à la création de la structure DFA et à l'élargissement de la taille caractéristique du front d'ablation.

Dans le quatrième chapitre de ce travail de thèse, un nouveau modèle théorique a été présenté et a permis de comprendre la nature et l'importance des mécanismes physiques à l'origine de la formation et de la dynamique des structures DFA (Chapitre 4). Deux possibilités ont été considérées.

Dans un premier temps, le modèle quasi-isobare du front d'ablation a été adapté aux structures à double front d'ablation. Une modification au niveau du choix des bornes d'intégration nous a permis d'appliquer ce modèle aux structures DFA. Bien que cette adaptation ne soit pas assez précise, elle permet néanmoins de reproduire le front d'ablation principal des DFA et de donner des premières informations sur sa stabilité. Les limites du modèle quasi-isobare justifiaient la nécessité de développer une nouvelle théorie pour les structures à double front d'ablation qui prenne en compte le transport radiatif de

l'énergie. Ce dernier est décrit avec l'approximation de diffusion pour la température radiative et les opacités ont été modélisées sous la forme la plus simple.

Ce modèle assez simple reproduit correctement les structures DFA. Un bon accord est obtenu entre ces profils calculés avec les paramètres d'entrée estimés lors des simulations et les profils simulés par CHIC.

Ce modèle nous a permis de définir les paramètres cruciaux régissant les DFA. Ces paramètres caractérisent l'importance du transport radiatif dans la zone d'ablation. Ils estiment si la structure DFA est bien définie par la contribution du transport radiatif au niveau de la zone de transition et le deuxième front d'ablation et le comportement du flux radiatif.

La conclusion essentielle apportée par ce nouveau modèle porte sur le rôle majeur du flux radiatif dans la zone d'ablation : le deuxième front d'ablation n'est pas régi par le flux thermique électronique seulement, mais par le flux radiatif, qui domine ensuite dans toute la zone d'ablation pour les structures DFA.

La méthode utilisée dans le nouveau modèle quasi-isobare pour le transport radiatif (expressions analytiques des opacités et approximation de la diffusion pour le transport du rayonnement) a été inclu dans le code PERLE, qui décrit l'écoulement instationnaire $1D$ complet et les perturbations linéaires en $2D$. Nous avons obtenu des structures à double front d'ablation avec le code PERLE modifié et montré leur similarité avec celles obtenues avec le code CHIC.

Bien qu'il y ait des différences quantitatives entre les profils obtenus avec CHIC et ceux obtenus avec PERLE, les deux codes reproduisent qualitativement les mêmes structures DFA.

Les écoulements obtenus avec les codes CHIC et PERLE ont été comparés en relevant les paramètres caractéristiques tels que la vitesse d'ablation, l'accélération ou le nombre de Froude. Il apparaît que nous restons bien dans le même régime d'écoulement. De plus, nous obtenons une bonne comparaison pour l'évolution temporelle des structures, les phases d'accélération pour les différents matériaux utilisés sont les mêmes pour les deux codes et nous retrouvons la même évolution de la taille du plateau en fonction du temps.

La deuxième partie de cette thèse était dédiée à la stabilité des DFA.

Dans un premier temps, les cibles considérées dans les chapitres 2 et 3 ont également été étudiées dans le cadre de la stabilité Rayleigh-Taylor ablative.

Dans le chapitre 6, le modèle isobare modifié appliqué aux structures DFA permettait de reproduire le front d'ablation principal des DFA et de donner des premières informations sur sa stabilité. En ne considérant que ce premier front d'ablation, nous observons tout de même une nette réduction du taux de croissance de l'instabilité de Rayleigh-Taylor ablative due aux effets radiatifs.

Il en est de même pour les cibles *ablateur-DT*. Nous obtenons une réduction du taux de croissance de l'instabilité en phase d'accélération dans le *DT* avec un ablateur *CHBr*. Il s'est avéré que l'influence des propriétés de l'ablateur était conservée dans le *DT*, comme la taille caractéristique du front, réduisant ainsi l'instabilité Rayleigh-Taylor au front d'ablation.

Le dernier chapitre de cette thèse était dédié au calcul des perturbations linéaires au front d'ablation avec le code PERLE modifié. Les courbes de dispersion ont été obtenues pour différents matériaux. Dans le cas du *CH*, nous observons un bon accord avec la courbe de dispersion obtenue avec le modèle quasi-isobare modifié. De plus, une nouvelle structure est obtenue pour les matériaux présentant des structures DFA, comme l'aluminium, la silice et le plastique dopé au brome.

Cette courbe de dispersion à deux bosses est la signature spécifique des DFA. La première bosse est en bon accord avec celle obtenue par le modèle isobare modifié. Les perturbations correspondant à la première bosse se développent sur le front principal des DFA. La deuxième bosse de la courbe de dispersion est due à la présence d'un deuxième front d'ablation. La présence du plateau produit la "coupure" entre ces deux "bosses" : les nombres d'onde dont la longueur d'onde est du même ordre de grandeur que la taille du plateau sont stabilisés.

Une estimation du taux de croissance de l'instabilité de Rayleigh-Taylor ablative pour les structures à double front d'ablation a également été réalisée avec le code CHIC en *2D* qui inclut une physique plus réaliste.

Les résultats sont cohérents avec les valeurs calculées par PERLE. Même si ces points ne sont pas exactement identiques, nous retrouvons le bon comportement de la courbe de dispersion spécifique des structures DFA, c'est à dire la présence de deux "bosses" séparées par une région de nombres d'onde quasi stables.

Pour les matériaux *CH* et *SiO₂*, les valeurs calculées avec CHIC *2D* sont en accord avec celles obtenues par PERLE ; la structure à deux bosses de la courbe de dispersion est retrouvée.

Nous pouvons alors en conclure que les résultats obtenus avec le code PERLE sont corrects et montrent bien une allure spécifique de la courbe de dispersion pour les matériaux de *Z* modérés, due à l'influence des deux fronts d'ablation sur la croissance des perturbations.

En ce qui concerne l'évolution de l'amplitude des perturbations au cours du temps, nous avons pu observer sur les profils calculés par PERLE que les perturbations de densité étaient bien localisées au niveau des deux fronts d'ablation pendant la phase d'accélération et que leur amplitude au niveau du plateau de densité était faible. De plus, nous avons montré que les plus bas nombres d'onde de perturbation, appartenant à la première "bosse" du taux de croissance, sont localisés au premier front d'ablation, tandis que les nombres

d'onde les plus grands, appartenant à la deuxième “bosse” du taux de croissance, sont localisés au deuxième front d'ablation. Ainsi, chacune des bosses caractéristiques du taux de croissance des DFA est associée à un front d'ablation. La zone stable entre les bosses est quant à elle reliée au plateau de densité de la structure DFA : nous avons montré que les nombres d'onde stabilisés avaient une longueur d'onde de l'ordre de la taille du plateau et qu'en fonction du temps, lorsque le plateau s'étend, la zone stable concerne donc différents nombres d'onde.

Enfin, au terme de l'étude de la dynamique et de la stabilité des structures DFA, nous avons montré que l'utilisation d'un ablateur de Z modéré conduisant à la formation de structure DFA était une voie des plus intéressantes à envisager pour la réduction de l'instabilité de Rayleigh-Taylor ablative (IRTA). En effet, ce type d'ablateur présente des paramètres d'ablation caractéristiques permettant la réduction de la croissance de l'IRTA en comparaison avec des ablateurs classiques comme le DT ou le CH : vitesse d'ablation plus élevée, accélération conservée, front d'ablation principal plus large. Nous avons montré que le taux de croissance du $CHBr$ était beaucoup plus faible que celui du CH et que moins de nombres d'onde étaient instables, car le “cut off” concernait des nombres d'onde plus petits. De plus, la structure à deux bosses obtenue permet de stabiliser une bande de nombres d'ondes, dont la longueur d'onde relativement petite les rends dangereux. Lorsque le plateau s'étend en temps, la bande de nombres d'onde stabilisés évolue avec lui et stabilise au cours du temps différents nombres d'onde. Les maximums des deux bosses sont, de plus, assez peu élevés.

