



HAL
open science

Etude expérimentale et numérique du stade fortement non-linéaire de l'Instabilité de Rayleigh-Taylor au front d'ablation en attaque directe

Corentin Mailliet

► **To cite this version:**

Corentin Mailliet. Etude expérimentale et numérique du stade fortement non-linéaire de l'Instabilité de Rayleigh-Taylor au front d'ablation en attaque directe. Astrophysique [astro-ph]. Université de Bordeaux, 2018. Français. NNT : 2018BORD0288 . tel-02063489

HAL Id: tel-02063489

<https://theses.hal.science/tel-02063489>

Submitted on 11 Mar 2019

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGÉNIEUR

par **Corentin MAILLIET**

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

SPÉCIALITÉ : ASTROPHYSIQUE, PLASMAS, NUCLÉAIRE

Etude expérimentale et numérique du stade fortement non-linéaire de l'Instabilité de Rayleigh-Taylor au front d'ablation en attaque directe

Thèse soutenue le 30 novembre 2018 devant le jury formé de :

M. Laurent BERTHE, Directeur de Recherches, ENSAM Arts et Métiers,	Rapporteur
M. Ludovic HALLO, Ingénieur-Chercheur CEA DAM CESTA,	Rapporteur
M. Andrea CIARDI, Maître de Conférences, UPMC Paris VI,	Examineur
M. Hamid KELLAY, Professeur, Université de Bordeaux,	Examineur
M. Benoît CANAUD, Directeur de Recherches, CEA DAM DIF,	Invité
M. Edouard LE BEL, Ingénieur-Chercheur, CEA DAM CESTA, CELIA,	Invité
M. Vladimir TIKHONCHUK, Professeur Émérite, Université Bordeaux,	Directeur de thèse
M. Alexis CASNER, Directeur de Recherches, CEA DAM CESTA, CELIA,	Directeur de thèse

Résumé :

Le développement des instabilités hydrodynamiques lors d'une expérience de fusion par confinement inertiel représente un sévère obstacle à l'obtention des conditions nécessaires à l'allumage et l'auto-entretien des réactions thermonucléaires. Il est ainsi crucial de comprendre, modéliser et éventuellement contrôler ces instabilités. L'instabilité se développant au front d'ablation est particulièrement étudiée dans le cadre du schéma d'attaque directe, à cause notamment du phénomène d'empreinte laser. Cependant le stade fortement non-linéaire de l'instabilité de Rayleigh-Taylor au front d'ablation reste peu exploré. Cette étude vise donc à analyser ce régime.

Dans un premier temps, une nouvelle plateforme expérimentale est développée sur le laser National Ignition Facility (NIF) permettant l'étude de phénomènes hydrodynamiques avec plusieurs dizaines de nanosecondes d'impulsion laser. Cette plateforme est ensuite calibrée avec l'étude de la croissance d'une perturbation 2D sous l'effet de l'instabilité de Rayleigh-Taylor. Une plateforme de simulations numériques 2D est également développée sur le code hydrodynamique CHIC capable de modéliser les expériences réalisées.

L'étude du régime fortement non-linéaire de l'instabilité de Rayleigh-Taylor est réalisée à partir d'une perturbation multimode 3D imprimée par laser. L'impact de la condition initiale est étudiée en utilisant un faisceau d'empreinte lissé d'une part et non lissé d'autre part. L'analyse des données de radiographie dans l'espace de Fourier et dans l'espace réel permet d'évaluer tous les différents paramètres de l'instabilité (taux de croissance linéaire, vitesses de saturation, taux de coalescence de bulles et paramètre de croissance auto-semblable α) et de comparer les mesures aux modèles existants. L'importance de la condition initiale au stade fortement non-linéaire de la perturbation est ainsi démontrée dans les résultats obtenus.

Summary :

Hydrodynamic instabilities growth is the major obstacle to achieve ignition conditions in inertial confinement fusion. It is thus crucial to understand, predict and possibly control those instabilities. Ablation front instability is particularly studied in the direct drive scheme, because of the laser imprint phenomenon. However highly non-linear stage of the ablative Rayleigh-Taylor instability remains poorly investigated. This study aims to analyze this regime.

First a new direct drive experimental platform is developed on the NIF. It enables to study hydrodynamics up to thirty nanoseconds of laser drive. This experimental configuration is then benchmarked with the study of the growth of a 2D preimposed ripple under the effect of Rayleigh-Taylor instability. A 2D numerical platform is also developed using CHIC hydrocode to reproduce experimental results.

The study of a highly non-linear Rayleigh-Taylor instability regime is realized with a 3D broadband laser imprinted perturbation. Initial conditions impact is studied by using both a smoothed and a raw imprint beam. Face-on radiography data are analyzed in real and Fourier space in order to estimate all the parameters of the instability : linear growth rates, saturation velocity, bubble-merging rate and self-similar growth parameter α . All those values are compared to existing models. The important role of initial conditions at highly non-linear stage of the perturbation is demonstrated.

Glossaire :

AD : Attaque Directe
AI : Attaque Indirecte
ALE : Arbitrarian Lagrangian-Eulerian
AMC : Automatic Modulation Controller
CBET : Cross-Beam Energy Transfert
CCD : Charge-Couple Device
CEA : Commissariat l'Energie Atomique et aux Energies Alternatives
CELIA : Centre Lasers Intenses et Applications
CPP : Continuous Phase Plate
CSF : Cavity Spatial Filter
DISC : Dim Inserted Streak Camera
DSR : DownScattered Ratio
DT : Deutérium-Tritium
EAST : Experimental Advanced Superconducting Tokamak
FABS : Full Aperture Backscatter Station
FCI : Fusion par Confinement Inertiel
FCM : Fusion par Confinement Magnétique
FFT : Fast-Fourier Transform
FTM : Fonction de Transfert de Modulation
GP : Gaz Parfait
GXD : Gated X-ray Diagnostic
HF : High-Foot
HiPER : High Power Energy Research
IDL : Interactive Data Language
IKH : Instabilité de Kelvin-Helmholtz
ILP : Interaction Laser-Plasma
IRM : Instabilité de Richtmyer-Meshkov
IRT : Instabilité de Rayleigh-Taylor
ITER : International Thermonuclear Experimental Reactor
JET : Joint European Torus
KDP : Potassium Dihydrogen Phosphate
KH : Kelvin-Helmholtz
LF : Low-Foot
LLE : Laboratory for Laser Energetics
LLNL : Lawrence Livermore National Laboratory
LMJ : Laser MegaJoule
MPA : Multi-Pass Amplifier
NIC : National Ignition Campaign
NIF : National Ignition Facility

PA : Power Amplifier

PAM : Pre-Amplification Module

PGCO : Paraxial Geometry Complex Optic

PI : Principal Investigator

PO *ou* OD : Profondeur Optique ou Optical Depth

RI : Responsable Investigator

RM : Richtmyer-Meshkov

RT : Rayleigh-Taylor

SSD : Smoothing by Spectral Dispersion

TPD : Two Plasmon Decay

TSF : Transport Spatial Filter

Notations :

A : nombre de masse
 A_d : adiabat
 A_t : nombre d'Atwood
 c_s : vitesse acoustique
 D_c : longueur de la zone de conduction
 e : charge élémentaire
 Fr : nombre de Froude
 g : accélération
 I : intensité laser
 k_B : constante de Boltzmann
 L_0 : longueur de gradient
 L_m : longueur minimale de gradient
 \dot{m}_a : taux de masse ablatée
 m_e : masse d'un électron
 m_p : masse d'un proton
 P_a : pression d'ablation
 S_k : amplitude de saturation (au sens de l'IRT)
 t_D : temps de découplage
 t_s : temps de saturation (au sens de l'IRT)
 V_a : vitesse d'ablation
 v_b : vitesse de croissance de bulle
 V_{bl} : vitesse de blow-off
 Z : numéro atomique
 η : amplitude de la perturbation
 ϵ_0 : permittivité diélectrique du vide
 γ : taux de croissance de l'IRT ablative
 σ : taux de croissance de l'IRT classique
 λ_L : longueur d'onde laser
 ρ_a : densité au front d'ablation
 ρ_c : densité critique
 ρR : densité surfacique
 δI : variation d'intensité laser

Table des matières

Introduction à la Fusion par Confinement Inertiel	13
0.1 La fusion nucléaire comme source d'énergie	13
0.2 Principe de la fusion nucléaire	14
0.3 Réacteurs à fusion thermonucléaire contrôlée : Critère de Lawson	16
0.4 La Fusion par Confinement Magnétique (FCM)	18
0.5 La Fusion par Confinement Inertiel (FCI)	18
0.6 Les effets limitants l'atteinte des conditions d'ignition	20
0.6.1 Les instabilités laser-plasma (ILP)	20
0.6.2 Les instabilités hydrodynamiques	21
0.7 Les pistes explorées pour réduire l'effet des instabilités hydrodynamiques	22
0.7.1 L'attaque indirecte	22
0.7.2 L'attaque directe	24
0.8 Objectifs et plan de cette thèse	27
1 Les instabilités hydrodynamiques au front d'ablation	31
1.1 L'instabilité de Rayleigh-Taylor (IRT) et l'instabilité de Richtmyer-Meshkov (IRM) classiques	31
1.1.1 L'instabilité de Rayleigh-Taylor	31
1.1.2 L'instabilité de Richtmyer-Meshkov	47
1.2 Formation d'un front d'ablation en attaque directe	49
1.3 l'IRM ablative	52
1.3.1 Théorie de l'IRM ablative	52
1.3.2 Études expérimentales associées	54
1.4 l'IRT ablative	55
1.4.1 Théorie de l'IRT ablative	55
1.4.2 Études associées	57
1.4.3 Effets de l'ablation	59
1.5 Méthodologie de cette thèse	60
2 Matériels et Méthodes	61
2.1 Le National Ignition Facility	61
2.1.1 Architecture Laser	61

2.1.2	Diagnosics	65
2.2	Étapes préalables à la réalisation des expériences	73
2.2.1	Conception et fabrication de la cible	73
2.2.2	Interaction laser et trajectoires des faisceaux	73
2.3	Analyse des données expérimentales sous IDL	76
2.4	Code d'hydrodynamique radiative 2D CHIC	81
2.4.1	Le code CHIC	81
2.4.2	Les différents maillages associés aux hydrodynamiques eulérienne et lagrangienne	83
2.4.3	Diagnosics numériques utilisés	84
3	Validation d'une nouvelle plateforme expérimentale en attaque directe sur le NIF	87
3.1	Réalisation d'expériences sur la plateforme "Hydro Planar Direct Drive"	87
3.1.1	Configuration expérimentale	88
3.1.2	Configurations laser : optimisation de la tâche laser	90
3.1.3	Conditions laser de l'expérience sur la plaque épaisse	91
3.1.4	Conditions laser des expériences associées aux plaques perturbées	91
3.2	Validation de la plateforme : Étude du tir sur plaque épaisse	92
3.2.1	Estimation de la courbure comme signature de la tâche laser	92
3.2.2	Estimation de la vitesse d'ablation	94
3.3	Évaluation de la croissance d'une perturbation préimposée monomode 2D	96
3.3.1	Trajectoire de la feuille en vol	96
3.3.2	Analyse des radiographies de face	99
3.4	Conclusion des expériences 2D	106
4	Développement d'une plateforme de simulation numérique 2D avec le code CHIC	107
4.1	Simulations 1D	107
4.1.1	Description des paramètres pour les simulations 1D	108
4.1.2	Convergence de maillages	110
4.1.3	Simulation de l'expérience N160216-002 sur plaque épaisse	114
4.1.4	Simulations 1D des expériences sur plaque perturbée	115
4.2	Simulations 2D eulériennes complètes	117
4.2.1	Paramètres des simulations	118
4.2.2	Simulation de l'expérience N160216-002	121
4.2.3	Simulations des expériences d'étude de l'IRT	121
4.3	Simulations 2D lagrangiennes demi-modes	136
4.3.1	Simulations monomodes sur une demi-longueur d'onde	136
4.3.2	Comparaison des simulations CHIC à un modèle théorique	138
4.4	Conclusion des simulations numériques	142

5 Étude de la croissance d'un défaut 3D imprimé par laser	143
5.1 Réalisation d'expériences avec empreinte laser 3D	143
5.1.1 Configuration expérimentale	143
5.1.2 Caractéristiques du faisceau d'empreinte	144
5.2 Déroulé de l'expérience	146
5.2.1 Hydrodynamique globale de la cible	146
5.2.2 Dynamique de la perturbation	149
5.3 Étude de la croissance d'une perturbation 3D imprimée par laser	153
5.3.1 Traitement des radiographies de face dans l'espace de Fourier . . .	153
5.3.2 Traitement des radiographies de face dans l'espace réel	159
5.4 Conclusions sur l'étude d'une perturbation 3D imprimée par les défauts laser	170
6 Conclusions et perspectives	171
6.1 Étude de la croissance d'une perturbation préimposée 2D	171
6.2 Développement d'une plateforme de simulation numérique 2D avec le code CHIC	172
6.3 Étude de la croissance d'une perturbation multimode 3D imprimée par laser	172
6.4 Perspectives	173
Références	175
Publications et Communications	188

Introduction à la Fusion par Confinement Inertiel

0.1 La fusion nucléaire comme source d'énergie

L'énergie est au cœur des sociétés actuelles. En effet la demande en énergie ne cesse d'augmenter, que ce soit à cause des technologies de plus en plus gourmandes, d'une population mondiale toujours croissante ou du développement de pays jusqu'ici moins consommateurs d'énergie. En plus de cette demande croissante, il est également nécessaire de diminuer la production d'énergie traditionnelle. En effet, plus de 60% de la production d'énergie provient d'énergies fossiles (charbon, pétrole) dont les réserves mondiales sont limitées et dont l'impact sur le climat devient de plus en plus critique. Ainsi en ajoutant l'énergie issue du gaz naturel, plus de 85% de l'énergie produite dans le monde émet des gaz à effet de serre et contribue au réchauffement climatique. C'est pourquoi la recherche et le développement de nouveaux modes de production énergétique, plus efficaces, plus propres, est une nécessité. Le développement des énergies renouvelables telles que le solaire, l'éolien ou l'énergie hydroélectrique offre ainsi de nouvelles perspectives mais ces énergies présentent des défauts qui les empêchent de constituer des alternatives crédibles à l'échelle planétaire. En effet ces énergies sont décrites comme ayant des rendements énergétiques trop faibles pour subvenir au besoin mondial à moins d'aménager d'immenses espaces, ce qui soulève des problèmes de coûts, de modification des espaces naturels ou encore de ressources. La fission nucléaire utilisée depuis les années 1950 présente l'avantage de ne pas émettre de gaz à effet de serre, mais la question des déchets radioactifs et les accidents survenus à Tchernobyl ou à Fukushima ont mis à mal cette option dans l'opinion publique.

Dans ce contexte, une nouvelle source d'énergie apparaît nécessaire. Celle-ci doit avoir un grand réservoir de ressources, un impact climatique faible, un bon rendement énergétique, produire le moins de déchets possible et ne pas présenter de risque d'accidents. Une telle source d'énergie semble utopique, mais en réalité elle existe déjà et est à l'œuvre depuis des milliards d'années dans les étoiles : la fusion nucléaire. La fusion nucléaire consiste à assembler deux noyaux d'atomes "légers" en un noyau plus lourd. L'énergie libérée au cours d'une telle réaction est colossale. Sur Terre, une réaction envisagée est la réaction

de fusion entre le deutérium et le tritium, deux isotopes de l'hydrogène. Le deutérium est stable et naturellement présent sur Terre et peut être récupéré en filtrant par exemple l'eau des océans ; dès lors la réserve de deutérium serait suffisante pour des millions d'années. Le tritium est quant à lui radioactif et a une demi-vie de 12 ans environ. Il peut être produit en bombardant des noyaux de lithium avec un flux neutronique (il existe également naturellement par le biais d'interactions entre des rayonnements cosmiques et l'atmosphère terrestre à de faibles quantités).

L'énergie produite pendant les réactions de fusion du deutérium et du tritium serait alors récupérée sous forme de chaleur, transportée par de l'eau et serait utilisée pour générer de l'électricité à partir d'une turbine comme toute centrale classique. À ce jour la démonstration d'une réaction de fusion maîtrisée en laboratoire produisant plus d'énergie que celle mise en jeu pour la produire n'a pas encore été prouvée.

0.2 Principe de la fusion nucléaire

En 1911 Rutherford mit en évidence la structure de l'atome, composé d'un noyau dense et chargé positivement, entouré d'un nuage d'électrons chargés négativement. Le noyau est composé de deux types de particules : les protons chargés positivement et les neutrons, neutres, de masse très proche de celle du proton. Un noyau atomique est ainsi défini par deux nombres, le nombre Z de protons et le nombre A de nucléons, c'est-à-dire la somme des protons et neutrons. Z est également le numéro atomique. C'est ce nombre qui définit l'élément chimique, deux noyaux possédant le même nombre de protons auront ainsi des comportements chimiques équivalents. Le nombre A définit quant à lui l'isotope. Ainsi pour reprendre l'exemple de l'hydrogène et de ses isotopes, le noyau d'hydrogène est composé d'un seul proton, ainsi $Z(H) = 1$ et $A(H) = 1$, tandis que le deutérium, aussi appelé hydrogène 2, possède lui un neutron supplémentaire $A(D) = 2$ et le tritium, ou hydrogène 3, possède lui deux neutrons $A(T) = 3$. Dans le noyau, protons et neutrons sont liés ensemble par la force nucléaire. Cette interaction de très courte portée, de l'ordre du femtomètre (10^{-15} m), assure la liaison du noyau atomique. À cette échelle elle domine l'interaction coulombienne. Sous le principe d'équivalence masse-énergie développé par A. Einstein en 1905, la masse totale M du noyau atomique s'exprime sous la forme :

$$M = Zm_p + (A - Z)m_n - E/c^2 \quad (1)$$

où m_p et m_n sont respectivement la masse du proton et du neutron, c la vitesse de la lumière dans le vide et E l'énergie de liaison du noyau. La figure 1 présente les énergies de liaison par nucléon E/A en fonction du nombre de masse A . On constate que le Fer ($Z = 26$, $A = 56$) est l'élément le plus étroitement lié. Une réaction conduisant à une perte de masse entraîne une libération d'énergie, ainsi la fission d'éléments plus lourds que le Fer, ou la fusion d'éléments plus légers que celui-ci, libèrent de l'énergie. De plus

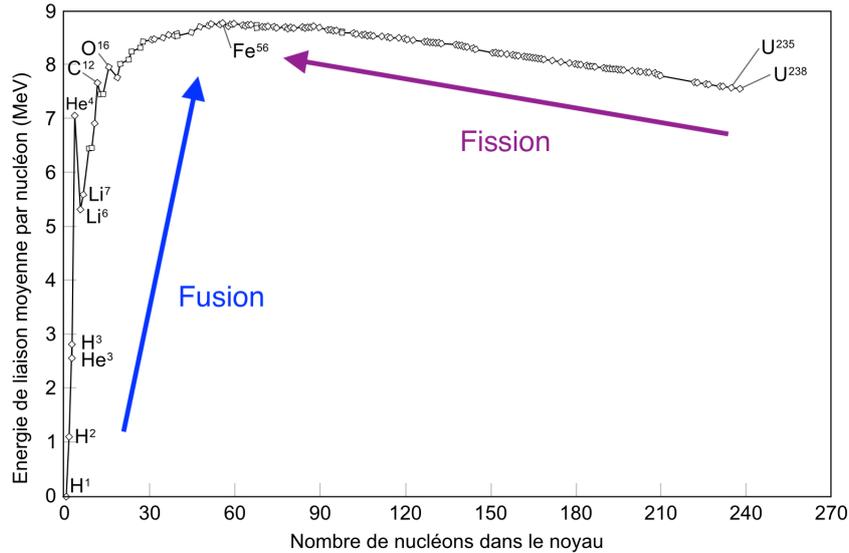


Figure 1 – Energie de liaison par nucléon en fonction du nombre de nucléons.

l'énergie libérée dans une réaction nucléaire est bien plus grande que les énergies produites lors de réactions chimiques classiques.

Pour réaliser une réaction de fusion nucléaire, il faut que les deux noyaux atomiques interagissent et donc passent outre la répulsion coulombienne, qui tend à séparer ces deux entités chargées positivement, et puissent se rapprocher suffisamment pour que l'interaction nucléaire forte entre en jeu. Dans le cas de deux noyaux d'hydrogène (ou de ses isotopes) il faudrait donc en mécanique classique que l'énergie des particules soit suffisante pour dominer la répulsion coulombienne, ce qui s'écrit :

$$\frac{3}{2}k_B T = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (2)$$

avec $k_B = 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$ la constante de Boltzmann, $e = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ la charge élémentaire, $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \text{ F.m}^{-1}$ la permittivité diélectrique du vide, T la température et r la distance entre les deux noyaux. Ainsi pour arriver à une distance $r = 1 \text{ fm}$ où l'interaction forte domine, il faudrait que la température T soit de l'ordre de 10 milliards de degrés c'est à dire environ 950 keV. Cependant deux phénomènes permettent de diminuer cette température requise : l'effet tunnel et la largeur de la distribution des vitesses. L'effet tunnel est un phénomène de physique quantique qui abaisse la barrière de potentiel due à la répulsion coulombienne. Concernant la distribution des vitesses, certains noyaux sont plus rapides que la valeur moyenne donnée par $\frac{3}{2}k_B T$ et donc peuvent réagir. La figure 2 donne la réactivité $\langle \sigma v \rangle$ (probabilité de réaction par unité de volume et de temps) en fonction de la température pour plusieurs réactions de fusion. La réaction de fusion entre deutérium et tritium D-T présente le meilleur taux, c'est ainsi la réaction privilégiée pour réaliser une fusion nucléaire contrôlée. Cette réaction produit un noyau d'Helium 4 à une

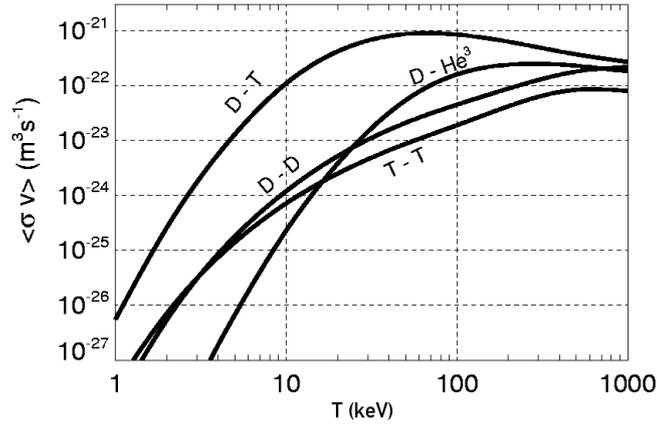


Figure 2 – Réactivité des principales réactions de fusion selon la température.

énergie de 3.5 MeV appelée particule α et un neutron ayant une énergie de 14.1 MeV :



0.3 Réacteurs à fusion thermonucléaire contrôlée : Critère de Lawson

La fusion nucléaire des noyaux légers est donc une source d'énergie très importante mais elle n'est réalisée que dans des conditions extrêmes. En effet la température dans le noyau du Soleil, où chaque seconde 700 millions de tonnes d'hélium sont produites par fusion nucléaire, atteint 15 millions de degrés Celsius et $2.85 \cdot 10^9$ atm, soit presque 3 Gbar. A de telles températures, la matière est sous forme de plasma, c'est-à-dire que les ions et les électrons sont dissociés. Maintenir une telle température du mélange de combustible serait trop coûteux par une méthode d'alimentation externe, ainsi l'idée est d'utiliser les particules alpha émises lors des réactions de fusion et de les emprisonner pour qu'elles déposent leur énergie dans le mélange et que cette énergie contribue au maintien de la température : on parle alors d'auto-échauffement (*self-heating*).

Cependant avant d'arriver à cette réaction auto-entretenu, il faut réussir à chauffer et condenser le combustible suffisamment longtemps pour que les premières réactions de fusion se produisent et que les particules alpha produites restent piégées. Cet état s'appelle l'*ignition* et désigne le moment à partir duquel les réactions de fusion produisent plus d'énergie que celle perdue par rayonnement, conduction et l'effet des forces de pression. En prenant le bilan d'énergie de notre plasma, on obtient pour un état stationnaire :

$$P_\alpha + P_{ext} = P_{pertes} \quad (4)$$

avec P_α l'énergie déposée par les particules alpha, $P_{ext} = P_{fusion}/Q$ où Q est défini comme le rapport de l'énergie produite par les réactions de fusion et l'énergie fournie au plasma,

et $P_{pertes} = W/\tau_E$ avec W l'énergie interne du plasma et τ_E le temps de confinement de l'énergie, signifiant qu'au bout d'un temps τ_E le plasma se vide de son énergie s'il n'est plus alimenté. Or l'énergie interne du plasma peut s'écrire :

$$W = \int \frac{3}{2} k_B (n_e T_e + \sum_i n_i T_i) dV \quad (5)$$

dans l'hypothèse d'un mélange DT équimolaire et à l'équilibre thermodynamique local ($T_i = T_e = T$), il vient :

$$W = 3nk_B TV \quad (6)$$

De plus,

$$P_{fusion} = \frac{n}{4} \langle \sigma \nu \rangle (T) V E_{fusion} \quad (7)$$

ce qui donne d'après l'équation (4) et en introduisant les équations (6) et (7) :

$$\begin{aligned} P_\alpha + P_{ext} &= P_{pertes} \\ P_\alpha + \frac{P_{fusion}}{Q} &= \frac{W}{\tau_E} \\ P_{fusion} \left(\frac{E_\alpha}{E_{fusion}} + \frac{1}{Q} \right) &= \frac{W}{\tau_E} \\ \frac{n}{4} \langle \sigma \nu \rangle (T) V E_{fusion} \left(\frac{E_\alpha}{E_{fusion}} + \frac{1}{Q} \right) &= \frac{3nk_B TV}{\tau_E} \\ n\tau_E &= \frac{12k_B T}{E_{fusion} \langle \sigma \nu \rangle (T) \left(\frac{E_\alpha}{E_{fusion}} + \frac{1}{Q} \right)} \end{aligned} \quad (8)$$

en utilisant pour un mélange D-T : $T = 10$ keV, $E_{fusion} = 14.1$ MeV, $\langle \sigma \nu \rangle (10 \text{ keV}) = 10^{-16} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, $E_\alpha = 3.5$ MeV et en prenant $Q = \infty$ à l'ignition (la réaction est auto-entretenue et il n'est plus nécessaire de fournir de l'énergie au plasma), il vient :

$$n\tau_E = 3.4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$$

Cela signifie que pour atteindre l'ignition à une température de $T = 10$ keV, un mélange DT doit par exemple être maintenu à la densité particulière $n = 3.4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ pendant au moins une seconde. Ce critère est appelé critère de Lawson [1].

Dans l'espace, les étoiles maintiennent leur confinement grâce à la gravité, profitant de leurs énormes masses. Pour ce qui est de la fusion sur Terre, deux approches sont envisagées, la Fusion par Confinement Magnétique [2] qui piège des plasmas d'une densité particulière de quelques 10^{14} cm^{-3} pendant un temps de l'ordre de la dizaine de secondes. La Fusion par Confinement Inertiel met pour sa part en jeu des plasmas très denses $n > 10^{24} \text{ cm}^{-3}$ pendant des temps très courts de l'ordre tout au plus de la centaine de picosecondes (10^{-10} s) [3].

0.4 La Fusion par Confinement Magnétique (FCM)

La Fusion par confinement magnétique (FCM) consiste comme son nom l'indique à utiliser de forts champs magnétiques pour confiner le plasma de fusion. Puisque les réactions de fusion mettent en jeu des noyaux, c'est-à-dire des particules chargées positivement, il est possible d'utiliser les champs magnétiques pour diriger et piéger les particules. Ainsi en présence d'un champ magnétique rectiligne, les particules chargées s'enroulent autour de ces lignes de champ et sont donc confinées, à l'intérieur d'un cylindre par exemple. Afin de s'affranchir des pertes aux extrémités d'un cylindre, l'idée est de refermer le dispositif en un tore. De puissants aimants toroïdaux sont alors placés autour de ce dispositif pour générer le champ magnétique nécessaire. Dans les dispositifs de FCM, le champ n'est en réalité pas simplement toroïdal mais hélicoïdal, obtenu en rajoutant un champ magnétique perpendiculaire au premier, appelé champ poloïdal. Deux types de machines existent pour produire un tel champ : les tokamaks et les stellarators. Le tokamak, inventé dans les années 50 en Russie, est constitué d'un ensemble de bobines

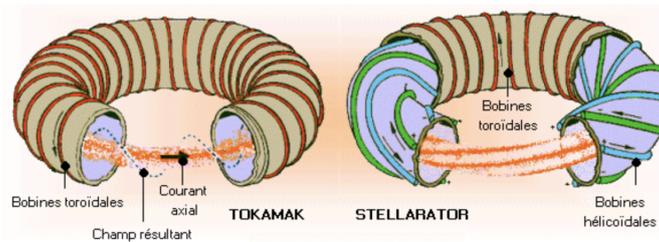


Figure 3 – Schéma d'un tokamak et d'un stellarator, d'après [4].

qui produit un champ magnétique toroïdal auquel vient s'ajouter un courant axial intense à l'intérieur même du plasma pour former le champ hélicoïdal. Le stellarator est quant à lui constitué de bobines à la fois toroïdales et hélicoïdales.

Le dispositif le plus utilisé et étudié à ce jour est le tokamak. Ainsi le tokamak Experimental Advanced Superconducting Tokamak (EAST), à Hefei, Chine, opérationnel depuis 2006, a permis de produire un plasma stable pendant 100 secondes pour une température de 50 millions de Kelvin en juillet 2017. D'autres installations d'envergure sont en fonctionnement à travers le monde telles que le JET (Culham, Grande-Bretagne), WEST (Cadarache, France) ou D-IIID de General Atomics à San Diego, Californie (Etats-Unis). Le tokamak ITER en construction à Cadarache (France) a pour but de démontrer la faisabilité d'un réacteur à fusion nucléaire en FCM. Sa première expérience est prévue pour 2025.

0.5 La Fusion par Confinement Inertiel (FCI)

La Fusion par confinement inertiel (FCI) consiste à utiliser des faisceaux laser pour confiner les réactions de fusion nucléaire par l'inertie d'une implosion. L'idée est apparue

durant les années 70 dans un article publié par Nuckolls et al. [5]. Le design habituel d'une cible de FCI est le suivant : une capsule sphérique typiquement de plastique, l'ablateur, dans laquelle est emprisonné le mélange de combustible DT, généralement sous forme d'une couronne de glace cryogénique et d'un cœur gazeux. À partir de cette capsule, deux stratégies sont envisageables pour comprimer la capsule et atteindre l'ignition : l'attaque directe (AD) et l'attaque indirecte (AI). En AD, les faisceaux laser sont focalisés directement sur la capsule, tandis qu'en attaque indirecte, la capsule comprenant le mélange de combustible est placée au centre d'une cavité, généralement en or, appelée hohlraum. Les faisceaux laser sont alors pointés à l'intérieur de la cavité par le biais de deux trous d'entrée de chaque côté du cylindre. Les faisceaux laser vont alors chauffer la paroi de cette cavité qui va émettre des rayons X, et ce sont ces rayons X qui seront eux-mêmes absorbés par l'ablateur de la capsule.

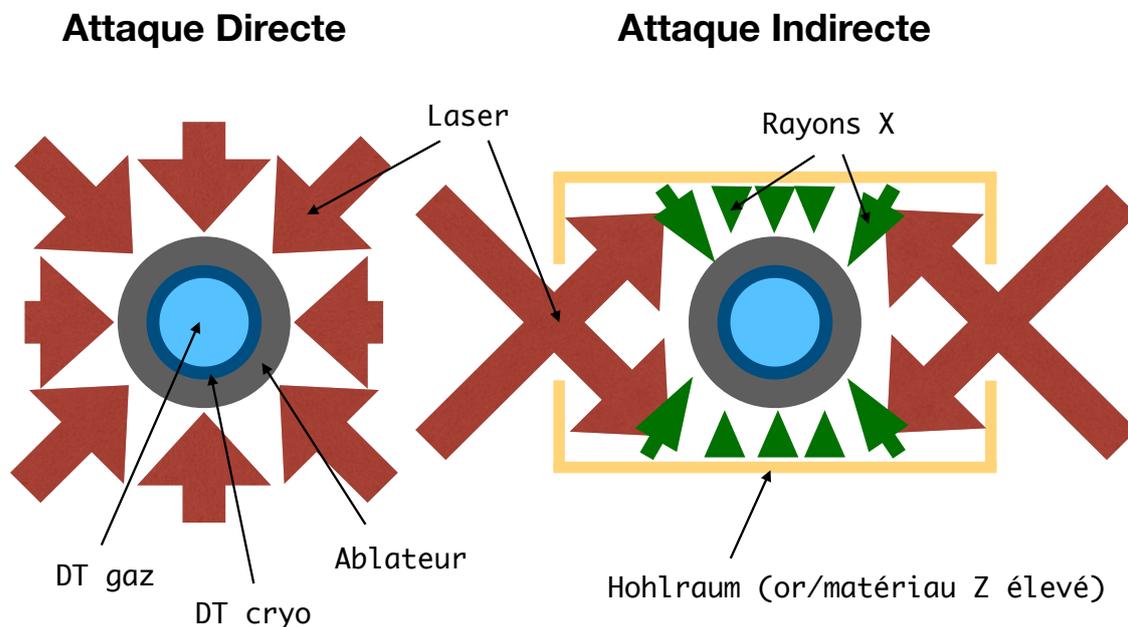


Figure 4 – Schéma des deux approches de la FCI : attaque directe (à gauche) et attaque indirecte (à droite).