Un autre résultat des plus intéressants est que ce type d'ablateur est plus opaque au niveau du premier front d'ablation, ce qui permet d'absorber davantage des photons énergétiques émis au niveau de la couronne et de la structure DFA. Le front d'ablation alors plus large permet ainsi de moins préchauffer le combustible en aval.

Finalement, l'utilisation d'un ablateur de type $CHBr$ avec un taux de dopage de 4% en brome au minimum pourrait réduire la croissance de l'IRTA au front d'ablation et de préserver le combustible DT d'un préchauffage trop important. De plus, cet ablateur reste léger (densité de $1,45 \text{ g/cm}^3$) par rapport aux ablateurs type CH et permet de conserver une accélération du même ordre de grandeur qu'avec un ablateur CH .

L'utilisation d'un ablateur en silice SiO_2 est également envisageable si l'épaisseur de l'ablateur est réduite à quelques microns. Des simulations ont été réalisées avec le code CHIC pour une cible composée d'un ablateur de $5 \text{ }\mu\text{m}$ de silice et de $110 \text{ }\mu\text{m}$ de DT à des intensités de l'ordre de 100 TW/cm^2 . Elles ont montré qu'une structure à double front d'ablation était obtenue pour dès les premiers instants et existait également dans le DT après le débouché du choc à l'interface ablateur-combustible. La présence de cette structure permet également de préserver le DT d'un fort préchauffage dû au propre rayon-

nement de l'ablateur.

Perspectives

Au terme de ce travail de thèse, les perspectives qui s'ouvrent sont assez nombreuses et concernent aussi bien des études théoriques, que numériques et expérimentales.

En effet, il n'y a que très peu de références concernant les structures DFA ; bien que ce travail de thèse ait permis d'approfondir les connaissances sur leur dynamique et stabilité, de nouvelles études peuvent compléter ces données. En effet, il serait utile de connaître précisément le taux de conversion du flux laser incident en rayonnement X, afin de caractériser le préchauffage du combustible et le temps de rayonnement de l'ablateur. Des configurations avec plusieurs couches d'ablateur superposés peuvent également être étudiées comme une superposition de CH et de SiO_2 par exemple.

Du point de vue théorique, le nouveau modèle présenté ici permet d'obtenir des résultats très cohérents mais peut être amélioré pour reproduire mieux le premier front d'ablation. Nous avons vu que la zone avant le premier front d'ablation, dans la cible froide et dense n'était pas bien reproduite. Il faut ainsi modifier les conditions aux limites pour ce front et prendre en compte cette modification pour obtenir des profils $1D$ complets.

Le plus gros travail qu'il reste à réaliser est d'obtenir un design de cible avec un ablateur de Z modéré comme le $CHBr$ qui, par la présence d'une structure DFA, permettrait de réduire le préchauffage du DT et la croissance des instabilités. Il s'agit alors avec cette cible de réaliser une compression jusqu'à allumage du centre en passant en $1D$ sphérique. Ce travail sera réalisé prochainement.

Du point de vue $2D$, la suite du nouveau modèle théorique concernant la stabilité de ces structures doit être développée. Les équations de ce modèle qui régissent la dynamique des structures à double front d'ablation permettront, une fois linéarisées, d'accéder aux perturbations dans la structure DFA et d'obtenir une courbe de dispersion qui sera alors comparée à celles obtenues avec les codes CHIC $2D$ et PERLE, notamment au niveau de la présence de deux bosses dans le taux de croissance, afin d'expliquer la physique de la stabilisation de l'IRTA.

Une formule simple doit alors être proposée pour reproduire facilement l'allure du taux de croissance obtenu. Mais l'allure singulière du taux de croissance rend ce travail assez difficile.

En ce qui concerne les perspectives expérimentales, une demande d'expérience sera faite pour valider certains résultats présentés dans cette thèse, comme la dynamique des DFA (comparaison des profils de densité et température, évolution du plateau de densité, préchauffage, etc...) et leur stabilité. En effet, avec les diagnostics appropriés, le calcul

de la croissance de certains modes de perturbation est possible et peut alors valider les résultats numériques et théoriques.

Liste des publications et communications

Publications dans des revues internationales

- Sanz J., Betti R., Smalyuk V.A., Olazabal-Loumé M., Drean V., Tikhonchuk V.T., Ribeyre X., Feugeas J.L., *Radiation hydrodynamic theory of double ablation fronts for direct drive inertial confinement fusion*, Physics of Plasmas **16** 082704 (2009)
- Hallo L., Olazabal-Loumé M., Drean V., Ribeyre X., Shurtz G., Feugeas J.L., Breil J., et Maire P.H., *Hydrodynamic and symmetry safety factors of HiPER's targets*, Plasma Phys. Control Fusion, **51**, 014001, 2009

Présentation de poster dans des conférences internationales et collaborations

- **Drean V.**, Olazabal-Loumé M., Sanz J. et Tikhonchuk V. T., 35th EPS Conference on Plasma Physics (Hersonissos, Crête), *Numerical simulations and stability study of double ablation fronts structures using radiation transport effects*, june 2008, POSTER
- **Hallo L.**, Olazabal-Loumé M., Drean V., Ribeyre X., Shurtz G., Feugeas J.L., Breil J., et Maire P.H., 35th EPS Conference on Plasma Physics (Hersonissos, Crête) *Hydrodynamic and symmetry safety factors of HiPER's targets*, june 2008, ORAL
- **Olazabal-Loumé M.**, Drean V., Sanz J., Tikhonchuk V.T., Ribeyre X., International Conference on Plasmas Physics, (Fukuoka, Japon), *Numerical investigation and stability study of double ablation front structures*, september 2008, ORAL
- **Sanz J.**, Betti R., Olazabal-Loumé M., Drean V., Tikhonchuk V.T., Ribeyre X., Feugeas J.L., 35th EPS Conference on Plasma Physics (Hersonissos, Crête), *Analytical theory of radiative ablation fronts for direct drive ICF targets*, june 2008, POSTER
- **Sanz J.**, Betti R., Olazabal-Loumé M., Drean V., Tikhonchuk V.T., Ribeyre X., Feugeas J.L., 36th EPS Conference on Plasma Physics (Sofia, Bulgarie), *Radiation hydrodynamic theory of double ablation fronts in direct drive ICF targets*, june 2009, ORAL

Troisième partie

Annexe

Annexe A

Annexe CHIC

Les simulations 1D sont intensivement utilisées pour le design des cibles destinées à des expériences de type FCI. En effet, ces simulations permettent d'étudier et d'estimer les paramètres principaux qui entrent en jeu dans l'implosion de la cible, comme les vitesses d'implosion, d'ablation, l'accélération ou la vitesse des chocs pour assurer une bonne synchronisation de ces chocs aux interfaces des matériaux de la cible, et donc une bonne compression.

Le besoin apparaît ainsi au CELIA de développer un code Lagrangien 2D pour dimensionner et restituer des expériences de physique des plasmas créés par laser, mais également pour étudier et développer des schémas numériques nouveaux pour l'hydrodynamique Lagrange multi-D (ALE, reconstruction d'interface) et la diffusion (isotrope, anisotrope).