Quelle que soit la méthode choisie (AI ou AD), la physique de la compression de la capsule reste la même. La capsule ainsi irradiée par laser ou par rayonnement X est chauffée par ce rayonnement et une onde thermique va parcourir la capsule de l'extérieur vers son centre. A l'extérieur, sous l'effet du rayonnement laser ou X, la matière se détend en un plasma. On utilise alors *l'effet fusée* : la vaporisation violente de la matière vers l'extérieur de la capsule entraîne, par conservation de la quantité de mouvement, le lancement d'un ou de plusieurs chocs vers l'intérieur de la cible, qui vont ainsi comprimer d'abord la couche d'ablateur puis ensuite le combustible. De fortes densités et des températures élevées sont ainsi atteintes au centre de la cible. Un point chaud va alors se former où les premières réactions de fusion vont avoir lieu, produisant notamment des particules α , qui vont déposer leur énergie dans la couronne de combustible dense autour de ce point

chaud. Ainsi une onde de combustion nucléaire va se propager de proche en proche créant de nouvelles réactions de fusion, et donc la production de nouvelles particules α jusqu'à brûler une grande partie du combustible et produire plus d'énergie que celle initialement mise dans le système par le biais des faisceaux laser. Cependant, bien que des expériences de FCI soient menées depuis les années 1970, l'ignition n'a jamais été démontrée expérimentalement et ce malgré la construction de lasers de très haute énergie comme le National Ignition Facility (NIF) à Livermore (Etats-Unis) atteignant 1.8 MJ d'énergie laser avec des impulsions laser de plusieurs dizaines de nanosecondes ou encore la montée en puissance progressive du Laser MegaJoule (LMJ) au CEA CESTA (Le Barp, France). Les seules tentatives d'obtenir l'ignition ont été menées sur le NIF et n'ont pas atteint l'objectif visé.

0.6 Les effets limitants l'atteinte des conditions d'ignition

Au-delà de la prouesse technologique de réussir une implosion laser (fabrication de cibles complexes millimétriques, grandes énergies laser, physique et chronométrie des chocs...), plusieurs phénomènes physiques peuvent présenter des effets limitant l'atteinte des conditions d'ignition en FCI. Ces effets délétères proviennent majoritairement de deux types d'instabilités : les instabilités laser-plasma (ILP) et les instabilités hydrodynamiques.

0.6.1 Les instabilités laser-plasma (ILP)

Les ILP regroupent un certain nombre de phénomènes physiques délétères. Lorsque des faisceaux laser se croisent au niveau des trous d'entrée des hohlraums en AI ou lors de l'implosion d'une capsule en AD, l'énergie d'un faisceau peut être en partie transférée vers l'autre faisceau, on parle alors de **Cross Beam Energy Transfert** (CBET). Ce phénomène, difficile à simuler, peut entraîner une asymétrie de l'irradiation laser et donc une asymétrie de l'implosion. Une telle asymétrie augmente alors les pertes par conduction et rend l'ignition plus difficile. Le CBET peut même engendrer des pertes d'énergie lorsqu'un faisceau "sortant" croise un faisceau "entrant" en AD, et que le faisceau "sortant" récupère de l'énergie destinée à la cible. D'autres instabilités entraînant à la fois des défauts d'asymétrie, des pertes d'énergie et du préchauffage via la création d'électrons suprathermiques sont les instabilités **Brillouin** et **Raman**. L'instabilité Brillouin résulte du couplage des ondes acoustiques du plasma avec les ondes laser incidentes tandis que l'instabilité Raman met en jeu les ondes électroniques du plasma. Ces deux instabilités entraînent la diffusion de l'énergie laser dans différentes directions, notamment dans la direction opposée à la propagation du laser, on parle alors de *rétrodiffusion*. Une autre instabilité laser-plasma pouvant intervenir est le **Two Plasmon Decay** (TPD). Les ondes électroniques se propagent dans le sens du laser et engendrent des électrons rapides qui peuvent préchauffer la cible. Enfin des instabilités laser-plasma connues sous le nom de **filamentation laser**, qui résultent de la modulation de l'intensité laser dans la direction

transverse à la direction de propagation et de la formation des inhomogénéités de densité du plasma, peuvent engendrer de forts champs électriques locaux qui vont eux-mêmes amplifier les autres instabilités.

Contrôle des instabilités laser-plasma

Afin de limiter les effets délétères des instabilités présentées, de nombreux moyens peuvent être utilisés. Ainsi une réduction de l'intensité laser diminue fortement les effets des instabilités laser-plasma qui se déclenchent principalement à partir de certains seuils notamment en ce qui concerne les problèmes de rétrodiffusion ou de génération d'électrons chauds ($5 \cdot 10^{14}$ W/cm² typiquement). De nombreux travaux ont été réalisés pour chercher à réduire les effets des inhomogénéités d'intensité laser dans la tache focale avec le développement des lames de phase et de lissage par dispersion spectrale (ces principes seront présentés dans le chapitre Matériel et Méthodes).

0.6.2 Les instabilités hydrodynamiques

En plus de ces instabilités qui découlent de la physique des interactions laser-plasma, les faisceaux laser en eux-mêmes contiennent des défauts qui vont se reproduire sur la cible. En effet un faisceau laser n'est jamais homogène et contient des surintensités, aussi appelées *speckles* ou encore points chauds. Pour tenter de limiter le contraste, c'est-à-dire la différence d'intensité entre ces points chauds et le reste de la tache laser, les faisceaux sont lissés à l'aide de différents composants optiques tels que les lames de phase. Malgré le lissage éventuel, les speckles vont, lorsque le faisceau impacte sa cible, s'imprimer sur la surface de celle-ci : il s'agit du phénomène d'empreinte laser ou d'*imprint*. Ce phénomène d'empreinte laser est une source de perturbations des interfaces qui vont ensuite être amplifiées par les instabilités hydrodynamiques.

Comme nous le verrons par la suite, les instabilités hydrodynamiques ont une part importante dans l'échec des tentatives d'ignition jusqu'à présent. Deux instabilités prennent principalement place dans les expériences de FCI, à savoir l'instabilité de Richtmyer-Meshkov (IRM) [6,7] et l'instabilité de Rayleigh-Taylor (IRT) [8,9]. Ces deux phénomènes sont notamment localisés au front d'ablation c'est-à-dire sur la surface extérieure de la cible, à l'endroit où la matière est chauffée et expulsée sous forme d'un plasma. Il s'agit donc d'IRM ou d'IRT *ablative*. L'IRM est engendrée par la propagation d'une onde de choc à travers une perturbation. Elle provoque une croissance et des oscillations des perturbations de la densité de la cible sur un front de choc, ainsi les défauts aux différentes couches de la capsule en FCI sont sujets à l'IRM. Cependant, dans le cadre des expériences de FCI, cette instabilité ne donne qu'une croissance temporelle au pire linéaire des perturbations. Le principal problème lié à l'IRM est dans la création des conditions initiales favorables à l'excitation des autres instabilités hydrodynamiques. L'IRT en revanche est très problématique car elle entraîne une croissance exponentielle des perturbations à l'interface des fluides de différentes densités dans un champ d'accélération, dans notre cas

à chaque interface (ablateur-plasma, DT cryo-ablateur et DT gaz-DT cryo). Aux temps les plus longs de l'IRT, une instabilité de Kelvin-Helmholtz (IKH) [10,11] peut également apparaître. L'IKH se forme lorsque deux couches de fluides en contact se déplacent à des vitesses différentes. Cette situation induit un cisaillement qui engendre à terme un régime turbulent et un mélange des fluides en question.

Les instabilités hydrodynamiques, et en particulier l'IRT, entraînent une croissance des perturbations aux interfaces dans les cibles. Ces perturbations peuvent être dues à la rugosité initiale de la cible ou encore aux défauts du laser par le biais de l'*imprint* et aboutissent à des asymétries dans l'implosion ou même un mélange du combustible avec l'ablateur, réduisant significativement l'efficacité des implosions. C'est pourquoi l'instabilité de Rayleigh-Taylor est aujourd'hui encore un obstacle majeur dans la quête de l'ignition.

0.7 Les pistes explorées pour réduire l'effet des instabilités hydrodynamiques

0.7.1 L'attaque indirecte

De 2009 à 2012, la *National Ignition Campaign* (NIC) [12] a eu pour but d'atteindre l'ignition en attaque indirecte en utilisant les performances nouvelles du NIF. Malgré trois années d'expériences à un rythme soutenu, la campagne n'a pas atteint son objectif. L'idée des dimensionnements de cible NIC est de maximiser la densité surfacique (ρR) du combustible. Cela permet alors de minimiser l'énergie à investir dans le point chaud pour atteindre l'ignition et de maximiser le gain. Cependant ce design repose sur un comportement sphérique idéal de l'implosion [13]. Les conséquences des instabilités au front d'ablation ont été sous-estimées durant la campagne NIC, faute de diagnostics suffisants, qu'elles soient initiées par la tente - la membrane qui tient la cible au milieu de l'hohlraum (cf figure 7)- ou par la rugosité initiale de la capsule. Ainsi les tirs avec les meilleures compressions ont été sujets au mélange du combustible et de l'ablateur [14]. Par ailleurs, le contrôle, par l'émission X du hohlraum, de la symétrie des implosions s'est révélé plus difficile qu'attendu et des pertes d'énergie (entre l'émission X mesurée et celle attendue) ont également été évaluées expérimentalement [13].

Toutes ces observations servent depuis 2012 de base de travail pour améliorer les conditions des expériences FCI en attaque indirecte. De nombreuses études ont porté sur le matériau choisi pour l'ablateur, la pression du gaz dans la cavité, ou sur la forme de l'impulsion laser, et l'impact de cette impulsion laser sur l'hydrodynamique de la cible. En effet, deux types d'impulsions sont étudiées, appelées *High Foot* (HF) et *Low Foot* (LF). Les impulsions LF sont plus longues avec une très faible puissance durant les 10 à 15 premières nanosecondes, alors que les impulsions HF sont plus courtes (de l'ordre de 7 ou 8 ns) mais à énergie égale (voir figure 5).

Ces différentes impulsions laser permettent de changer l'adiabat A_d de la cible. Ce

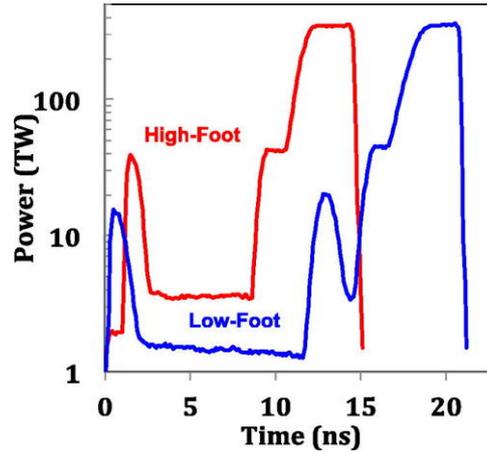


Figure 5 – Différences entre une impulsion *High Foot* en rouge et *Low Foot* en bleu (d’après [15]).

paramètre désigne le rapport entre la pression du combustible et la pression de Fermi d’un gaz DT complètement dégénéré : $A_d = \frac{P}{P_{Fermi}}$. Le choix de l’adiabat a un impact important : plus le combustible est chaud (ou à pression élevée, donc à fort adiabat), plus il est difficile de le comprimer et donc plus difficile d’atteindre l’ignition.

D’une manière simplifiée, une impulsion *High Foot* permet d’avoir de fortes vitesses d’ablation et donc de mieux contrôler les instabilités hydrodynamiques au front d’ablation [14]. En revanche, l’adiabat est élevé ($A_d \sim 4$) et donc la compression n’est pas optimale. Au contraire les implosions *Low Foot* permettent de rester sur des adiabats bas et donnent des convergences plus importantes mais sont beaucoup plus sensibles aux instabilités au front d’ablation. La figure 6 présente les résultats neutroniques de tirs expérimentaux sur le NIF en fonction du *DownScattered Ratio* (DSR) qui est une manière de mesurer la densité surfacique de la coquille dense. Le *DSR* est défini comme le rapport des neutrons rétrodiffusés d’énergies 10 – 12 MeV sur la fraction non diffusée d’énergies entre 13 – 15 MeV, et donne également une idée de la densité surfacique ρR du combustible via la formule ρR (g/cm²) $\sim 0.2DSR(\%)$ [16].

Les résultats en impulsions LF présentent ainsi de très bon ratio de compression (*DSR* élevés) mais une émission neutronique plus faible. En effet les tirs avec impulsion LF sont dominés par les instabilités hydrodynamiques au front d’ablation [15]. Les simulations numériques 3D valident cette hypothèse, les tirs LF sont dominés par la perturbation résultant de la tente (la membrane qui maintient la capsule au centre de la cavité) qui entraîne un mélange ablateur-combustible et même fracture en 2 la capsule en vol [17]. C’est pourquoi les implosions HF, qui atteignent pourtant une compression moins bonne, présentent de meilleures émissions neutroniques malgré les asymétries d’implosion [18]. Cependant les impulsions HF sont loin de la fenêtre d’ignition : le point chaud dans ces expériences ne satisfait pas les conditions d’ignition.

Les résultats récents avec mise en forme de l’adiabat (*Adiabat Shaping*), c’est-à-dire au moyen du profil temporel de l’impulsion, montrent une nette amélioration concernant le contrôle des instabilités au front d’ablation. Par exemple, augmenter de 8.6 kJ le pic laser initial

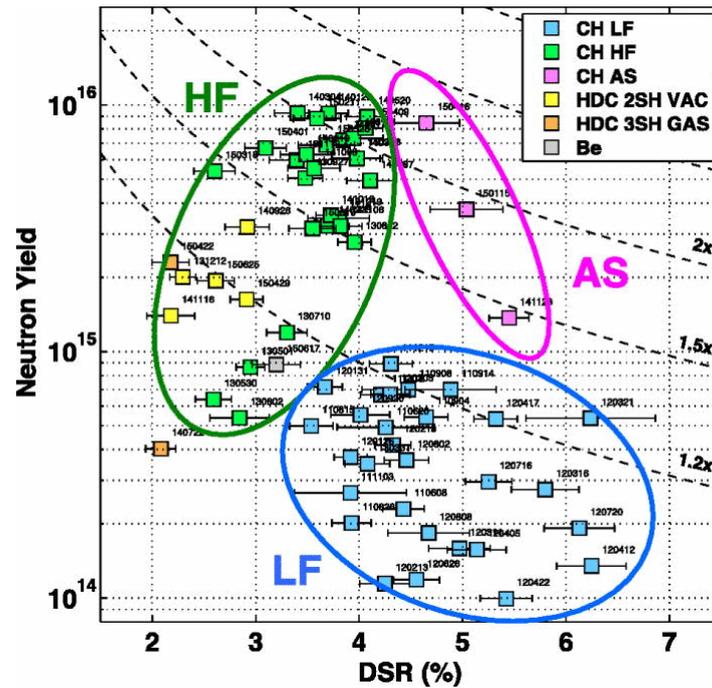


Figure 6 – Émission neutronique en fonction de la compression du point chaud (d'après [16]).

dans une impulsion LF a permis de multiplier l'émission neutronique par un facteur 3 à 10 sans perte de compression, et ce grâce au meilleur contrôle de la stabilité hydrodynamique au front d'ablation [16].