C'est pourquoi le code CHIC est développé [1]-[6] afin de permettre :

- la validation numérique et physique,
- la simulation numérique dans le cadre du projet HIPER,
- la caractérisation de champs magnétiques : expériences LIL, Vulcan et Luli,
- le design de cible dans le cadre du projet HIPER,
- l'étude numérique des instabilités hydrodynamiques,
- le dimensionnement, l'interprétation et la restitution d'expériences de physique des plasmas créés par laser.

A.1 Modèle physique : hydrodynamique Lagrange bi-température

Les équations de base utilisées dans CHIC sont les équations de l'hydrodynamique radiative écrites sous forme Lagrangienne, car lors d'une expérience de type FCI, le plasma est créé par l'interaction d'un laser sur une cible. Cette cible est un assemblage de plu-

sieurs couches de différents matériaux, avec un grand rapport d'aspect. Dans ces différents matériaux, les écoulements ont de grands déplacements, sont soumis à des chocs forts et à des ondes de raréfaction ; ainsi, les simulations doivent refléter les grands changements du volume et de la forme du domaine de calcul.

Ainsi, la formulation Lagrangienne est bien adaptée aux écoulements rencontrés en FCI : les mailles bougent avec le fluide, la résolution du choc est accrue, il n'y a pas de flux de masse entre les mailles, les surfaces libres sont traitées naturellement. Par contre, pour de trop grandes déformations du maillage (cisaillement, vorticité), il y a un défaut de robustesse du traitement, qui nécessite alors l'usage d'une stratégie ALE (Arbitrary Lagrangian Eulerian) afin de reconstruire localement le maillage.

Le couplage des équations hydrodynamiques au transfert radiatif est détaillé en Annexe B.

$$\rho \frac{d\tau}{dt} - \vec{\nabla} \cdot \vec{V} = 0, \quad (\text{A.1})$$

$$\rho \frac{d\vec{V}}{dt} + \vec{\nabla}(P_i + P_e) = \vec{0}, \quad (\text{A.2})$$

$$\rho \left(\frac{d\epsilon_e}{dt} + P_e \frac{d\tau}{dt} \right) - \vec{\nabla} \cdot (\lambda_e \vec{\nabla} T_e) = \Omega_{ei}(T_i - T_e) + W_{\text{las}} + W_{\text{rad}} + W_{\text{fus}}^e + \vec{\nabla} \cdot \vec{Q}_e^{\text{nl}}, \quad (\text{A.3})$$

$$\rho \left(\frac{d\epsilon_i}{dt} + P_i \frac{d\tau}{dt} \right) - \vec{\nabla} \cdot (\lambda_i \vec{\nabla} T_i) = \Omega_{ei}(T_e - T_i) + W_{\text{fus}}^i, \quad (\text{A.4})$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{\nabla} \times [\vec{V} \times \vec{B} + \frac{c}{eN_e} \vec{\nabla}(N_e T_e) + \frac{c}{e} \beta \cdot \vec{\nabla} T_e - \frac{c^2}{4\pi} \sigma \cdot \vec{\nabla} \times \vec{B}]. \quad (\text{A.5})$$

Ces équations font intervenir deux températures : la température électronique T_e , et la température ionique T_i . Les pressions électronique P_e , et ionique P_i interviennent également, ainsi que les énergies spécifiques électronique ϵ_e , et ionique ϵ_i . La pression P est donnée par l'équation d'état $P \equiv P(\rho, \epsilon)$ où $\epsilon = E - \frac{1}{2} \vec{V} \cdot \vec{V}$.

Dans l'équation (A.3), λ_e est la conductivité tensorielle (Spitzer-Härm et Braginskii), utilisée pour traiter le flux de chaleur électronique.

Dans les équations (A.3) et (A.4), les termes énergétiques W_{las} pour l'énergie laser, W_{rad} pour l'énergie radiative, et $W_{\text{fus}}^{e,i}$ pour l'énergie de fusion (électronique et ionique) interviennent. Le terme $\vec{Q}_e^{\text{nl}}$ est le flux de chaleur non local.

La dernière équation de ce système (A.5) permet de traiter le champ magnétique $\vec{B}$. Nous ne l'avons pas utilisé dans ce travail de thèse, mais c'est une option disponible dans le code. Dans cette équation, β est le tenseur thermoélectrique et σ est la résistivité tensorielle.

Ces équations utilisent un modèle de MHD transverse (pression magnétique et effet Joule négligés).

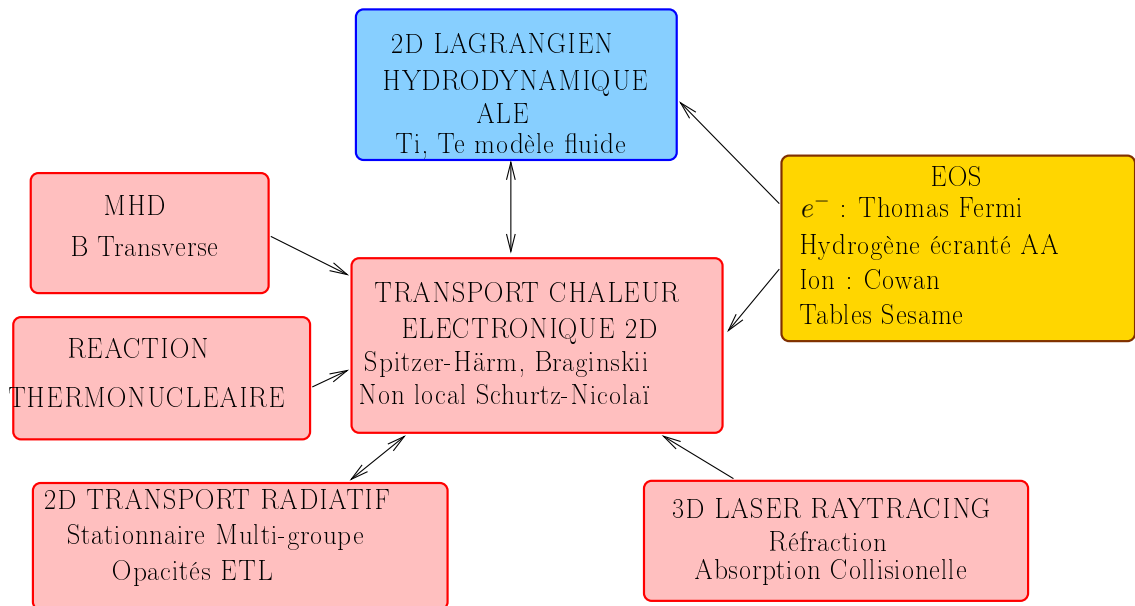
Le schéma numérique du code CHIC pour l'hydrodynamique Lagrange $2D$ est un nouveau schéma centré non-structuré de type Godunov, avec une extension à l'ordre 2, et traité en axisymétrique ; les publications sur les schémas numériques du code sont en bibliographie.

La conduction de la chaleur est traitée avec un schéma $2D$ non-structuré à l'ordre 2, et une extension anisotrope (Braginskii).

Le maillage est traité avec une méthode *ALE* non-structuré pour éviter des déformations trop importantes ; pour cela, le code utilise un algorithme de régularisation, une projection approchée, exacte, et une reconstruction d'interface. La topologie variable permet de capturer la vorticité et le cisaillement ; le maillage polygonal de Voronoï s'adapte à l'écoulement.

A.2 Modules du code

Les différents modules du code CHIC sont présentés sur la figure suivante. Ils permettent d'utiliser différentes options pour les mécanismes physiques en jeu au cours d'une simulation.



Le code CHIC inclut ainsi un ray-tracing $3D$ pour la propagation du faisceau laser, avec un modèle d'absorption laser collisionnelle par Bremstrahlung inverse, et un traitement de la réfraction du faisceau incident.

Un module de transport thermique électronique $2D$ permet de traiter la propagation de la chaleur dans la cible avec un flux de chaleur électronique traité selon l'approximation de Spitzer-Harm (modèle classique avec limitation du flux) et par l'approche non-locale.

Des modules existent, permettant d'inclure la MHD dans la simulation et de calculer les réactions thermonucléaires. Ces modules n'ont pas été utilisés dans ce travail de thèse.

Par contre, le traitement multigroupe pour le transport radiatif $2D$ a été intensivement utilisé. Deux températures hors équilibre permettent de décrire le rayonnement (température radiative T_r) et la matière (température électronique T_e).

Il existe également différents modèles pour les équations d'état, comme les tables SE-SAME, ou un traitement en gaz parfait. Différents modèles d'ionisation peuvent être utilisés, comme l'approximation "tout-ionisé" ou bien une ionisation variable plus réaliste selon le modèle de Thomas-Fermi.

Une fois ces modules appelés, CHIC calcule l'écoulement hydrodynamique (modèle fluide à deux températures électroniques T_e et ioniques T_i) avec un maillage Lagrangien pouvant être reconstruit (ALE) s'il est trop déformé au cours de la simulation.

Bibliographie

- [1] P.-H. Maire, *A high-order cell-centered Lagrangian scheme for two-dimensional compressible fluid flows on unstructured meshes*, J. Comput. Phys. Vol. 228 (2009) 2391-2425.
- [2] P.-H. Maire, B. Konga, *Multi-scale Godunov type method for cell-centered discrete Lagrangian hydrodynamics*, J. Comput. Phys. Vol. 228 (2009) 799-821.
- [3] P.-H. Maire, J. Breil, *A second order cell-centered Lagrangian scheme for two-dimensional compressible flow problems*, International Journal for Numerical Methods in Fluids Vol. 56 (2008) 1417-1423.
- [4] P.-H. Maire, J. Breil, S. Galera, *A cell-centered arbitrary Lagrangian-Eulerian (ALE) method*, International Journal for Numerical Methods in Fluids Vol. 56 (2008) 1161-1166.
- [5] J. Breil and P.-H. Maire, *A cell-centered diffusion scheme on two-dimensional unstructured meshes*, J. Comput. Phys. Vol. 224 (2007) 785-823.
- [6] P.-H. Maire, R. Abgrall, J. Breil, J. Ovadia, *A cell-centered Lagrangian scheme for two-dimensional compressible flow problems*, SIAM J. Sci. Comp. Vol. 29, No 4 (2007) 1781-1824.

Annexe B

Annexe : Equations de l'hydrodynamique sous forme lagrangienne

Les équations de l'hydrodynamique couplées au transfert radiatif sont écrites dans la forme Lagrangienne et ensuite linéarisées, afin d'accéder au calcul des perturbations linéaires (de densité par exemple) au niveau des deux fronts d'ablation.

Dans un premier temps, nous présentons les équations de l'hydrodynamique sous forme lagrangienne en $3D$. Dans un deuxième temps, nous obtiendrons alors les équations pour les perturbations traitées avec le code PERLE après linéarisation [1][2][4][3][5].

B.1 Equations de l'hydrodynamique Lagrangienne

On considère une particule fluide à $t > 0$ repérée par ses coordonnées Eulériennes (X, Y, Z) . Sa position initiale est repérée par ses coordonnées Lagrangiennes (x, y, z) . On considère le champ de vitesse $\vec{V} = (u, v, w)^t$.

L'équation des trajectoires donne

$$X \equiv X(x, y, z, t)$$

$$Y \equiv Y(x, y, z, t)$$

$$Z \equiv Z(x, y, z, t),$$

solutions de

$$\frac{\partial X}{\partial t} = u, \quad X(x, y, z, 0) = x,$$

$$\frac{\partial Y}{\partial t} = v, \quad Y(x, y, z, 0) = y,$$

$$\frac{\partial Z}{\partial t} = w, \quad Z(x, y, z, 0) = z.$$

La matrice Jacobienne J est introduite pour la transformation

$$(x, y, z) \longmapsto (X, Y, Z)$$

pour $t > 0$; initialement, $J(x, y, z, 0) = I$. Le déterminant de cette matrice est noté $|J|$, et on suppose que $|J(x, y, z, t)| > 0$.

La densité initiale ρ_0 est définie par

$$\rho |J| = \rho_0, \quad (\text{B.1})$$

Les équations de conservation de la masse, quantité de mouvement et énergie peuvent donc s'écrire comme

$$\frac{\partial}{\partial t} |J| - |J| \nabla_X \cdot \vec{V} = 0, \quad (\text{B.2})$$

$$\rho_0 \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + |J| \nabla_X P = 0, \quad (\text{B.3})$$

$$\rho_0 \frac{\partial e}{\partial t} + |J| \nabla_X \cdot (P \vec{V}) - |J| \nabla_X \cdot (\vec{Q}_e + \vec{S}_r) = |J| S, \quad (\text{B.4})$$

avec $e = \varepsilon + 1/2 |\vec{V}|^2$ l'énergie totale, $P \equiv P(\rho, \varepsilon)$ la pression, S le terme source énergétique (dépôt laser par exemple), $\vec{Q}_e$ le flux thermique électronique et $\vec{S}_r$ le flux radiatif.

Utilisons les opérateurs gradient et divergence pour la transformation ci-dessus

$$\vec{\nabla}_X f = (J^t)^{-1} \vec{\nabla}_x f, \quad \text{pour le gradient},$$

$$\nabla_X \cdot \vec{V} = \frac{1}{|J|} \vec{\nabla}_x \cdot [|J| (J)^{-1} \vec{V}], \quad \text{pour la divergence},$$

Ainsi, pour un opérateur de diffusion du type $\vec{\nabla}_X \cdot (\lambda \vec{\nabla}_X T)$, rencontré dans l'expression du flux de chaleur électronique ou du flux radiatif, nous avons

$$\nabla_X \cdot (\lambda \nabla_X T) = \frac{1}{|J|} \nabla_x \cdot [\lambda |J| J^{-1} \nabla_x (J^t)^{-1} T]. \quad (\text{B.5})$$

Nous pouvons alors écrire les équations de conservation sous forme Lagrangienne :

$$\frac{\partial |J|}{\partial t} (\rho |J|) = 0, \quad (\text{B.6})$$

d'où

$$\rho |J| = \rho_0. \quad (\text{B.7})$$

Ainsi, nous obtenons les équations suivantes :

$$\frac{\partial}{\partial t} |J| - \nabla_x \cdot (|J| (J)^{-1} \vec{V}) = 0, \quad (\text{B.8})$$

$$\rho_0 | J_0 | \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + | J | (J^t)^{-1} \nabla_x P = \vec{0}, \quad (\text{B.9})$$

$$\rho_0 | J_0 | \frac{\partial e}{\partial t} + \nabla_x \cdot (| J | J^{-1} P \vec{V}) + \nabla_x \cdot (| J | J^{-1} (\vec{Q}_e + \vec{S}_r)) = | J | S, \quad (\text{B.10})$$

avec $J_0(x, y) = I$, la matrice Jacobienne initiale. On note $1/\rho = \tau$; ainsi avec les équations (B.7) et (B.8) nous obtenons :

$$\rho_0 | J_0 | \frac{\partial \tau}{\partial t} - \nabla_x \cdot (| J | (J)^{-1} \vec{V}) = 0. \quad (\text{B.11})$$

Les équations (B.8) à (B.11) forment la base mathématique du moteur hydrodynamique du code CHIC.

B.2 Linéarisation des équations de l'hydrodynamique Lagrangienne

Dans le code PERLE, deux systèmes d'équations sont utilisés :

- le système d'équations (B.8) à (B.11) à une dimension pour l'écoulement de base, repéré par l'indice 0,
- le système d'équations (B.8) à (B.11) linéarisé pour l'écoulement perturbé, repéré par l'indice 1.