Actuellement de nombreuses pistes d'amélioration sont explorées. Ainsi devant l'impact important des instabilités hydrodynamiques au front d'ablation sur les impulsions LF, de nouveaux designs de maintien de la capsule sont étudiés pour atténuer l'effet de la tente ou encore du tube de remplissage [19, 20] comme le montre la figure 7. Des études ont également été réalisées avec des cavités à basse pression ou encore avec des ablateurs de carbone densifié. S. Le Pape et al ont ainsi récemment publié un article [21] qui relate la production de 56 kJ d'énergie de fusion avec un point chaud dont la pression a atteint les 350 Gbar pour une implosion utilisant ce type d'ablateur en carbone densifié.

Pour ce qui est des impulsions HF et des asymétries engendrées par le hohlraum, des designs de cible non sphériques où l'épaisseur des couches (DT cryo, ablateur) varie selon l'angle sont également envisagés [17].

0.7.2 L'attaque directe

L'attaque directe est l'approche a priori la plus simple de la FCI : les faisceaux laser sont utilisés directement pour irradier la cible. L'énergie laser n'a pas besoin d'être convertie en rayons X, ce qui évite les pertes liées à cette conversion. De plus les nombreux phénomènes physiques liés à la cavité (trous d'entrée, parois) et à son gaz compliquent nécessairement la compréhension et la prédiction des expériences. Cependant l'attaque directe n'est pas la principale solution retenue actuellement pour les tentatives d'ignition

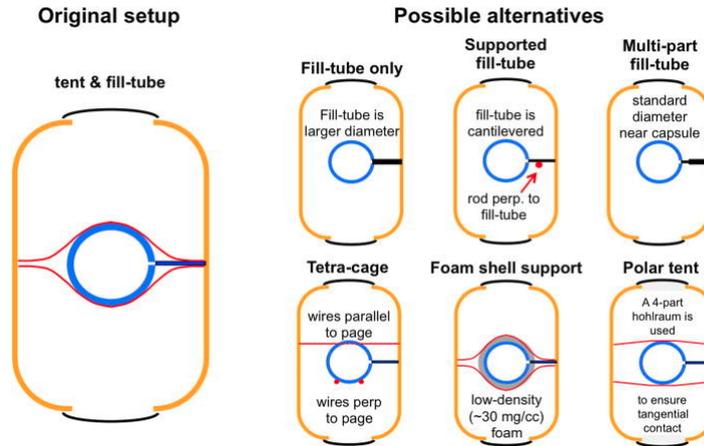


Figure 7 – Designs alternatifs de cible de FCI attaque indirecte (d’après [19]).

en FCI à cause de la configuration d’irradiation retenue pour les installations laser de classe MJ existantes. Comme il vient d’être présenté, les instabilités hydrodynamiques au front d’ablation sont l’un des problèmes majeurs de la FCI. En attaque directe, les sources d’instabilités sont encore plus grandes. En effet le laser irradiant directement la cible, les défauts d’uniformité de l’irradiation laser induisent des perturbations sur la cible. Deux uniformités sont en effet présentes : d’une part les défauts d’irradiation de la cible dûs au positionnement des différents faisceaux sur la cible, qui induisent des asymétries à l’échelle de la cible. Ces asymétries sont qualifiées de bas modes, car leur longueur caractéristique est grande. D’autre part, les défauts propres à chaque faisceau qui induisent l’empreinte laser ; la perturbation sur la cible étant l’empreinte de l’inhomogénéité du laser. Ces défauts provenant des points chauds des faisceaux sont quant à eux très localisés, il s’agit de perturbations hauts modes. Cependant les efforts de développement de lames de phase et de systèmes de lissage dynamique par dispersion spectrale (*Smoothing per Spectral Dispersion, SSD*) très performants permettent d’atténuer l’effet des speckles et donc d’envisager des implosions à symétrie contrôlée en attaque directe.

Les efforts du NIF étant majoritairement concentrés sur l’attaque indirecte pendant la campagne NIC, l’attaque directe est principalement étudiée expérimentalement sur le laser OMEGA du *Laboratory for Laser Energetics* à l’université de Rochester (Etats-Unis), qui dispose de 60 faisceaux capables de délivrer 30 kJ d’énergie laser. L’avantage de l’attaque directe est que l’énergie laser est bien mieux couplée à la cible (d’un facteur 3 à un facteur 5). Ainsi les résultats récents en AD sur le laser Omega ont donné lieu à des pressions de l’ordre de 56 Gbar pour le point chaud, ce qui correspond à environ 40% de la pression requise pour l’ignition en attaque directe. Ces résultats ont été obtenus en diminuant le rapport rayon faisceau sur rayon cible afin de diminuer le *CBET*, ce qui a amélioré le couplage laser-cible mais sans pour autant donner de meilleures performances globales des cibles [22]. Ainsi de nombreux écarts perdurent entre les simulations d’implosion parfaitement symétrique dites "1D" et les expériences, comme le montre la figure 8.

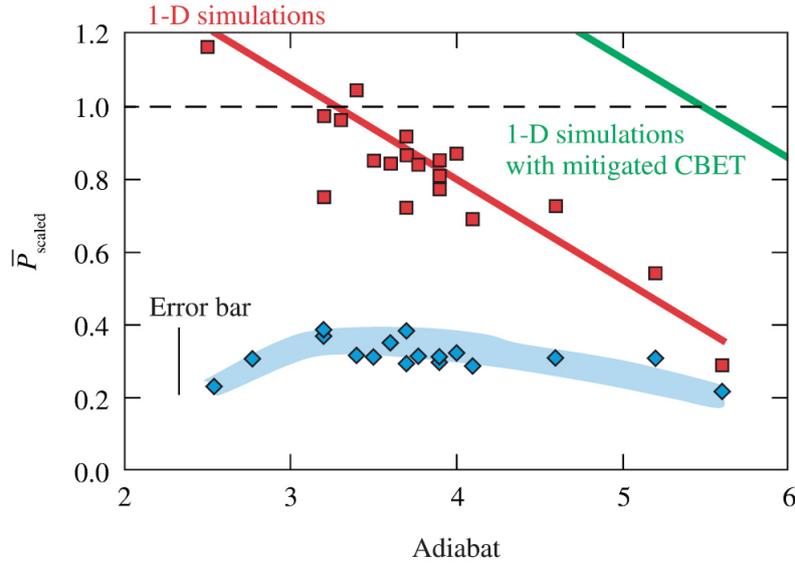


Figure 8 – Pression du point chaud extrapolée à la pression d’ignition en fonction de l’adiabat pour les expériences en AD sur Omega (bleu), les simulations 1D sphériques (rouge) et les simulations 1D avec CBET réduit (vert).

Pour remédier à cela, des simulations 3D sont réalisées afin d’étudier les sources d’asymétries qui éloignent les expériences du comportement sphérique 1D espéré [23]. La forme temporelle de l’impulsion et le pointé des faisceaux en sont les premières source avec, entre autres, la superposition de faisceaux, le décalage entre les positions théorique et réelle de la cible, les erreurs de pointé ou de timing ou encore des écarts non maîtrisés entre les puissances délivrées par les différents faisceaux. Une modification de la puissance des faisceaux sur le laser OMEGA est à l’étude suite à ces simulations 3D. En revanche ces simulations ne prennent pas en compte les effets de couplage non-linéaire des hauts modes [24].

Les schémas de FCI alternatifs

Plusieurs variantes de l’attaque directe [25] sont en outre étudiées, à savoir par exemple l’ignition rapide qui utilise des électrons chauds produits par des faisceaux laser plus intenses ou l’ignition par choc [26]. Une autre stratégie mise en œuvre ces dernières années est de réaliser des expériences en *Polar Direct Drive* [27], c’est-à-dire en attaque directe mais avec une disposition des faisceaux qui n’est pas sphérique. En effet le NIF ayant été construit pour l’attaque indirecte principalement, les faisceaux sont prévus pour entrer dans les cavités et non pas pour irradier une cible sphérique uniformément. Ainsi des expériences sont conçues sur OMEGA puis sont réalisées sur le NIF [28]. D’autre part la *100 Gbar campaign* [29] vise à démontrer les lois d’échelle (le *scaling*) hydrodynamiques de OMEGA à NIF tout en sachant que des différences apparaissent lors du passage de la dizaine de kilojoules au mégajoule tels le croisement de faisceaux (*CBET*) et surtout

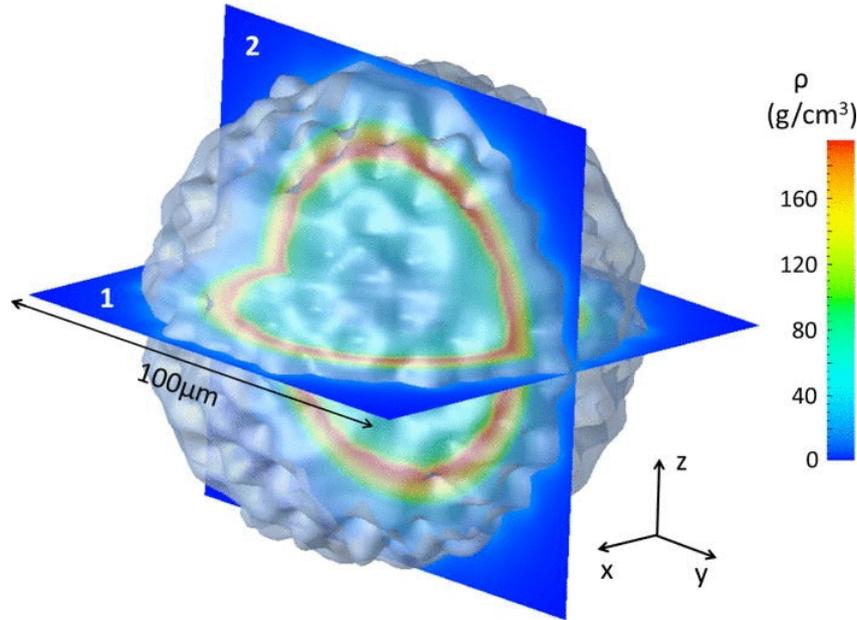


Figure 9 – Simulation 3D d’implosion en AD sur le code ASTER (d’après [23]).

l’empreinte laser et la croissance des perturbations dues à l’instabilité de Rayleigh-Taylor. L’empreinte laser et les différents moyens possibles pour la réduire sont ainsi un axe de recherche important en FCI en attaque directe [30–32]. Ces différents axes de recherche symbolisent les efforts actuels dans la recherche de schémas pour atteindre l’ignition en FCI.

0.8 Objectifs et plan de cette thèse

Le développement des instabilités hydrodynamiques lors d’une expérience de fusion par confinement inertiel représente un sévère obstacle à l’obtention des conditions nécessaires à l’allumage et l’auto-entretien des réactions thermonucléaires.

Il est ainsi crucial de comprendre, modéliser et éventuellement contrôler ces instabilités. L’instabilité se développant au front d’ablation est particulièrement étudiée dans le cadre du schéma d’attaque directe. L’une des raisons pour cela est la plus faible stabilisation due au phénomène d’ablation par rapport au schéma d’attaque indirecte, rendant ainsi la croissance des défauts initiaux dangereusement importante. Une autre raison réside dans l’importance des inhomogénéités d’éclairement contenues dans la tache laser : l’empreinte laser. Le développement de l’instabilité au front d’ablation est donc plus prononcé dans le cadre du schéma d’attaque directe que dans celui de l’attaque indirecte car les taux de croissance et les défauts initiaux sont plus importants.

L’instabilité de Rayleigh-Taylor (IRT) a été intensément étudiée durant les trente dernières années. La phase linéaire est considérée aujourd’hui comme bien maîtrisée tant du point de vue théorique, expérimental ou numérique [33–37]. Durant les années 2000 les

premières analyses théoriques de la phase non linéaire ont vu le jour [38–40] introduisant des spécificités par rapport l’instabilité classique de RT dues à l’ablation. Si le régime fortement non-linéaire avec transition à la turbulence dans le cas classique bénéficie d’une importante littérature [41–43] manifestant d’un fort intérêt de la communauté scientifique l’instabilité au front d’ablation pour sa part n’a été que peu étudiée dans ce régime.

Les premiers travaux expérimentaux étudiant le développement de l’instabilité du front d’ablation à partir d’une perturbation (3D) de tache laser en attaque directe et dans un régime fortement non-linéaire sont décrits dans les références [44, 45]. Dans cette étude pionnière, les auteurs ont mis en évidence un certain nombre de comportements anticipés par les études théorique [46, 47] en particulier la transition vers un régime auto similaire de croissance. La portée de ce travail était cependant limitée par les possibilités du laser utilisé à cette époque [48] en terme essentiellement de taille de zone irradiée et de durée d’impulsion.

L’objectif de ce travail de thèse est ainsi dédié dans un premier temps au dimensionnement et à l’analyse d’une série d’expériences sur le laser NIF visant à étudier le développement de l’instabilité du front d’ablation en attaque directe dans un régime fortement non-linéaire sur des durées et des extensions spatiales jamais encore réalisés. L’objectif second consiste en l’interprétation numérique et théorique des ces expériences afin d’en donner une image la plus complète possible.

Le chapitre 1 introduit les instabilités de Rayleigh-Taylor et de Richtmyer-Meshkov dans leur configuration classique, puis présente la physique de l’interaction laser-matière et enfin décrit l’effet du front d’ablation sur les instabilités hydrodynamiques présentées. Le chapitre 2 présente les moyens utilisés dans cette étude : le National Ignition Facility (NIF), son système laser, les différents diagnostics disponibles et utilisés ainsi que la méthodologie pour réaliser des expériences sur cette installation. Les méthodes et moyens utilisés pour traiter les données expérimentales sont également présentés. Enfin le code de simulation CHIC est succinctement décrit.

Le chapitre 3 décrit la réalisation et le traitement des résultats obtenus lors des premières expériences sur la nouvelle plateforme expérimentale. Dans un premier temps la plateforme est validée expérimentalement, puis la configuration est adaptée à l’étude de l’IRT en attaque directe sur une vingtaine de nanosecondes d’impulsion laser avec pour condition initiale une perturbation préimposée 2D dans une direction.

Le chapitre 4 traite du développement d’une plateforme de simulation numérique 2D avec le code CHIC du laboratoire CELIA. En effet les régimes atteints expérimentalement étant sans précédent, un important travail a été nécessaire pour réaliser des simulations numériques capables de reproduire les résultats expérimentaux et ainsi accéder aux différentes grandeurs physiques nécessaires à la description des instabilités hydrodynamiques étudiées. Dans un premier temps, des simulations 1D sont nécessaires pour obtenir une estimation des grandeurs mises en jeu et servir de base de travail au développement des

simulations 2D. Ensuite des résultats à partir de calculs complets eulériens et de calculs "demi-modes" lagrangiens sont présentés. Grâce à ces simulations, les modèles théoriques présentés peuvent alors être utilisés pour compléter l'analyse numérique et expérimentale. Le chapitre 5 présente une étude du développement d'un défaut 3D provenant de l'empreinte laser. L'étude de la croissance de ce défaut sur plus de 20 ns permet ainsi de parcourir toutes les phases de l'IRT ablative et de confronter les modèles théoriques et numériques à leurs limites éventuelles. L'absence de moyens de simulation 3D nous amène alors à utiliser les grandeurs des simulations numériques 2D pour réaliser une modélisation approchée des expériences.

Le chapitre 6 présente une discussion sur le travail présenté, la conclusion de cette thèse et les perspectives ouvertes par cette étude.

Chapitre 1

Les instabilités hydrodynamiques au front d'ablation

1.1 L'instabilité de Rayleigh-Taylor (IRT) et l'instabilité de Richtmyer-Meshkov (IRM) classiques

1.1.1 L'instabilité de Rayleigh-Taylor

L'instabilité de Rayleigh-Taylor désigne une instabilité hydrodynamique mise en évidence par Lord Rayleigh en 1883 [8] et vérifiée expérimentalement par Sir Taylor en 1949 [9]. Il s'agit d'une instabilité d'interface qui apparaît lorsque deux fluides de différentes densités sont superposés dans un champ de force, typiquement un champ de pesanteur ou dans le cas de la FCI dans un champ d'accélération. Dans le cas où le fluide de plus grande densité se trouve accéléré vers le fluide de densité inférieure, toute perturbation à l'interface entre ces fluides va croître, d'abord de manière exponentielle ; il s'agit de la *phase linéaire* de l'IRT.