Pour toutes les variables Lagrangiennes (équation des trajectoires et matrice Jacobienne), on introduit le développement à l'ordre 1

$$\varphi(x, y, z, t) = \varphi^0(x, y, z, t) + \eta \varphi^1(x, y, z, t),$$

avec $\eta \ll 1$. Ainsi pour les coordonnées nous avons

$$X = X^0 + \eta X^1, \text{ et } t = 0, \quad X_0 = X_0^0 + \eta X_0^1,$$

$$Y = Y^0 + \eta Y^1, \text{ et } t = 0, \quad Y_0 = Y_0^0 + \eta Y_0^1,$$

$$Z = Z^0 + \eta Z^1, \text{ et } t = 0, \quad Z_0 = Z_0^0 + \eta Z_0^1,$$

avec $X_0^0 = x$, $Y_0^0 = y$, et $Z_0^0 = z$ les positions initiales. Les quantités X_0^1 , Y_0^1 et Z_0^1 sont les perturbations initiales géométriques.

On introduit les matrices Jacobiennes J^0 et J^1

$$(x, y, z) \xrightarrow{J^0} (X^0, Y^0, Z^0) \text{ et}$$

$$(x, y, z) \xrightarrow{J^1} (X^1, Y^1, Z^1).$$

Finalement, les matrices Jacobiennes permettent les transformations

$$(X^0, Y^0, Z^0) \xrightarrow{(J^0)^{-1}} (x, y, z) \xrightarrow{J^1} (X^1, Y^1, Z^1), \text{ et}$$

$$(X^0, Y^0, Z^0) \xrightarrow{J^1(J^0)^{-1}} (X^1, Y^1, Z^1).$$

On observe ainsi que le passage entre les perturbations et l'écoulement de base se fait via

$$K = J^1(J^0)^{-1} = \begin{pmatrix} \frac{\partial X^1}{\partial X^0} & \frac{\partial X^1}{\partial Y^0} & \frac{\partial X^1}{\partial Z^0} \\ \frac{\partial Y^1}{\partial X^0} & \frac{\partial Y^1}{\partial Y^0} & \frac{\partial Y^1}{\partial Z^0} \\ \frac{\partial Z^1}{\partial X^0} & \frac{\partial Z^1}{\partial Y^0} & \frac{\partial Z^1}{\partial Z^0} \end{pmatrix}$$

La matrice K est donc la matrice Jacobienne de passage entre les perturbations et l'écoulement de base.

Notons ξ le vecteur déplacement tel que

$$\xi = (X^1, Y^1, Z^1)^t,$$

et ainsi

$$K = \nabla_{X^0} \xi.$$

Linéarisons alors $|J|$ ainsi que $|J|(J)^{-1}$;

$$J = J^0 + \eta J^1,$$

et comme $K = J^1(J^0)^{-1}$, d'où $J^1 = K J^0$,

$$J = (I + \eta K) J^0.$$

Ainsi,

$$J(J^0)^{-1} = I + \eta K$$

et à l'ordre 1 (comme $\eta \ll 1$), $(I + \eta K)^{-1} = I - \eta K$.

Par suite, nous avons $J^0(J)^{-1} = I - \eta K$, et donc

$$J^{-1} = (J^0)^{-1} [I - \eta K]. \quad (\text{B.12})$$

Pour le déterminant de la matrice (J) nous faisons de même. De plus, à l'ordre 1,

$$|J| (|J^0|)^{-1} = 1 + \eta \operatorname{tr} K \quad (\text{B.13})$$

avec $\operatorname{tr} K$ la trace de la matrice K . Finalement,

$$|J| (J)^{-1} = |J^0| (J^0)^{-1} [I - \eta(K - \operatorname{tr} K I)]. \quad (\text{B.14})$$

B.2.1 Equation de conservation de la masse

En utilisant l'écriture pour la densité et la matrice Jacobienne, nous avons

$$\rho \mid J \mid = \rho_0 \mid J_0 \mid,$$

d'où

$$(\rho^0 + \eta \rho^1) \mid J^0 \mid (I + \eta \operatorname{tr} K) = (\rho_0^0 + \eta \rho_0^1) \mid J_0^0 \mid (I + \eta \operatorname{tr} K_0),$$

et finalement

$$\rho^0 \mid J^0 \mid = \rho_0^0,$$

$$\frac{\rho^1}{\rho^0} + \operatorname{tr} K = \frac{\rho_0^1}{\rho_0^0} + \operatorname{tr} K_0. \quad (\text{B.15})$$

De plus,

$$\rho_0 \mid J_0 \mid = \rho_0^0 + \eta(\rho_0^1 + \rho_0^0 \operatorname{tr} K_0).$$

Ainsi pour l'équation de conservation de la masse

$$\frac{\partial}{\partial t} \mid J \mid - \nabla_x \cdot (\mid J \mid (J)^{-1} \vec{V}) = 0, \quad (\text{B.16})$$

nous obtenons alors en développant

$$\frac{\partial}{\partial t} \mid J^0 \mid + \frac{\partial}{\partial t} (\mid J^0 \mid \eta \operatorname{tr} K) - \nabla_x \cdot (\mid J^0 \mid (J^0)^{-1} (I - \eta(K - \operatorname{tr} K I)) (\vec{V}^0 + \eta \vec{V}^1)) = 0. \quad (\text{B.17})$$

Pour l'écoulement de base, nous avons

$$\frac{\partial}{\partial t} \mid J^0 \mid - \nabla_x \cdot (\mid J^0 \mid (J^0)^{-1} \vec{V}^0) = 0,$$

et donc :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\mid J^0 \mid \operatorname{tr} K) - \nabla_x \cdot [\mid J^0 \mid (J^0)^{-1} \vec{V}^1 + \mid J^0 \mid (J^0)^{-1} (K - \operatorname{tr} K I) \vec{V}^0] = 0. \quad (\text{B.18})$$

Cette dernière équation peut également être écrite en fonction du volume spécifique $\tau = 1/\rho$.

Nous obtenons alors pour l'écoulement de base (B.11) et pour les perturbations

$$\rho_0^0 \frac{\partial \tau^1}{\partial t} + (\rho_0^1 + \rho_0^0 \operatorname{tr} K^0) \frac{\partial \tau^0}{\partial t} - \nabla_x \cdot [\mid J^0 \mid (J^0)^{-1} (K - \operatorname{tr} K I) \vec{V}^0 + \mid J^0 \mid (J^0)^{-1} \vec{V}^1] = 0, \quad (\text{B.19})$$

avec $\tau^1 = -\rho^1/\rho_0^2$.

B.2.2 Equation de conservation de la quantité de mouvement

L'équation de conservation de la quantité de mouvement écrite sous forme Lagrangienne est donnée par (B.8). La linéarisation de cette équation donne pour l'écoulement de base

$$\rho_0^0 \frac{\partial \vec{V}^0}{\partial t} + |J^0| (J^{t0})^{-1} \nabla_x P^0 = \vec{0}, \quad (\text{B.20})$$

avec toujours $\rho_0 |J_0| = \rho_0^0$ car $|J_0^0| = 1$.

Pour les perturbations nous obtenons

$$\rho_0^0 \frac{\partial \vec{V}^1}{\partial t} + (\rho_0^0 \text{tr} K^0 + \rho_0^1) \frac{\partial \vec{V}^0}{\partial t} + |J_0| (J^{t0})^{-1} [\nabla_x P^1 - (K^t - \text{tr} KI) \nabla_x P^0] = \vec{0}. \quad (\text{B.21})$$

B.2.3 Equation de conservation de l'énergie

Rappelons que l'équation de conservation de la quantité de mouvement écrite sous forme Lagrangienne est donnée par (B.9).

De la même manière que précédemment, nous obtenons pour l'écoulement de base

$$\rho_0^0 \frac{\partial e^0}{\partial t} + \nabla_x \cdot (|J^0| (J^0)^{-1} P^0 \vec{V}^0) + \nabla_x \cdot (|J^0| (J^0)^{-1} (\vec{Q}_e^0 + \vec{S}_r^0)) = |J^0| S^0. \quad (\text{B.22})$$

Le flux thermique électronique s'écrit

$$\vec{Q}_e = -\kappa_e(T_e) \vec{\nabla} T_e = -\kappa_0 T_e^{5/2} \vec{\nabla} T_e, \quad (\text{B.23})$$

où $\kappa_e(T_e)$ est la conductivité thermique. Pour le flux radiatif, nous avons

$$\vec{S}_r = -\kappa_{S_r}(T_e) \vec{\nabla} T_r^4 = -\frac{4}{3\kappa_P} \vec{\nabla} T_r^4, \quad (\text{B.24})$$

avec κ_P l'opacité moyenne de Planck, qui dépend de la température électronique T_e et de la densité ρ .

De plus, pour les perturbations, nous avons

$$\begin{aligned} & \rho_0^0 \frac{\partial e^1}{\partial t} + (\rho_0^1 + \rho_0^0 \text{tr} K_0) \frac{\partial e^0}{\partial t} + \nabla_x \cdot [|J^0| (J^0)^{-1} (P^0 \vec{V}^1 + P^1 \vec{V}^0 - P^0 \vec{V}^0 (K - \text{tr} KI))] + \\ & \nabla_x \cdot [|J^0| (J^0)^{-1} (\vec{Q}_e^1 + \vec{S}_r^1 - (\vec{Q}_e^0 + \vec{S}_r^0) (K - \text{tr} KI))] = |J^0| (\text{tr} K S^0 + S^1). \end{aligned} \quad (\text{B.25})$$

B.3 Ecriture semi-Lagrangienne des équations perturbées

Nous avons vu que pour le code PERLE, deux systèmes d'équations étaient nécessaires, pour décrire l'écoulement de base et les perturbations.

Nous allons réécrire ces équations, obtenues précédemment, en exprimant les opérateurs dans le référentiel de l'écoulement de base.

Pour cela, nous utilisons le vecteur déplacement défini auparavant

$$\vec{\xi} = (X^1, Y^1, Z^1)^t,$$

avec X^1, Y^1 , et Z^1 des fonctions de X^0, Y^0 , et Z^0 . Nous avons donc

$$\frac{\partial \vec{\xi}}{\partial t} = \vec{V}^1.$$

Lorsque nous réécrivons l'équation obtenue pour les perturbations du volume spécifique avec celle obtenue pour la conservation de la masse (variation de volume) (B.19), nous obtenons

$$\rho_0^0 \frac{\partial \tau^1}{\partial t} + (\rho_0^1 + \rho_0^0 \text{tr} K_0) \frac{\partial \tau^0}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} (|J^0| \text{tr} K).$$

L'intégrale en temps de cette dernière équation nous donne

$$\rho_0^0 (\tau^1 - \tau_0^1) + (\rho_0^1 + \rho_0^0 \text{tr} K_0) (\tau^0 - \tau_0^0) = |J^0| \text{tr} K - \text{tr} K_0,$$

soit

$$\rho_0^0 (\tau^1 - \tau_0^1) + (\rho_0^1 + \rho_0^0 \text{tr} K_0) \tau^0 - (\rho_0^1 + \rho_0^0 \text{tr} K_0) \tau_0^0 = \rho_0^0 \tau^0 \text{tr} K - \text{tr} K_0,$$

et donc

$$\tau^1 - \tau_0^1 = -\frac{\rho^1}{(\rho^0)^2} + \frac{\rho_0^1}{(\rho_0^0)^2}. \quad (\text{B.26})$$

Les équations de conservation réécrites en fonction du vecteur déplacement ξ , avec $K = \nabla_{X^0} \xi$ donnent pour la conservation de la masse

$$\frac{\rho^1}{\rho^0} = \frac{\rho_0^1}{\rho_0^0} + \nabla_{X^0} \xi_0^1 - \nabla_{X^0} \xi_0^0, \quad (\text{B.27})$$

d'où pour la conservation de la quantité de mouvement

$$\rho^0 \frac{\partial \vec{V}^1}{\partial t} + \nabla_{X^0} P^1 = \frac{\rho^1}{\rho^0} \nabla_{X^0} P^0 + (\nabla_{X^0} \vec{\xi})^t \nabla_{X^0} P^0, \quad (\text{B.28})$$

et pour la conservation de l'énergie

$$\begin{aligned} & \rho_0^0 \frac{\partial e^1}{\partial t} + |J^0| \nabla_{X^0} \cdot (P^0 \vec{V}^1 + P^1 \vec{V}^0) + |J^0| \nabla_{X^0} \cdot (\vec{Q}_e^1 + \vec{S}_r^1) + (\rho_0^1 + \rho_0^0 \nabla_{X^0} \cdot \vec{\xi}_0) \frac{\partial e^0}{\partial t} \\ & - |J^0| \nabla_{X^0} \cdot [(\nabla_{X^0} \cdot \vec{\xi} - (\nabla_{X^0} \cdot \vec{\xi}) I) (P^0 \vec{V}^0 + \vec{Q}_e^0 + \vec{S}_r^0)] \\ & = |J^0| (\nabla_{X^0} \cdot \vec{\xi} S^0 + S^1). \end{aligned} \quad (\text{B.29})$$

soit

$$\begin{aligned} & \rho_0^0 \frac{\partial e^1}{\partial t} + |J^0| \nabla_{X^0} \cdot (P^0 \vec{V}^1 + P^1 \vec{V}^0) + |J^0| \nabla_{X^0} \cdot (\vec{Q}_e^1 + \vec{S}_r^1) + (\rho_0^1 + \rho_0^0 \nabla_{X^0} \cdot \vec{\xi}_0) \frac{\partial e^0}{\partial t} \\ & - |J^0| \nabla_{X^0} \cdot [(\nabla_{X^0} \cdot \vec{\xi} - (\nabla_{X^0} \cdot \vec{\xi}) I) (P^0 \vec{V}^0 + \vec{Q}_e^0 + \vec{S}_r^0)] \\ & = S^0 (\rho_0^1 \tau^0 + \rho_0^0 \tau^1) + \rho_0^0 \tau^0 S^1. \end{aligned} \quad (\text{B.30})$$

B.4 Equation de conservation de l'énergie avec conduction thermique et couplage au radiatif

Nous venons d'écrire les équations de conservation de l'hydrodynamique perturbées en formalisme Lagrangien. Lorsque le transfert radiatif est pris en compte, le couplage des équations de l'hydrodynamique avec celles du rayonnement se fait principalement au niveau de l'équation de conservation de l'énergie totale. En effet, la pression radiative étant négligeable devant la pression matière P dans les plasmas que nous considérons, il n'y a pas de terme supplémentaire intervenant dans l'équation de continuité ou dans la conservation de la quantité de mouvement. C'est pourquoi le couplage réside dans les termes sources énergétiques de l'équation de conservation de l'énergie totale (ainsi énergie hydrodynamique et énergie radiative). Une équation supplémentaire doit alors être introduite pour fermer le système, et celle-ci dépend fortement du modèle radiatif pris en compte.

Dans notre cas, l'équation supplémentaire est l'équation de conservation de la densité d'énergie radiative dans l'approximation de la diffusion stationnaire.