Dans la figure 1.1, g désigne le champ de pesanteur ou d'accélération. On note par la suite λ la longueur d'onde de la perturbation initiale de l'interface, tandis que $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ est le nombre d'onde associé à cette perturbation. Enfin on désigne par $\eta(y, t)$ la position de l'interface, l'interface étant la courbe satisfaisant à tout temps : $x = \eta(y, t)$. On peut définir le nombre d'Atwood sans dimension A_t tel que :

$$A_t = \frac{\rho_+ - \rho_-}{\rho_+ + \rho_-}$$

où ρ_+ représente la densité du fluide lourd et ρ_- celle de fluide léger. Les fluides sont supposés incompressibles et irrotationnels, c'est à dire que $\vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0$ et $\vec{\nabla} \wedge \vec{v} = 0$ dans tout l'écoulement. Ces deux conditions nous permettent d'écrire la vitesse sous la forme du gradient d'un scalaire φ appelé le potentiel des vitesses. On a ainsi $\vec{v} = \vec{\nabla} \cdot \varphi$.

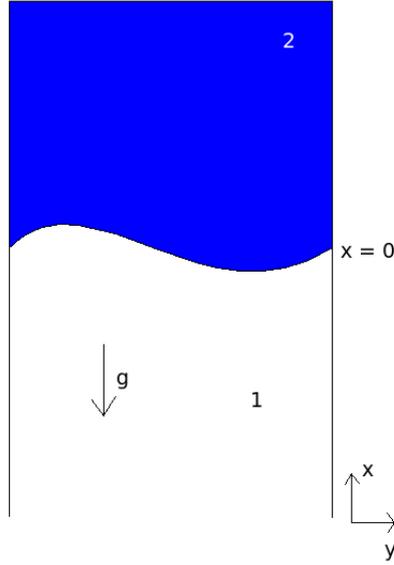


Figure 1.1 – Configuration classique : fluide lourd (2) au-dessus d'un fluide plus léger (1).

On obtient ainsi les relations suivantes :

$$\begin{aligned} v_x &= \frac{\partial \varphi}{\partial x} \\ v_y &= \frac{\partial \varphi}{\partial y} \end{aligned}$$

L'équation de conservation de la masse pour un fluide incompressible s'écrit $\vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0$.
Ce qui donne, d'après ce qui précède, les équations de Laplace pour le potentiel des vitesses et la fonction de courant :

$$\Delta \varphi = 0 \tag{1.1}$$

Pour un fluide parfait, l'équation de conservation de l'impulsion s'écrit :

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} = -\frac{\vec{\nabla} p}{\rho} + \vec{g}$$

Avec $(\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} = \frac{1}{2} \vec{\nabla} v^2$, l'équation précédente devient :

$$\frac{\partial \vec{\nabla} \cdot \varphi}{\partial t} + \frac{1}{2} \vec{\nabla} v^2 = -\frac{\vec{\nabla} p}{\rho} + \vec{g}$$

Ce qui donne en factorisant par $\vec{\nabla}$ et en multipliant par ρ

$$\rho \vec{\nabla} \left[\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{1}{2} v^2 + \frac{p}{\rho} \right] = \rho \vec{g}$$

En intégrant on obtient l'équation de Bernoulli :

$$\rho \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{v^2}{2} + F + p \right) = f(t)$$

avec $F = gx$ et $f(t)$ une fonction du temps constante dans tout le volume du fluide.

On peut alors poser $\varphi' = \varphi + \frac{pt}{\rho}$, ce qui amène :

$$\rho \left(\frac{\partial \varphi'}{\partial t} + \frac{v^2}{2} + gx \right) = f(t) \quad (1.2)$$

L'interface étudiée étant une surface de discontinuité entre deux fluides, des conditions aux limites doivent être satisfaites : en particulier le flux de matière, le flux d'énergie et enfin le flux d'impulsion doivent être continus à l'interface.

En se plaçant dans le repère de l'interface, et en désignant par v_n et v_t respectivement la vitesse projetée sur la normale à l'interface et la vitesse projetée sur la tangente à l'interface, il vient :

$$v_n = (\vec{v} - \vec{v}_{interface}) \cdot \vec{n}$$

où \vec{n} est le vecteur normal à la surface de discontinuité. Ainsi dans le repère global (\vec{e}_y, \vec{e}_x) il vient :

$$v_n = \begin{pmatrix} \frac{\partial \varphi}{\partial x} - \frac{\partial \eta}{\partial t} \\ \frac{\partial \varphi}{\partial y} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\partial \eta^2}{\partial y^2}}} \\ -\frac{\frac{\partial \eta}{\partial y}}{\sqrt{1 + \frac{\partial \eta^2}{\partial y^2}}} \end{pmatrix}$$

$$v_n = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\partial \eta^2}{\partial y^2}}} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} - \frac{\partial \eta}{\partial t} - \frac{\partial \eta}{\partial y} \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right)$$

Ici, l'interface sépare les deux fluides, ainsi aucun flux de matière ne traverse la surface de discontinuité. De plus, seule la masse volumique varie par saut, on parle alors d'une *discontinuité de contact* [49]. Il vient donc pour la conservation de la masse :

$$\rho_+ v_n^+ = \rho_- v_n^- = 0 \quad (1.3)$$

Pour la conservation de l'impulsion, l'équation de Bernoulli doit être respectée de part et d'autre de l'interface, ce qui donne :

$$\rho_+ \left(\frac{\partial \varphi'_+}{\partial t} + \frac{v_+^2}{2} + gx \right) = \rho_- \left(\frac{\partial \varphi'_-}{\partial t} + \frac{v_-^2}{2} + gx \right) = f(t) \text{ en } x = \eta \quad (1.4)$$

L'équation (1.3) nous permet d'écrire que $v_n = 0$ de part et d'autre de l'interface ce qui donne :

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x} - \frac{\partial \eta}{\partial t} - \frac{\partial \eta}{\partial y} \frac{\partial \varphi}{\partial y} = 0 \quad (1.5)$$

On a de plus $v_n^+ = v_n^-$, ce qui s'écrit :

$$\frac{\partial \varphi_+}{\partial x} - \frac{\partial \eta}{\partial y} \frac{\partial \varphi_+}{\partial y} = \frac{\partial \varphi_-}{\partial x} - \frac{\partial \eta}{\partial y} \frac{\partial \varphi_-}{\partial y} \quad (1.6)$$

Le problème est donc entièrement décrit par quatre équations : l'équation de Laplace (1.1), l'équation de Bernoulli (1.4), la conservation de la masse (1.5) et la continuité de la vitesse (1.6) :

$$\begin{aligned} \Delta\varphi_+ &= 0 \\ \Delta\varphi_- &= 0 \\ \rho_+ \left(\frac{\partial\varphi'_+}{\partial t} + \frac{v_+^2}{2} + gx \right) &= f(t) = \rho_- \left(\frac{\partial\varphi'_-}{\partial t} + \frac{v_-^2}{2} + gx \right) \quad \text{en } x = \eta \\ \frac{\partial\varphi_+}{\partial x} - \frac{\partial\eta}{\partial y} \frac{\partial\varphi_+}{\partial y} &= \frac{\partial\varphi_-}{\partial x} - \frac{\partial\eta}{\partial y} \frac{\partial\varphi_-}{\partial y} \quad \text{en } x = \eta \end{aligned} \quad (1.7)$$

Régime Linéaire

Pour obtenir la réponse en *régime linéaire* de notre système, c'est à dire pour de petites déformations, l'hypothèse est faite que pour toutes grandeurs physiques $X(x, y, t)$:

$$X(x, y, t) = X_0 + \tilde{X}(x, t) \exp(iky) \quad \text{avec } |\tilde{X}| \ll |X|$$

Cette hypothèse est généralement admise tant que l'amplitude de la perturbation de l'interface est inférieure à 10% de sa longueur d'onde. Dans ces conditions, le système (1.7) devient au premier ordre :

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2\tilde{\varphi}_+}{\partial^2x} - k^2\tilde{\varphi}_+ &= 0 \\ \frac{\partial^2\tilde{\varphi}_-}{\partial^2x} - k^2\tilde{\varphi}_- &= 0 \\ \rho_+ \left(\frac{\partial\tilde{\varphi}_+}{\partial t} + g\tilde{\eta} \right) &= f(t) = \rho_- \left(\frac{\partial\tilde{\varphi}_-}{\partial t} + g\tilde{\eta} \right) \quad \text{en } x = \eta \\ \frac{\partial\tilde{\varphi}_+}{\partial x} &= \frac{\partial\tilde{\varphi}_-}{\partial x} \quad \text{en } x = \eta \end{aligned} \quad (1.8)$$

Des premières équations de ce système, il vient, en considérant des perturbations qui ne divergent pas à l'infini :

$$\tilde{\varphi}_+ = A_+ \exp(-kx) \quad \text{et} \quad \tilde{\varphi}_- = A_- \exp(+kx)$$

La troisième équation devient donc :

$$\begin{aligned} \frac{\partial\tilde{\eta}}{\partial t} &= -k\tilde{\varphi}_+ = k\tilde{\varphi}_- \\ \frac{\partial\tilde{\varphi}_+}{\partial t} &= -\frac{1}{k} \frac{\partial^2\tilde{\eta}}{\partial t^2} \end{aligned}$$

L'équation de Bernoulli linéarisée devient donc :

$$-\frac{\rho_+}{k} \frac{\partial^2\tilde{\eta}}{\partial t^2} + \rho_+ g\tilde{\eta} = \frac{\rho_-}{k} \frac{\partial^2\tilde{\eta}}{\partial t^2} + \rho_- g\tilde{\eta}$$

$$\frac{\rho_+ + \rho_-}{k} \frac{\partial^2 \tilde{\eta}}{\partial t^2} = (\rho_+ - \rho_-) g \tilde{\eta}$$

Ce qui aboutit à :

$$\frac{\partial^2 \tilde{\eta}}{\partial t^2} = +gkA_t \tilde{\eta} \quad (1.9)$$

A l'instant initial, les fluides sont pris au repos,

$$\begin{aligned} \eta(y, t)|_{t=0} &= \eta_{y,0} \\ \frac{\partial \eta}{\partial t} \Big|_{t=0} &= 0 \end{aligned}$$

Il vient donc :

$$\tilde{\eta}(y, t) = \frac{\eta_0(y)}{2} (\exp(\sigma t) + \exp(-\sigma t)) \quad (1.10)$$

avec σ le *taux de croissance* défini par

$$\sigma = \sqrt{gkA_t} \quad (1.11)$$

Ainsi toute perturbation initiale a une croissance exponentielle dont le taux de croissance dépend du champ d'accélération, des densités des fluides et de la longueur d'onde de cette déformation.

Cas des ondes de gravité

Lorsque le fluide léger se trouve au-dessus du fluide de plus haute densité, on ne parle plus d'IRT mais d'ondes de gravité. En effet dans cette situation le système est stable. Cependant lorsqu'on travaille avec des fluides parfaits, une légère perturbation de l'interface va entraîner des oscillations de celle-ci autour de sa position d'équilibre (surface plane). Puisque dans notre développement nous avons négligé tous les mécanismes dissipatifs et que l'énergie totale du système est conservée, nous aurons donc des ondes stationnaires dites ondes de gravité.

Il suffit pour étudier ce phénomène de changer le signe de g dans le développement précédent, ce qui revient à inverser le champ de pesanteur et donc à placer le fluide lourd en dessous du léger. On obtient à nouveau l'équation différentielle (1.9) au seul changement près que maintenant la constante g est négative, ou si l'on veut garder la valeur classique de g , il vient :

$$\frac{\partial^2 \tilde{\eta}}{\partial t^2} = -gk|A_t| \tilde{\eta} \quad (1.12)$$

On suppose qu'à l'instant initial, on a :

$$\begin{aligned} \eta(y, t)|_{t=0} &= \eta_0(y) \\ \frac{\partial \eta}{\partial t} \Big|_{t=0} &= 0 \end{aligned}$$

Si σ désigne le taux de croissance tel qu'il a été défini en (1.11), alors la solution est de la forme

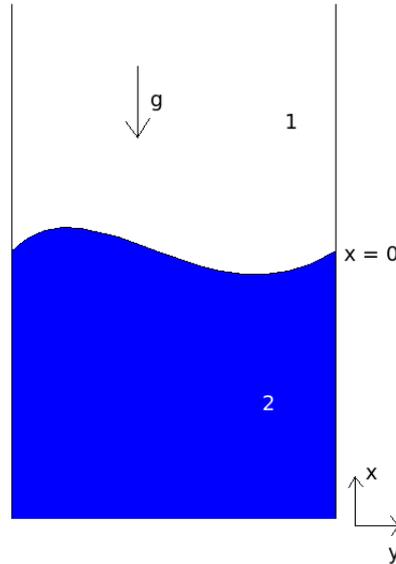


Figure 1.2 – Configuration "ondes de gravité" : fluide lourd infini (2) en-dessous d'un fluide plus léger (1)

$$\tilde{\eta}(y, t) = \frac{\eta_0(y)}{2} (\exp(i\sigma t) + \exp(-i\sigma t))$$

$$\tilde{\eta}(y, t) = \eta_0(y) \cos(\sigma t); \quad (1.13)$$

Remarque : Une autre manière d'écrire le cas des ondes de gravité aurait été de considérer un nombre d'Atwood A_t négatif, si au lieu de le définir comme à l'équation (1.1.1) en considérant les densités des fluides lourds et légers, il avait été question des densités des fluides du dessus et du dessous.

Cas d'une épaisseur finie de fluide

Jusqu'à maintenant l'épaisseur des fluides a été supposée infinie. Dans le cas d'une épaisseur finie du fluide lourd, des corrections sont à apporter au développement précédent. Dans cette configuration, on considère une épaisseur donnée de fluide lourd comprise entre deux milieux semi-infinis de fluides légers. On a alors deux surfaces libres de contact fluide lourd/fluide léger.

Ces deux interfaces sont de natures différentes. En effet l'interface supérieure, en $x = h$, est stable étant donné que le fluide lourd se trouve en dessous du fluide léger. Cependant cette interface va être déformée à cause des mouvements du fluide lourd dus à l'interface instable présente en $x = 0$.

A l'état initial, l'interface entre les milieux 2 et 3 est plane tandis que celle entre 1 et 2 est perturbée.

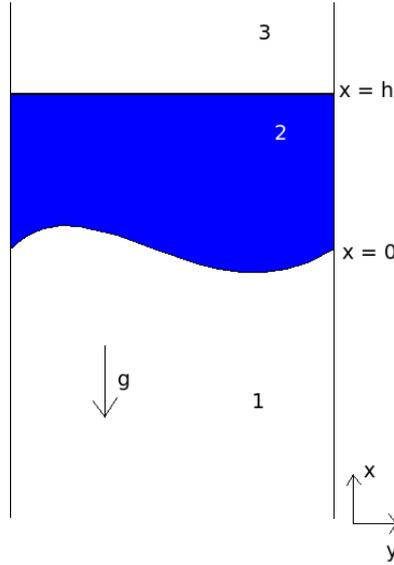


Figure 1.3 – Configuration épaisseur finie : fluide lourd (2) compris entre deux couches d'un fluide plus léger (1) et (3)

Mise en équations Il faut donc considérer les deux interfaces, celle entre les fluides 1 et 2 qui est instable et l'autre entre les fluides 2 et 3 qui est pour sa part stable. On a donc deux équations de Bernoulli, une pour chaque interface, et deux conditions cinématiques. Le fluide de densité ρ_2 est supposé entouré de vide, ainsi $\rho_1 = \rho_3 = 0$ et donc $A_t = 1$. Le nouveau système d'équation s'écrit donc en prenant en compte les deux interfaces :

$$\begin{aligned}
 \Delta\varphi &= 0 \\
 \rho_2 \left(\frac{\partial\varphi'_2}{\partial t} + \frac{v_2^2}{2} + gx \right) &= f(t) \quad \text{en } x = \eta_{1,2} \\
 \rho_2 \left(\frac{\partial\varphi'_2}{\partial t} + \frac{v_2^2}{2} + g(x-h) \right) &= g(t) \quad \text{en } x = \eta_{2,3} \\
 \frac{\partial\varphi}{\partial x} - \frac{\partial\eta_{1,2}}{\partial t} - \frac{\partial\eta_{1,2}}{\partial y} \frac{\partial\varphi}{\partial y} &= 0 \quad \text{en } x = \eta_{1,2} \\
 \frac{\partial\varphi}{\partial x} - \frac{\partial\eta_{2,3}}{\partial t} - \frac{\partial\eta_{2,3}}{\partial y} \frac{\partial\varphi}{\partial y} &= 0 \quad \text{en } x = \eta_{2,3}
 \end{aligned} \tag{1.14}$$

Étude de la réponse linéaire En reprenant les hypothèses de linéarisation effectuées dans les parties précédentes avec $\eta_{1,2} = 0 + \tilde{\eta}_{1,2}$ et $\eta_{2,3} = h + \tilde{\eta}_{2,3}$. Il vient :

$$\begin{aligned}
\frac{\partial^2 \tilde{\varphi}}{\partial^2 x} - k^2 \tilde{\varphi} &= 0 \\
\frac{\partial \tilde{\varphi}}{\partial t} + g\tilde{\eta}_{1,2} &= 0 \quad \text{en } x = \eta_{1,2} \\
\frac{\partial \tilde{\varphi}}{\partial t} + g\tilde{\eta}_{2,3} &= 0 \quad \text{en } x = \eta_{2,3} \\
\frac{\partial \tilde{\varphi}}{\partial x} - \frac{\partial \tilde{\eta}_{1,2}}{\partial t} &= 0 \quad \text{en } x = \eta_{1,2} \\
\frac{\partial \tilde{\varphi}}{\partial x} - \frac{\partial \tilde{\eta}_{2,3}}{\partial t} &= 0 \quad \text{en } x = \eta_{2,3}
\end{aligned} \tag{1.15}$$

Ce qui donne :

$$\tilde{\varphi} = A_+ \exp(kx) + A_- \exp(-kx)$$

En utilisant les conditions aux interfaces :

$$\begin{aligned}
kA_+ \exp(k\tilde{\eta}_{1,2}) - kA_- \exp(-k\tilde{\eta}_{1,2}) &= \frac{\partial \tilde{\eta}_{1,2}}{\partial t} \\
kA_+ \exp(k(h + \tilde{\eta}_{2,3})) - kA_- \exp(-k(h + \tilde{\eta}_{2,3})) &= \frac{\partial \tilde{\eta}_{2,3}}{\partial t}
\end{aligned}$$

Or $\tilde{\eta} \ll h$ donc $\exp(-k(h + \tilde{\eta})) \simeq \exp(-kh)$ d'où :

$$kA_+ - kA_- = \frac{\partial \tilde{\eta}_{1,2}}{\partial t} \tag{1.16}$$

$$kA_+ \exp(kh) - kA_- \exp(-kh) = \frac{\partial \tilde{\eta}_{2,3}}{\partial t} \tag{1.17}$$

La soustraction ((1.16) e^{-kh} - (1.17)) donne :

$$\begin{aligned}
kA_+(\exp(-kh) - \exp(kh)) &= \exp(-kh) \frac{\partial \tilde{\eta}_{1,2}}{\partial t} - \frac{\partial \tilde{\eta}_{2,3}}{\partial t} \\
\Leftrightarrow 2 \sinh(kh) kA_+ &= \frac{\partial \tilde{\eta}_{2,3}}{\partial t} - \exp(-kh) \frac{\partial \tilde{\eta}_{1,2}}{\partial t} \\
\Leftrightarrow A_+ &= \frac{1}{2k \sinh(kh)} \left(\frac{\partial \tilde{\eta}_{2,3}}{\partial t} - \exp(-kh) \frac{\partial \tilde{\eta}_{1,2}}{\partial t} \right)
\end{aligned}$$

De même ((1.16) e^{kh} - (1.17)) aboutit à :

$$A_- = \frac{1}{2k \sinh(kh)} \left(\frac{\partial \tilde{\eta}_{2,3}}{\partial t} - \exp(kh) \frac{\partial \tilde{\eta}_{1,2}}{\partial t} \right)$$

En réinjectant les expressions de A_- et A_+ dans celle de $\tilde{\varphi}$, il vient l'expression de $\tilde{\varphi}$ suivante :

$$\tilde{\varphi} = \frac{1}{2k \sinh(kh)} \left[\left(\frac{\partial \tilde{\eta}_{2,3}}{\partial t} - e^{-kh} \frac{\partial \tilde{\eta}_{1,2}}{\partial t} \right) \exp(kx) + \left(\frac{\partial \tilde{\eta}_{2,3}}{\partial t} - e^{kh} \frac{\partial \tilde{\eta}_{1,2}}{\partial t} \right) \exp(-kx) \right] \tag{1.18}$$

L'expression de $\tilde{\varphi}$ peut être réinjectée dans les équations de Bernoulli de chaque interface. Il vient alors le système d'équations couplées suivant :

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 \tilde{\eta}_{1,2}}{\partial t^2} &= kg \tanh(kh) \tilde{\eta}_{1,2} + \frac{1}{\cosh(kh)} \frac{\partial^2 \tilde{\eta}_{2,3}}{\partial t^2} \\ \frac{\partial^2 \tilde{\eta}_{2,3}}{\partial t^2} &= -kg \tanh(kh) \tilde{\eta}_{2,3} + \frac{1}{\cosh(kh)} \frac{\partial^2 \tilde{\eta}_{1,2}}{\partial t^2}\end{aligned}\quad (1.19)$$

Le couplage entre les deux interfaces, contenu dans le terme $\frac{1}{\cosh(kh)}$ est d'autant plus grand que l'épaisseur de fluide h est faible. Le cas semi-infini est retrouvé lorsque $kh \rightarrow \infty$. En effet dans ces conditions, $\tanh(kh) \rightarrow 1$ et $\frac{1}{\cosh(kh)} \rightarrow 0$ d'où :

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 \tilde{\eta}_{1,2}}{\partial t^2} &= kg \tilde{\eta}_{1,2} \\ \frac{\partial^2 \tilde{\eta}_{2,3}}{\partial t^2} &= -kg \tilde{\eta}_{2,3}\end{aligned}$$

Ce qui correspond bien à l'équation du cas classique (1.9) avec $A_t = 1$ pour l'interface entre les fluides 1 et 2. La deuxième interface est quant à elle stable, des ondes de gravité peuvent y apparaître.

Il s'agit maintenant de s'attarder à la résolution de ce système d'équations différentielles avec les bonnes conditions initiales . Le système (1.19) est équivalent à :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \tilde{\eta}_{1,2}}{\partial t^2} = \frac{kg}{\sinh(kh)} \left(\cosh(kh) \tilde{\eta}_{1,2} - \tilde{\eta}_{2,3} \right) \\ \frac{\partial^2 \tilde{\eta}_{2,3}}{\partial t^2} = \frac{kg}{\sinh(kh)} \left(-\cosh(kh) \tilde{\eta}_{2,3} + \tilde{\eta}_{1,2} \right) \end{cases}$$

Ce système s'écrit sous la forme matricielle suivante :

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial^2 \tilde{\eta}_{1,2}}{\partial t^2} \\ \frac{\partial^2 \tilde{\eta}_{2,3}}{\partial t^2} \end{pmatrix} = \frac{kg}{\sinh(kh)} \begin{pmatrix} \cosh(kh) & -1 \\ 1 & \cosh(kh) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{\eta}_{1,2} \\ \tilde{\eta}_{2,3} \end{pmatrix}\quad (1.20)$$

Soit M la matrice $\begin{pmatrix} \cosh(kh) & -1 \\ 1 & \cosh(kh) \end{pmatrix}$. En cherchant à diagonaliser M , il vient

$$\det(M) = 1 - \cosh(kh)^2 = -\sinh(kh)^2$$

M est donc diagonalisable, a pour valeurs propres $\sinh(kh)$ et $-\sinh(kh)$ et a pour vecteurs propres respectifs $\begin{pmatrix} \cosh(kh) - \sinh(kh) \\ 1 \end{pmatrix}$ et $\begin{pmatrix} \cosh(kh) + \sinh(kh) \\ 1 \end{pmatrix}$.

Le système (1.20) s'écrit donc sous la forme :

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial^2 \tilde{\eta}_{1,2}}{\partial t^2} \\ \frac{\partial^2 \tilde{\eta}_{2,3}}{\partial t^2} \end{pmatrix} = \frac{kg}{\sinh(kh)} \begin{pmatrix} -\sinh(kh) & 0 \\ 0 & \sinh(kh) \end{pmatrix} P^{-1} \begin{pmatrix} \tilde{\eta}_{1,2} \\ \tilde{\eta}_{2,3} \end{pmatrix}\quad (1.21)$$

avec P la matrice de passage dans la base des vecteurs propres et P^{-1} son inverse.

D'après le calcul des valeurs propres et des vecteurs propres, il vient :

$$P = \begin{pmatrix} \cosh(kh) - \sinh(kh) & \cosh(kh) + \sinh(kh) \\ 1 & 1 \end{pmatrix}$$

qui peut s'inverser pour obtenir :

$$P^{-1} = \frac{1}{2 \sinh(kh)} \begin{pmatrix} -1 & \cosh(kh) + \sinh(kh) \\ 1 & -\cosh(kh) + \sinh(kh) \end{pmatrix}$$

En multipliant l'équation (1.21) par P^{-1} à gauche, il vient :

$$P^{-1} \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 \tilde{\eta}_{1,2}}{\partial t^2} \\ \frac{\partial^2 \tilde{\eta}_{2,3}}{\partial t^2} \end{pmatrix} = \frac{kg}{\sinh(kh)} \begin{pmatrix} -\sinh(kh) & 0 \\ 0 & \sinh(kh) \end{pmatrix} P^{-1} \begin{pmatrix} \tilde{\eta}_{1,2} \\ \tilde{\eta}_{2,3} \end{pmatrix}$$

ce qui donne finalement :

$$\begin{aligned} -\frac{\partial^2 \tilde{\eta}_{1,2}}{\partial t^2} + (\cosh(kh) + \sinh(kh)) \frac{\partial^2 \tilde{\eta}_{2,3}}{\partial t^2} = \\ -kg [-\tilde{\eta}_{1,2} + (\cosh(kh) + \sinh(kh)) \tilde{\eta}_{2,3}] \\ \frac{\partial^2 \tilde{\eta}_{1,2}}{\partial t^2} + (-\cosh(kh) + \sinh(kh)) \frac{\partial^2 \tilde{\eta}_{2,3}}{\partial t^2} = \\ kg [\tilde{\eta}_{1,2} + (-\cosh(kh) + \sinh(kh)) \tilde{\eta}_{2,3}] \end{aligned} \quad (1.22)$$

Il s'agit de deux équations différentielles d'ordre 2 qui peuvent être résolues :

$$\begin{cases} -\tilde{\eta}_{1,2} + (\cosh(kh) + \sinh(kh)) \tilde{\eta}_{2,3} = C_1 \cos(\sqrt{kg} * t) + C_2 \sin(\sqrt{kg} * t) \\ \tilde{\eta}_{1,2} + (-\cosh(kh) + \sinh(kh)) \tilde{\eta}_{2,3} = A_1 \exp(\sqrt{kg} * t) + A_2 \exp(-\sqrt{kg} * t) \end{cases}$$

Les conditions initiales sont :

$$\left\{ \begin{array}{l} \tilde{\eta}_{1,2}(y, 0) = \eta_0(y) \\ \tilde{\eta}_{2,3}(y, 0) = 0 \\ \frac{\partial \tilde{\eta}_{1,2}}{\partial t} \Big|_{t=0} = 0 \\ \frac{\partial \tilde{\eta}_{2,3}}{\partial t} \Big|_{t=0} = 0 \end{array} \right.$$

Ce qui donne les valeurs des constantes suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} C_1 = \eta_0(y) \\ C_2 = 0 \\ A_1 = A_2 = \frac{\eta_0(y)}{2} \end{array} \right.$$

d'où il vient :

$$\begin{cases} -\tilde{\eta}_{1,2} + e^{kh} \tilde{\eta}_{2,3} = \eta_0(y) \cos(\sqrt{kg} * t) \\ \tilde{\eta}_{1,2} - e^{-kh} \tilde{\eta}_{2,3} = \eta_0(y) \cosh(\sqrt{kg} * t) \end{cases}$$

En réalisant l'addition et la soustraction de ces deux équations, il vient enfin :

$$\begin{aligned} \tilde{\eta}_{2,3}(y, t) &= \frac{\eta_0(y)}{2 \sinh(kh)} \left[\cosh(\sqrt{kg} t) - \cos(\sqrt{kg} t) \right] \\ \tilde{\eta}_{1,2}(y, t) &= \frac{\eta_0(y)}{2} \left[\left(1 + \frac{1}{\tanh(kh)} \right) \cosh(\sqrt{kg} t) + \left(1 - \frac{1}{\tanh(kh)} \right) \cos(\sqrt{kg} t) \right] \end{aligned} \quad (1.23)$$

Ainsi l'interface stable entre les fluides 1 et 2 subit une déformation qui grandit exponentiellement au cours du temps mais dont l'amplitude décroît de manière exponentielle en fonction de l'épaisseur h du fluide. Le cas classique de fluides semi-infinis est retrouvé lorsque $kh \rightarrow \infty$,

$$\begin{cases} \tilde{\eta}_{2,3}(y, t) \approx 0 \\ \tilde{\eta}_{1,2}(y, t) \approx \eta_0(y) \cosh(\sqrt{kg} t) \end{cases}$$

Dans le cas de l'interface entre deux fluides d'épaisseur finie, un fluide de densité ρ_+ d'épaisseur h_+ et un fluide de densité ρ_- d'épaisseur h_- , le taux de croissance σ est donné par [50] :

$$\sigma^2 = \frac{\rho_+ - \rho_-}{\rho_+ \coth kh_+ + \rho_- \coth kh_-} gk \quad (1.24)$$

Le cas classique se retrouve ici lorsque $kh_+, kh_- \rightarrow \infty$:

$$\sigma = \sqrt{A_t g k}$$

Effets stabilisants et relations de dispersion

Différents effets physiques négligés dans les cas précédents donnent un effet stabilisant à l'IRT, à savoir par exemple la tension superficielle ou encore la viscosité.

Tension superficielle

La tension superficielle concerne majoritairement les états liquides de la matière et s'écrit comme une différence de pression à l'interface entre les liquides :

$$p_+ - p_- = T \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)$$

avec p_+ et p_- les pressions de part et d'autre de l'interface, T (en N m^{-1}) le coefficient de tension superficielle qui dépend des fluides concernés et R_1 et R_2 les principaux rayons de courbure de l'interface. Dans ces conditions, le taux de croissance pour deux fluides d'épaisseur finie s'écrit :

$$\sigma^2 = \frac{(\rho_+ - \rho_-) g k - T k^3}{\rho_+ \coth kh_+ + \rho_- \coth kh_-} \quad (1.25)$$

Cette relation de dispersion illustre un effet stabilisant et l'apparition d'une longueur de coupure λ_c de valeur :

$$\lambda_c = 2\pi \left(\frac{T}{|g(\rho_+ - \rho_-)|} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.26)$$

Viscosité

L'effet de la viscosité nécessite de résoudre une équation différentielle d'ordre 4 pour obtenir une solution analytique du taux de croissance. Une bonne approximation du taux de croissance de l'IRT en régime visqueux (pour des fluides semi-infinis) est donnée par [41] :

$$\sigma = \sqrt{k g A_t + \tilde{\nu}^2 k^4} - \tilde{\nu} k^2 \quad (1.27)$$

avec la viscosité cinématique pondérée $\tilde{\nu}$ définie en fonction des densités ρ et des viscosités dynamiques ξ par :

$$\tilde{\nu} = \frac{\xi_- + \xi_+}{\rho_- + \rho_+}$$

Comparaison des relations de dispersion

Les effets des différentes hypothèses sont présentés sur les deux figures ci-dessous. Ces figures présentent les différentes relations de dispersion $\sigma = f(k)$ obtenues pour le cas classique avec des fluides infinis d'après l'équation (1.11), pour le cas de deux couches d'épaisseur finie d'un mètre d'après l'équation (1.24), pour le cas considérant la tension superficielle et les épaisseurs finies d'après l'équation (1.25) et enfin en considérant la viscosité d'après l'équation (1.27). Dans les deux cas, les valeurs des densités ρ , des viscosités ξ ou de la tension superficielle T sont issues de la littérature. La figure 1.4 présente le cas d'un volume d'eau sur une masse d'air à 50° Celsius. Il s'agit de constater premièrement que la viscosité n'a pas d'influence ici, en effet l'eau et l'air sont deux fluides très peu visqueux ($\xi_{eau} \sim 1.10^{-3}$ Pa.s et $\xi_{air} \sim 2.10^{-5}$ Pa.s) ce qui explique l'absence d'impact de la viscosité. L'épaisseur des couches de fluide joue un rôle et diminue le taux de croissance pour tous les nombres d'onde. Enfin la tension superficielle introduit une stabilisation comme attendu.

La figure 1.5 présente le cas d'une couche de miel sur une couche d'eau. Le miel étant plus dense que l'eau ($\rho_{miel} \sim 1.4$ g/cm³), cette interface est à nouveau instable au sens de l'IRT. Le miel ayant une viscosité élevée ($\xi_{miel} \sim 10$ Pa.s), l'effet de la viscosité est ainsi très bien illustré dans ce cas. La viscosité diminue le taux de croissance pour toutes les longueurs d'onde, mais ne stabilise aucun mode.