B.4.1 Ecriture du terme de conduction : flux thermique électronique et radiatif

Les flux thermique électronique et radiatif interviennent dans l'équation de conservation de l'énergie totale. Grâce au formulaire mathématique que nous avons présenté (B.5) pour les opérateurs de diffusion, nous pouvons le réécrire dans une forme plus facile d'utilisation.

Linéarisons ce terme avec $\theta = \theta^0 + \eta\theta^1$, tel que $\theta^1 \ll \theta^0$. La variable θ dans le terme de conductivité thermique électronique est la température T_e ; nous conservons ici une variable générale afin de traiter la conductivité. Celle-ci sera ensuite réécrite dans le cas des flux électronique $\vec{Q}_e$ et radiatif $\vec{S}_r$.

L'expression générale pour la conductivité s'écrit alors

$$\lambda(\theta) = \lambda(\theta^0) + \eta\lambda'(\theta^0)\theta^1 \quad (\text{B.31})$$

et le flux sous la forme

$$\begin{aligned} \lambda(\theta)\nabla_x\theta &= [\lambda(\theta^0) + \eta\lambda'(\theta^0)\theta^1](\nabla_x\theta^0 + \eta\nabla_x\theta^1) \\ &= \lambda(\theta^0)\nabla_x\theta^0 + \eta[\lambda(\theta^0)\nabla_x\theta^1 + \lambda'(\theta^0)\nabla_x\theta^0\theta^1] \\ &= \lambda(\theta^0)\nabla_x\theta^0 + \eta\nabla_x[\lambda(\theta^0)\theta^1]. \end{aligned} \quad (\text{B.32})$$

Ainsi, dans le cas du flux thermique électronique nous avons (B.23)

$$\lambda(\theta) = \kappa_e(T_e) = \kappa_0 T_e^{5/2},$$

et donc

$$\kappa_e(T_e)\nabla_x T_e = \kappa_e(T_e^0)\nabla_x T_e^0 + \eta\nabla_x[\kappa_e(T_e^0)T_e^1]. \quad (\text{B.33})$$

Pour le flux radiatif, nous avons (B.24)

$$\lambda(\theta) = \kappa_{S_r}(T_e) = \frac{4}{3\kappa_P(T_e, \rho)},$$

et donc

$$\kappa_{S_r}(T_e)\vec{\nabla}T_r^4 = \kappa_{S_r}^b(T_e)\vec{\nabla}T_r = \frac{16T_r^3}{3\kappa_P(T_e, \rho)}\vec{\nabla}T_r, \quad (\text{B.34})$$

d'où

$$\kappa_{S_r}^b(T_e)\vec{\nabla}T_r = \kappa_{S_r}^b(T_e^0)\nabla_x T_r^0 + \eta\nabla_x[\kappa_{S_r}^b(T_e^0)T_r^1]. \quad (\text{B.35})$$

En utilisant les expressions obtenues pour les transformations avec les jacobiens, nous avons pour l'écoulement de base l'équation de conservation de l'énergie totale

$$\begin{aligned} \rho_0^0 \frac{\partial e^0}{\partial t} + \nabla_x \cdot [J^0 | (J^0)^{-1} P^0 \vec{V}^0] - \nabla_x \cdot [J^0 | (J^0)^{-1} (J^{0t})^{-1} \kappa_e(T_e^0) \nabla_x T_e^0] - \\ \nabla_x \cdot [J^0 | (J^0)^{-1} (J^{0t})^{-1} \kappa_{S_r}^b(T_e^0) \nabla_x T_r^0] = J^0 | S^0, \end{aligned} \quad (\text{B.36})$$

et pour l'écoulement perturbé

$$\begin{aligned} \rho_0^0 \frac{\partial e^1}{\partial t} + \nabla_x \cdot [J^0 | (J^0)^{-1} (P^0 \vec{V}^1 + P^1 \vec{V}^0)] \\ - \nabla_x \cdot [J^0 | (J^0)^{-1} (J^{0t})^{-1} \nabla_x (\kappa_e(T_e^0) T_e^1)] \\ - \nabla_x \cdot [J^0 | (J^0)^{-1} (J^{0t})^{-1} \nabla_x (\kappa_{S_r}^b(T_e^0) T_r^1)] \\ = [\rho_0^1 + \rho_0^0 \text{tr} K_0] \frac{\partial e^0}{\partial t} + \nabla_x \cdot [J^0 | (J^0)^{-1} (K - \text{tr} K I) P^0 \vec{V}^0] \\ - \nabla_x \cdot [J^0 | (J^0)^{-1} (J^{0t})^{-1} (K + K^t - \text{tr} K I) \kappa_e(T_e^0) \nabla_x T_e^0] \\ - \nabla_x \cdot [J^0 | (J^0)^{-1} (J^{0t})^{-1} (K + K^t - \text{tr} K I) \kappa_{S_r}^b(T_e^0) \nabla_x T_r^0] + \\ | J^0 | (\text{tr} K S^0 + S^1). \end{aligned} \quad (\text{B.37})$$

Pour l'étude des structures à double front d'ablation, la modification du code PERLE a ainsi résidé dans l'ajout d'un terme source supplémentaire et du flux radiatif dans l'équation de l'énergie totale (prise en compte du transport radiatif de l'énergie) et dans la définition de la loi d'opacité nécessaire.

La section suivante présente les modifications apportées dans l'équation de conservation de l'énergie totale (définition des opacités, linéarisation du flux radiatif).

Les équations présentées dans les sections précédentes sont utilisées dans le code PERLE, mais n'ont pas été modifiées.

B.4.2 Equation de conservation de l'énergie totale

Nous avons obtenu précédemment l'expression de l'écoulement perturbé à partir de l'équation de conservation de l'énergie totale (B.37). Dans cette équation de l'hydrodynamique radiative, deux termes de flux intervenaient : $\vec{Q}_e$ et $\vec{S}_r$ où $\vec{S}_r$ est le flux radiatif et $\vec{Q}_e$ le flux de chaleur électronique (Spitzer-Harm).

L'expression de la divergence du flux d'énergie radiative $\vec{\nabla} \cdot \vec{S}_r$ est à présent explicitée.

Nous avons en approximation de diffusion

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{S}_r = -4\sigma_B r \kappa_R (T_e^4 - T_r^4), \quad (\text{B.38})$$

avec σ_B la constante de Stefan-Boltzmann, r une constante telle que $\kappa_P = r \kappa_R$, où $\kappa_{P,R}$ est l'opacité de Planck (P) ou Rosseland (R). Nous avons alors

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{S}_r = SR^0 + \eta SR^1 = -4\sigma_B r (\kappa_R^0 + \eta \kappa_R^1) [(T_e^0 + \eta T_e^1)^4 - (T_r^0 + \eta T_r^1)^4], \quad (\text{B.39})$$

au premier ordre, avec $T_e^1 \ll T_e^0$, et $T_r^1 \ll T_r^0$. Ainsi par identification :

$$SR^0 = -4\sigma_B r \kappa_R^0 [(T_e^0)^4 - (T_r^0)^4] \quad (\text{B.40})$$

$$SR^1 = -4\sigma_B r [4\kappa_R^0 (T_e^1 (T_e^0)^3 - T_r^1 (T_r^0)^3) + \kappa_R^1 ((T_e^0)^4 - (T_r^0)^4)] \quad (\text{B.41})$$

Avec pour l'opacité de Rosseland

$$\kappa_R = \kappa_R(\rho, T_e) = \alpha \rho^a T_e^b$$

La linéarisation donne

$$\begin{aligned} \kappa_R^0 &= \alpha (\rho^0)^a (T_e^0)^b \\ \kappa_R^1 &= \kappa_R^0 \left[a \frac{\rho^1}{\rho^0} + b \frac{T_e^1}{T_e^0} \right]. \end{aligned} \quad (\text{B.42})$$

Les équations linéarisées ont ainsi été obtenues pour l'hydrodynamique radiative. A présent, nous allons réécrire les équations pour l'écoulement perturbé.