Dans le cadre de cette thèse, les expériences et études sont réalisées dans les régimes rencontrés en FCI, c'est à dire que les fluides considérés sont des plasmas et ne sont ainsi pas visqueux ni soumis à l'effet de la tension superficielle. Ainsi dans tout ce qui suit, la viscosité et la tension superficielle seront négligées. En revanche des longueurs d'onde de coupure sont également présentes dans les phénomènes étudiés. Ces phénomènes de coupure retranscrivent des effets de diffusion microscopique.

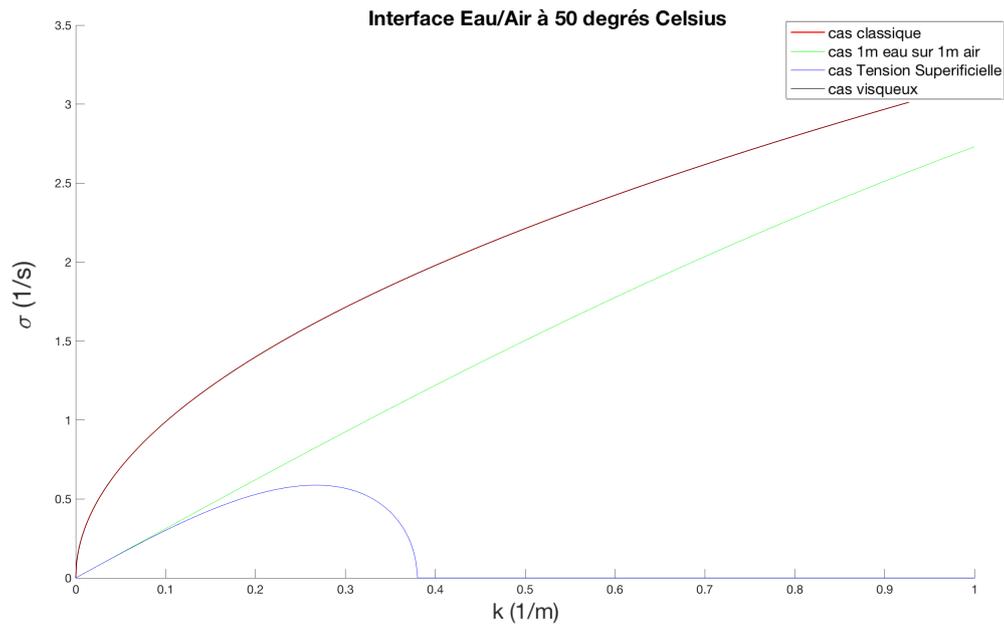


Figure 1.4 – Taux de croissance σ en fonction des hypothèses pour une interface eau/air instable au sens de l'IRT sous l'effet du champ de pesanteur terrestre à 50° Celsius.

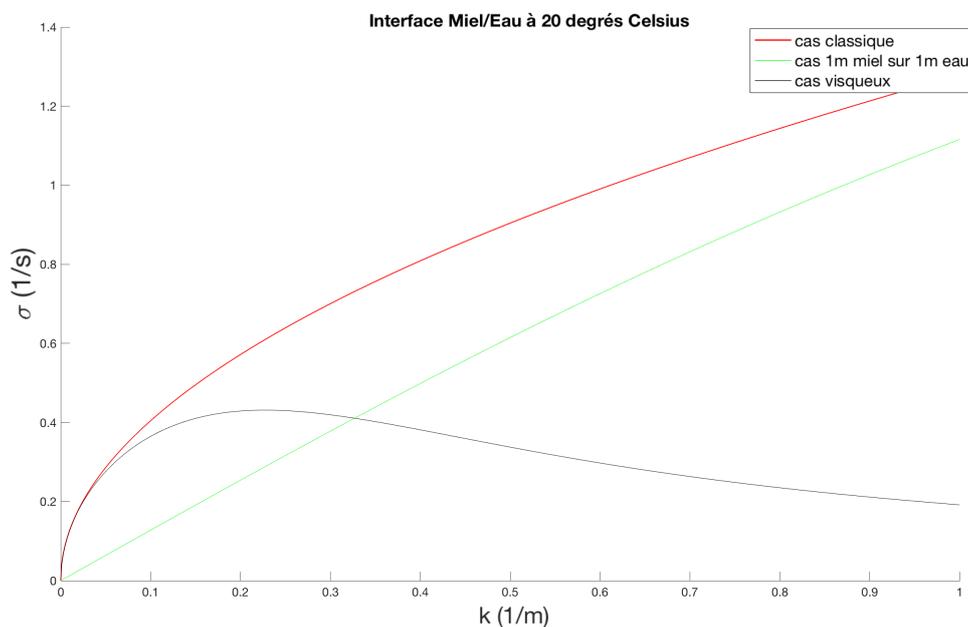


Figure 1.5 – Taux de croissance σ en fonction des hypothèses pour une interface miel/eau instable au sens de l'IRT sous l'effet du champ de pesanteur terrestre à 20° Celsius.

Régime faiblement Non Linéaire

Saturation et transition à la non-linéarité

Le régime linéaire de croissance exponentielle précédemment décrit est limité. En effet,

une fois que l'amplitude de la perturbation atteint environ $\eta_{sat} = 0.1\lambda$, la croissance de celle-ci cesse d'être exponentielle. On parle alors de régime non linéaire. L'étude de la croissance de l'amplitude de la perturbation, une fois qu'elle atteint cette saturation η_{sat} , a été réalisée par Layzer [51] et permet d'écrire une formule valable à la fois pour le régime linéaire et pour le régime faiblement non-linéaire :

$$\eta(t) = \eta_{sat} \left(1 + \log\left(\frac{\tilde{\eta}}{\eta_{sat}}\right) \right) \quad (1.28)$$

avec $\tilde{\eta}$ l'amplitude de la perturbation en régime linéaire, défini pour le cas général à l'équation (1.10).

Outre la croissance décrite précédemment, un phénomène de génération d'harmoniques apparaît avec en particulier l'influence des deuxième et troisième harmoniques sur le fondamental dans le cas d'une perturbation initiale monomode [52].

Aiguilles et Bulles

À des temps plus longs, quand l'amplitude de la perturbation est de l'ordre de sa longueur d'onde, on voit apparaître deux types de motifs le long de notre interface, qui perd sa symétrie :

- des aiguilles fines de fluide lourd qui plongent dans le fluide léger,
- des bulles larges de fluide léger.

Afin d'étudier la croissance des aiguilles, l'hypothèse est faite qu'au voisinage d'une aiguille, le fluide s'écoule uniquement sous l'action du champ de pesanteur et parallèlement à celui-ci. Il vient donc

$$\frac{\partial v_x}{\partial t} = g$$

Que l'on peut écrire sous la forme

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial t} = g$$

Ce qui donne en séparant les variables v_x et x

$$v_x dv_x = g dx$$

$$v_x = \sqrt{2gx}$$

Et donc en revenant à la position de l'aiguille

$$x_s = \frac{1}{2}gt^2 \quad (1.29)$$

Remarque : les constantes d'intégration sont négligées, aussi lorsque cette formule est utilisée, il est nécessaire de changer l'origine des temps et de mettre une position initiale.

Les maxima de la position de l'interface subissent pendant le régime linéaire une croissance

exponentielle, comme toute l'interface. Une fois le régime non-linéaire atteint, ces positions des maxima continuent de croître, mais leurs vitesses, qu'on appelle *vitesses de bulles* changent de comportement. L'étude de la vitesse des bulles a été réalisée pour la première fois dans les années 50 par Layzer avec $A_t = 1$ [51] puis ensuite généralisée aux autres valeurs du nombre d'Atwood [53]. Il apparaît que la vitesse de progression des bulles, que l'on notera v_b , atteint une valeur limite. En effet, asymptotiquement, la vitesse de bulle atteint la constante :

$$v_b = \sqrt{\frac{2A_t}{A_t + 1} \frac{g}{Ck}} \quad (1.30)$$

où la constante C dépend des dimensions [53]. La vitesse des bulles est plus faible que celle des aiguilles en raison de la conservation de la masse, les bulles plus larges ne peuvent pas progresser aussi vite que les aiguilles. La constante C tient compte du rapport de largeur entre bulles et aiguilles.

Cas d'une perturbation multimode

Jusqu'ici il a été uniquement question d'une perturbation monomode de longueur d'onde λ . L'étude de la croissance d'une perturbation monomode de la phase linéaire jusqu'à l'apparition de mélange et d'un régime turbulent est présentée dans la référence [54]. Dans le cas d'une perturbation multimode, d'autres phénomènes sont mis en jeu. Pour le régime linéaire, comme son nom l'indique, il suffit de superposer, c'est à dire de sommer, l'évolution des différents modes qui n'interagissent pas entre eux. En revanche, une fois le régime non linéaire atteint, les différents modes présents influent les uns sur les autres. L'étude du régime faiblement non-linéaire multimode a été réalisée par S.W Haan [55]. Chaque longueur d'onde présente dans le spectre multimode a une amplitude de saturation propre, donnée par $S(k) = \frac{2}{Lk^2}$ pour une perturbation 3D, avec L la dimension d'étude de l'échantillon et k le nombre d'onde associé à la perturbation. Les grandes longueurs d'onde sont donc celles qui saturent plus tard et dominent alors progressivement le mélange. Ensuite, les bulles entrent en compétition et vont fusionner, les plus grosses structures "avalant" les plus petites pour former des bulles encore plus imposantes. Un régime auto-semblable se met alors en place et permet de prédire l'évolution de la statistique de l'ensemble des structures [44, 56]. Lorsque l'amplitude de la perturbation est de l'ordre de sa longueur d'onde, on parle d'un régime fortement non-linéaire. Les bords des aiguilles peuvent être soumis à un cisaillement et une instabilité de Kelvin-Helmholtz se développe potentiellement [10, 11]. Il peut également arriver que les aiguilles se cassent et que l'instabilité de Kelvin-Helmholtz entraîne un mélange entre les deux fluides.

Régime fortement non-linéaire et nombre α

Le régime turbulent de l'instabilité de Rayleigh-Taylor a été simulé par Youngs [58]. Dans cette étude, il est montré que dans ces régimes fortement non-linéaires, les bulles de

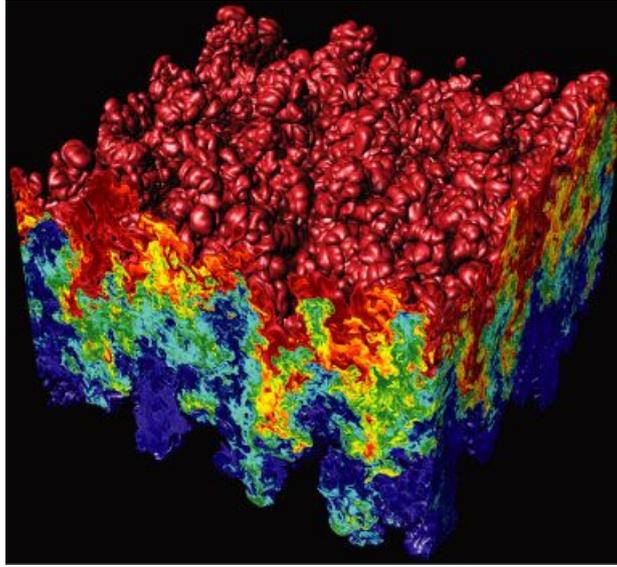


Figure 1.6 – Surface soumise à l’instabilité de Rayleigh-Taylor en régime turbulent [57].

fluide léger atteignent une vitesse asymptotique supérieure à celle prévue par Layzer pour un monomode. La hauteur des bulles h_b est alors donnée par :

$$h_b = \alpha A_t g t^2 \quad (1.31)$$

avec $\alpha \approx 0.04 - 0.05$ pour les différentes simulations 2D réalisées [43]. Cette formule correspond à la variation de la vitesse de bulle en gt^2 et est due à la fusion des bulles entre elles. Les données expérimentales 3D donnent : $\alpha \approx 0.063 - 0.077$. Depuis cet article, de nombreux travaux à la fois théoriques et expérimentaux ont été réalisés pour déterminer avec précision ce paramètre α .

Un groupe d’étude dénommé *Alpha-Group*, a ainsi créé une banque de valeurs de ce paramètre α pour différents codes de simulation [59]. Dans cette étude, il apparaît que les valeurs du nombre α pour des simulations 3D sont comprises entre $\alpha \approx 0.02 - 0.03$. Ces valeurs n’ont pourtant jamais été atteintes expérimentalement, les quelques mesures expérimentales publiées donnant toujours des valeurs du nombre α supérieures à 0.04 [43, 60]. Ainsi les valeurs données à α restent discutées entre simulations numériques, expériences et modèles [42, 61]. Il apparaît néanmoins que ces valeurs dépendent du nombre de Froude (Fr) défini dans l’équation (1.32).

$$Fr = \frac{v^2}{gL} \quad (1.32)$$

Ce nombre représente l’influence relative de l’énergie cinétique ($\frac{1}{2}mv^2$) comparée à l’énergie potentielle (mgL) avec m la masse, v la vitesse, g l’accélération de la pesanteur et L la longueur ou hauteur caractéristique du système.

1.1.2 L'instabilité de Richtmyer-Meshkov

L'instabilité de Richtmyer-Meshkov a été décrite par Richtmyer [6] et mesurée par Meshkov [7] au milieu du 20e siècle. Cette instabilité prend place lorsqu'un choc traverse l'interface perturbée entre deux milieux. Le choc, en traversant l'interface, applique un gradient de pression sur l'interface ce qui génère de la vorticité à l'interface (voir figure 1.7). La manière la plus simple de voir l'IRM est de la considérer comme un cas particulier de l'IRT pour laquelle l'accélération serait simplement une impulsion correspondant au passage du choc à travers l'interface [6, 41]. Contrairement à l'IRT, cette instabilité peut apparaître dans les deux sens, c'est-à-dire pour un choc se propageant du fluide léger vers le fluide lourd ou dans le sens opposé. L'IRM n'est rencontrée qu'à son stade linéaire, qui

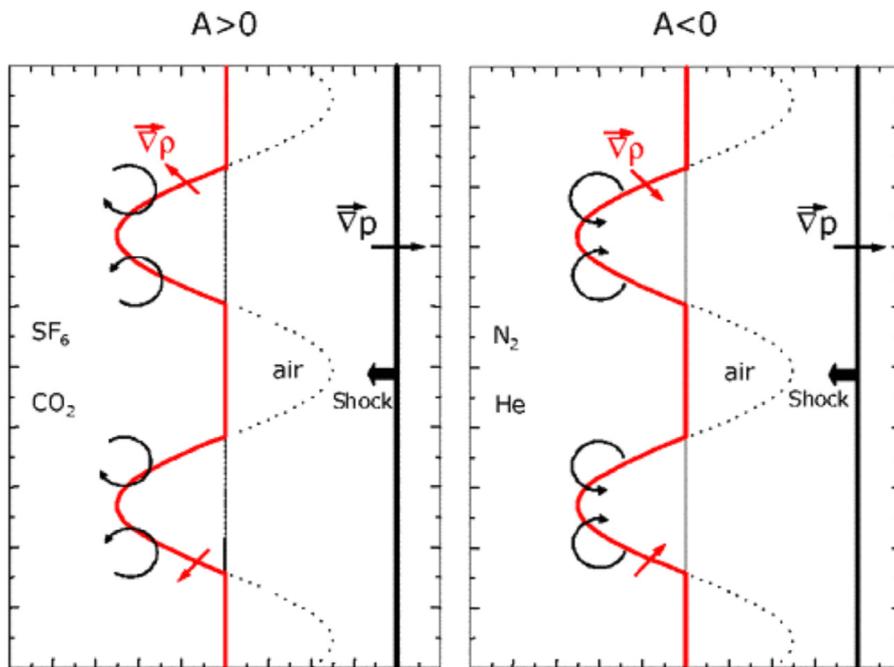


Figure 1.7 – Illustration de l'instabilité de Richtmyer-Meshkov [41].

plus est atténué par l'ablation, dans les travaux de cette thèse, étant toujours suivie de l'IRT dans les expériences réalisées. Ainsi seul le régime linéaire de l'IRM est présenté ici. En considérant une accélération impulsionnelle $g(t) = \Delta v \delta(t)$ avec $\delta(t)$ la fonction de Dirac et Δv la discontinuité de vitesse induite par le passage du choc à l'interface, il vient d'après l'équation (1.9) :

$$\frac{\partial^2 \tilde{\eta}}{\partial t^2} = \Delta v \delta(t) k A_t \tilde{\eta} \quad (1.33)$$

ce qui donne une croissance linéaire s'écrivant :

$$\tilde{\eta}(y, t) = \eta_0(y)(1 + \sigma t) \quad (1.34)$$

avec

$$\sigma = \Delta v k A_t \quad (1.35)$$

Ainsi l'instabilité de Richtmyer-Meshkov classique se traduit par une croissance linéaire des perturbations d'une interface traversée par un choc, quelle que soit la disposition des fluides. Tant que rien ne vient changer la dynamique après le passage du choc, cette croissance linéaire perdure.