Les perturbations sont écrites sous la forme :

$$\phi^1 = \tilde{\phi}^1 e^{i\vec{k} \cdot \vec{\xi}^0}, \quad (\text{B.43})$$

où ϕ représente les grandeurs comme la température, vitesse, pression... et le vecteur $\vec{k}$ est perpendiculaire à l'axe x .

Ainsi pour l'équation de conservation de l'énergie totale, nous avons l'équation pour l'écoulement perturbé

$$\frac{\partial e^1}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0^0} \frac{\partial}{\partial x} (P^0 \tilde{V}^1 + V^0 \tilde{P}^1) + ik \tilde{V}^1 \tau^0 P^0 - \frac{1}{\rho_0^0} \frac{\partial}{\partial x} \left[\rho^0 \frac{1}{\rho_0^0} \frac{\partial}{\partial x} [\lambda(T_e^0) \tilde{T}_e^1] \right] + k^2 \tau^0 \lambda(T_e^0) \tilde{T}_e^1$$

$$\begin{aligned}
 &= -\frac{1}{\rho_0^0} \frac{\partial}{\partial x} [(\rho^0)^2 \lambda(T_e^0) \frac{1}{\rho_0^0} \frac{\partial T_e^0}{\partial x} \frac{1}{\rho_0^0} \frac{\partial \tilde{X}^1}{\partial x}] + \frac{1}{\rho_0^0} \frac{\partial}{\partial x} [\rho^0 \frac{1}{\rho_0^0} \frac{\partial}{\partial x} \lambda(T_e^0) \frac{\partial T_e^0}{\partial x}] i k \tilde{\xi}^1 \\
 &+ \lambda(T_e^0) \frac{1}{\rho_0^0} \frac{\partial T_e^0}{\partial x} |k^2| \tilde{X}^1 + [\frac{1}{\rho_0^0} \frac{\partial \tilde{X}^1}{\partial x} + i k \tilde{\xi}^1 \tau^0] S R^0 + \tau^0 \tilde{S} R^1 - [\frac{\rho_0^1}{\rho_0^0} + (\frac{\partial \tilde{X}_0^1}{\partial X^0} + i k \xi_0^1)] \frac{\partial e^0}{\partial t}.
 \end{aligned}$$

Cette dernière équation peut aussi être réécrite avec la coordonnée de masse

$$\frac{\partial}{\partial m} = \frac{1}{\rho_0^0} \frac{\partial}{\partial x}.$$

Bibliographie

- [1] Godlewski E., Olazabal M. et Raviart P.A., J. Math. Pures Appl. **78**, 1013 (1999).
- [2] Godlewski E., Olazabal M. et Raviart P.A., Godunov methods : theory and applications, Kluwer Academic / Plenum Publishers (2001).
- [3] Hateau D. thesis, Université Pierre et Marie Curie (Paris VI) (2001)
- [4] Olazabal M. et Hallo L., Physics of Plasmas **14**, 10 (2007).
- [5] Maire P.H., communication personnelle.

Dynamique et stabilité des structures à double front d'ablation en fusion par confinement inertiel

Ce travail de thèse porte sur l'étude de la dynamique et de la stabilité de structures présentant deux fronts d'ablation dans le cadre de la fusion par confinement inertiel (FCI) en attaque directe. Dans un premier temps, des simulations $1D$ réalisées avec le code d'hydrodynamique CHIC ont permis d'obtenir ces structures. Pour cela, des plaques planes de matériaux de Z modéré, comme l'aluminium, la silice, le plastique dopé au brome, ainsi que le plastique sont éclairées par laser, à des intensités laser de l'ordre de celles requises pour la FCI. Les effets radiatifs de par leur contribution dans le bilan d'énergie, modifient alors l'hydrodynamique de la cible : deux fronts d'ablation séparés par un plateau de densité quasi-constante sont observés.

La dynamique de telles structures est alors caractérisée de manière qualitative. Une étude du préchauffage du combustible (DT) induit par le rayonnement de ces ablateurs de Z modéré est alors réalisée. Un nouveau modèle théorique, basé sur une hypothèse d'isobaricité au front d'ablation prend en compte deux mécanismes de transport de l'énergie (transport d'électrons et de photons) et permet de reproduire ces structures en supposant un traitement analytique des opacités de la matière. De plus, ce modèle permet de comprendre les mécanismes physiques qui interviennent dans la formation des structures à double front d'ablation. Le code PERLE, dédié à l'étude de la stabilité hydrodynamique d'écoulements en phase linéaire, est alors modifié pour prendre en compte le transport de photons en utilisant les simplifications du modèle théorique. La deuxième partie de cette thèse porte sur la stabilité de ces structures à double front d'ablation. Les modèles existants pour les problèmes de stabilité au front d'ablation sont insuffisants : les limites de ces modèles sont montrées, mais des premières informations sur le front d'ablation principal sont néanmoins obtenues. Le code PERLE permet alors de calculer les perturbations linéaires au front d'ablation quand la structure à double front d'ablation entière est considérée. Des taux de croissance pour l'instabilité Rayleigh-Taylor ablative sont obtenus et présentent une nouvelle forme non connue, associée directement à la structure à double front d'ablation. Les calculs $2D$ réalisés avec le code CHIC et une physique plus réaliste confirment ces résultats. L'étude de la localisation spatiale des perturbations montrent la relation entre la structure à deux fronts d'ablation et la forme caractéristique des taux de croissance.

Finalement, l'utilisation d'ablateurs de Z modéré peut être une alternative intéressante pour réduire l'instabilité Rayleigh-Taylor au front d'ablation en FCI par attaque directe.

Mots clés : FCI, Attaque Directe, Stabilité Hydrodynamique, Transfert radiatif, Fronts d'ablation.

Dynamic and stability study of double ablation fronts structures in Inertial Confinement Fusion

This PhD thesis addresses the dynamics and the stability of double ablation fronts structures in direct-drive inertial confinement fusion (ICF). In the first part, these structures have been obtained using the hydrodynamic code CHIC calculations. By irradiating solid targets of moderate Z such as aluminium, silicium, brominated doped plastic, and plastic with ICF like laser intensities, radiative effects become non negligible and modify the target hydrodynamics.

Two ablation fronts separated by a quasi-constant density plateau are then observed. The dynamic of such structures is then qualitatively characterized. The fuel (DT) preheat due to self-emitted radiation of such ablators is then studied. A new theoretical model, based on an isobaric approximation in the ablation region allows us to understand the complex physical mechanisms involved in the formation and the dynamics of these structures, using analytical expressions for the opacities. The PERLE code, dedicated to the calculation of linear perturbations of unsteady flows, is then modified to take into account the radiative energy transport, using the hypothesis of the new theoretical model.

In the second part of this work, a study of the stability of double ablation fronts structures is carried out. The existing models for the ablation front stability problems are no longer sufficient in this case : their limitations are shown, but, nevertheless, firsts informations on the main ablation front are obtained. Then, the PERLE code is used when the whole double ablation fronts structure is considered. The growth rates for the ablative Rayleigh-Taylor instability are estimated, and show a new shape, unknown up to now. The 2D calculations made with the CHIC code using a more realistic physics confirm these results. The study of the spatial localization of perturbations in the structure shows the relation between the two ablation fronts and the characteristic shape of the growth rates obtained.

Finally, the use of such moderate Z ablators is an interesting alternative to reduce the Rayleigh-Taylor instability at the ablation front in direct-drive ICF.

Key words : ICF, Direct-Drive, Hydrodynamic Instabilities, Radiative Transfer, Ablation fronts.