1.2 Formation d'un front d'ablation en attaque directe

Pour bien comprendre comment et pourquoi l'IRT intervient dans les expériences de FCI, il est nécessaire de s'attarder sur les phénomènes physiques qui entrent en jeu. Afin de simplifier ce qui va suivre et en lien avec l'étude présentée dans cette thèse, il convient de considérer une plaque plane, typiquement de plastique (CH) comme les ablateurs des capsules. Dans les expériences de FCI, un flux laser (ou X pour l'attaque indirecte) irradie la cible. Dans le cadre de cette thèse, le laser incident a une longueur d'onde $\lambda_L = 351$ nm après conversion de fréquence de la longueur d'onde fondamentale de 1053 nm d'une impulsion laser amplifiée. Cette technologie est utilisée dans toutes les installations de laser de puissance que sont le LMJ, le NIF ou encore le laser OMEGA [48].

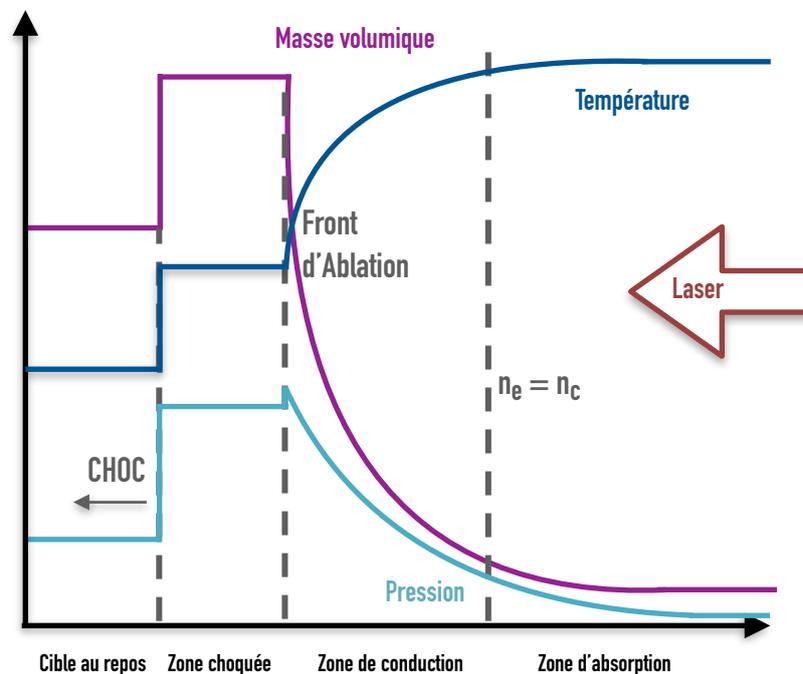


Figure 1.8 – Schéma qualitatif de l'interaction laser-plasma.

Zone d'absorption

Aux premiers instants, il n'existe pas encore de plasma, aussi il faut que les électrons de la bande de valence du plastique absorbent plusieurs photons provenant du flux laser pour amorcer la création d'un plasma et son expansion. Une fois celui-ci créé, les électrons du plasma oscillent dans le champ laser et se chauffent en collisionnant les ions. On parle ainsi d'*absorption collisionnelle* ou encore de *Bremstrahlung inverse*. Le dépôt de l'énergie laser se fait donc dans le plasma en amont de la cible en fonction de la densité électronique

n_e . L'absorption est maximale quand n_e atteint la densité critique définie par :

$$n_c = \frac{\pi m_e c^2}{e^2 \lambda_L^2} = \frac{1,1 \cdot 10^{21}}{\lambda_L^2 (\text{microns})} \text{ cm}^{-3} \quad (1.36)$$

avec $m_e = 9.109 \cdot 10^{-31}$ kg la masse de l'électron, $c = 299792458$ m s⁻¹ la vitesse de la lumière dans le vide, $e = 1.602 \cdot 10^{-19}$ C la charge électrique élémentaire et λ_L la longueur d'onde du laser en microns.

En effet à cette densité, la fréquence plasma électronique est égale à la fréquence laser. Pour $n_e > n_c$ le plasma est dit surcritique et réfléchit le laser.

Zone de conduction et front d'ablation

L'énergie déposée par le laser dans le plasma est alors transmise à la cible au-delà de la densité critique par le biais d'une onde thermique. Le pied de cette onde thermique est appelé *front d'ablation*. C'est ici que la matière de la cible est *ablatée*, c'est-à-dire chauffée, transformée en plasma et éjectée dans la direction du laser. Ainsi la cible perd de la masse au cours du temps. Cette perte de masse est quantifiée par le taux de masse ablatée \dot{m}_a (g.cm⁻².s⁻¹) qui peut être vu comme la caractéristique principale du phénomène d'ablation. De ce taux de masse ablatée on déduit la vitesse d'ablation V_a définie comme

$$V_a = \frac{\dot{m}_a}{\rho_a} \quad (1.37)$$

avec ρ_a la densité de la cible au front d'ablation. La matière ablatée s'expand de la cible sous forme d'un plasma et porte avec elle une quantité d'impulsion. Elle exerce alors une force sur la cible par *effet fusée*. C'est sous l'effet de cette force que se produit l'accélération de l'interface entre fluide dense (le front d'ablation où le matériau solide de la cible se transforme dans l'état de plasma) et le plasma en expansion. À cet endroit, l'instabilité de Rayleigh-Taylor entre en compte. Il est possible, en considérant un front d'ablation stationnaire en attaque directe, de poser des lois d'échelle pour les grandeurs physiques au front d'ablation telles que le taux de masse ablatée ou la pression au front d'ablation [62] :

$$\dot{m}_a = \left(\frac{\rho_c}{2}\right)^{\frac{2}{3}} I^{\frac{1}{3}} \quad (1.38)$$

$$P_a = \left(\frac{\rho_c}{2}\right)^{\frac{1}{3}} I^{\frac{2}{3}} \quad (1.39)$$

avec I l'intensité du laser et la densité massique critique $\rho_c = Am_n n_c / Z$, ce qui donne d'après l'équation (1.36) :

$$\rho_c = \frac{1.8A}{Z \lambda_L^2} \text{ mg/cm}^3 \quad (1.40)$$

et donc

$$\dot{m}_a = 0.93 \left(\frac{A}{Z}\right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{I}{\lambda_L^4}\right)^{\frac{1}{3}} \text{ g.s}^{-1} \text{ m}^{-2} \quad (1.41)$$

$$P_a = 0.97 \left(\frac{A}{Z}\right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{I}{\lambda_L}\right)^{\frac{2}{3}} \text{ Pa} \quad (1.42)$$

Dans ces trois formules, l'intensité laser est en W cm^{-2} et la longueur d'onde en microns. Le régime d'ablation stationnaire dans lequel ces lois d'échelle sont valables est atteint après quelques centaines de picosecondes ou quelques nanosecondes, le temps que la surface critique s'éloigne (linéairement) du front d'ablation. Pour des intensités laser plus fortes, de l'ordre de 10^{15} W/cm^2 , des électrons de haute énergie (plusieurs dizaines de keV), dits *électrons chauds* peuvent se propager plus loin que le front d'ablation et déposer de l'énergie dans le reste du matériau produisant le préchauffage de la cible.

Choc : formation et propagation

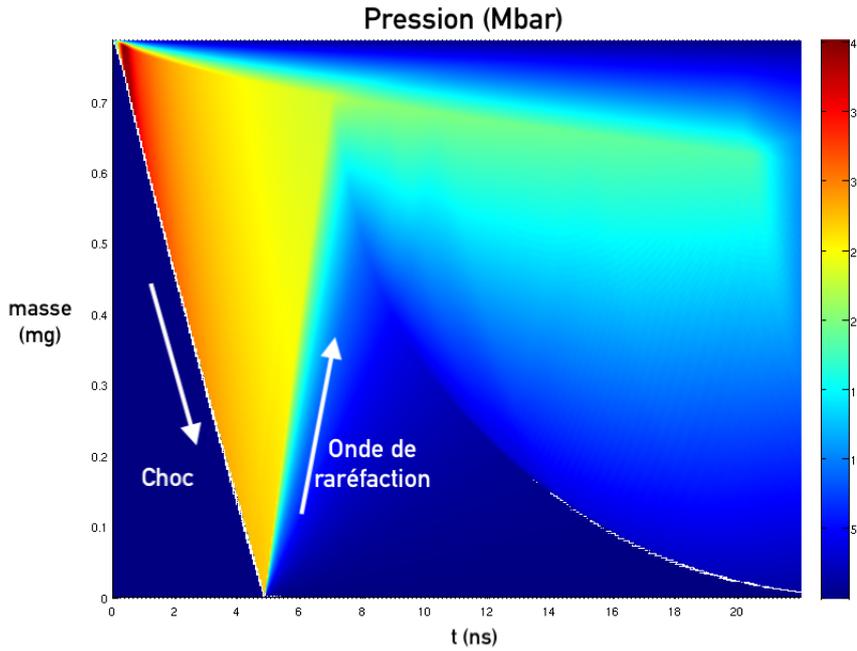


Figure 1.9 – Diagramme de marche issu d'une simulation numérique.

Du fait de la surpression au front d'ablation, la matière encore froide après ce front est poussée dans la direction de propagation du laser. Un choc se forme alors. La matière choquée est mise en mouvement à une vitesse donnée par les relations de Rankine-Hugoniot. Dans l'hypothèse d'un choc fort, il vient [50] :

$$u = 2\sqrt{\frac{P_a}{3\rho_0}} \quad (1.43)$$

avec P_a la pression d'ablation et ρ_0 la densité avant le passage du choc. Puisque P_a varie selon l'intensité laser à la puissance $\frac{2}{3}$, la vitesse du choc dépend de l'intensité laser à la puissance $\frac{1}{3}$, il faut donc multiplier par 8 l'intensité laser pour doubler la vitesse du choc. Des équations de Rankine-Hugoniot, on obtient également la densité et la pression de la matière choquée. Dans le cas des chocs forts qui sont étudiés dans cette thèse, la matière est comprimée d'un facteur 4 : $\rho_s = 4\rho_0$.

Un choc, tout comme le front d'ablation, est instable au sens de l'instabilité de Richtmyer-Meshkov. Pour le cas des plaques planes étudiées dans cette thèse, lorsque le choc arrive sur la face arrière du matériau, il débouche dans le vide et la matière se détend à l'arrière de la plaque. Ainsi la densité chute, ce qui entraîne une chute de la densité dans la matière en amont : une onde de raréfaction remonte de la face arrière vers le front d'ablation. La propagation de ces ondes de choc et de raréfaction est visible sur le diagramme de marche représenté sur la figure 1.9. Lorsque cette onde rejoint le front d'ablation, toute la cible est accélérée. C'est à ce moment-là que le front d'ablation devient instable au sens de Rayleigh-Taylor et que l'IRT se développe à la suite de l'IRM. Il convient donc de présenter l'effet de l'ablation qui va stabiliser les instabilités hydrodynamiques (IRM et IRT) présentées précédemment.

1.3 l'IRM ablative

1.3.1 Théorie de l'IRM ablative

Alors que dans le cas classique l'instabilité de Richtmyer-Meshkov entraîne une croissance linéaire de la perturbation, dans le cas de l'IRM au front d'ablation, il s'agit en réalité d'oscillations amorties. Ainsi, sur un temps suffisamment long, toute perturbation est amenée à disparaître ; le terme d'instabilité est donc en réalité impropre bien que très majoritairement utilisé. Cependant dans les expériences de FCI ou plus généralement dans le cadre des expériences sur les instabilités hydrodynamiques par laser, la phase RM est limitée en temps comme écrit précédemment. Il se peut même que l'amplitude en fin de phase RM soit supérieure à l'amplitude initiale, ou alors qu'une inversion de la vitesse de l'interface se soit produite dans les oscillations.

Aux premiers instants des expériences, les éventuels défauts du laser s'impriment sur la cible. L'équation (1.44) permet de bien appréhender le phénomène d'empreinte laser et la physique des instabilités RM et RT sur l'évolution de l'amplitude η de la perturbation induite par le laser avec le temps [63] :

$$d_t^2 \eta + 4kV_a d_t \eta + k^2 V_{bl} V_a \eta = \frac{2}{5} k \frac{\delta I}{I} c_s^2 e^{-kD_c} + \frac{1}{\sqrt{5}} \frac{\delta I}{I} d_t (c_s e^{-kD_c}) \quad (1.44)$$

où k est le nombre d'onde de la modulation étudiée, $V_{bl} = V_a/2kL_0$ la vitesse de l'expansion "blow-off", L_0 la longueur du gradient de densité au front d'ablation, c_s la vitesse acoustique, D_c la longueur de la zone de conduction (distance entre la densité critique et le front d'ablation) et $\delta I/I$ la modulation relative d'intensité laser.

Il convient de regarder plus en détail les termes de cette équation. A droite, les membres sont proportionnels à $\delta I/I$, c'est-à-dire qu'en l'absence de modulation d'intensité laser, l'IRM n'est pas excitée. Un autre facteur commun à ces membres est le terme e^{-kD_c} , il tient compte de l'amortissement des modulations de pression laser par le transport de chaleur entre la zone de dépôt de l'énergie laser et la zone d'ablation. En effet les défauts du laser sont d'autant plus lissés que la zone de conduction est grande. La longueur D_c

de la zone de conduction peut s'écrire $D_c = V_c t$ dans les premiers instants [64], ainsi un temps de découplage $t_D = 1/kV_c$ apparaît, temps à partir duquel le laser et le front d'ablation sont "décorrélés". Ici V_c est la vitesse de la densité critique où l'absorption laser se produit. Au-delà de t_D le front d'ablation ne ressent plus les défauts du laser. Avant ce temps, il y a une compétition entre les perturbations initiales de l'échantillon (rugosité, défauts...) et les inhomogénéités de la tache laser.

Concernant les membres de gauche de l'équation (1.44), le terme $k^2 V_{bl} V_a \eta$ est qualifié de surpression dynamique ("*dynamic overpressure*") ; il est dû à la pression dynamique créée par l'écoulement plasma à travers le front d'ablation d'épaisseur L_0 . Ce terme tend à diminuer la perturbation créée par le laser : d'un coté les pics de la perturbation progressent dans le plasma chaud de la couronne, tandis que les creux s'enfoncent dans le matériau dense et "froid". Au niveau des pics, l'expansion du plasma qui dépend du flux de chaleur sera plus grande que dans les creux (le front d'ablation porteur de la perturbation étant isotherme). Le plasma repousse donc les pics par effet fusée, ce qui a tendance à rappeler les pics, tel un ressort, vers les creux. Une oscillation du front d'ablation apparaît, de pulsation [65] :

$$\omega = k \sqrt{V_a V_{bl}} \quad (1.45)$$

L'autre terme $4kV_a d_t \eta$, est appelé *fire polishing* [64]. Ce terme peut être vu comme un amortissement des oscillations précédemment décrites, lié à une plus grande vitesse d'ablation dans les pics de la perturbation que dans les creux [65].

Cette équation permet de prendre en compte l'empreinte laser mais n'est pas la plus précise pour décrire à proprement parler l'instabilité de Richtmyer-Meshkov ablative. En effet, le choc étant perturbé tout comme le front d'ablation (que ce soit à cause des modulations de l'intensité laser ou au passage du choc par la surface initialement perturbée), le front de choc n'est pas perpendiculaire à sa direction de propagation ce qui entraîne une vitesse non uniforme dans la matière à l'intérieur de laquelle se propage le front d'ablation. Une convection due à la vorticité apparaît [65]. La résolution de l'équation en l'absence d'empreinte laser permet de suivre le développement de l'IRM ablative libre [66] :

$$\begin{aligned} \frac{\eta}{\eta_0} \simeq & N_1 (1 + \Upsilon) \left[\int_0^{kc_1 t} d\xi \int_0^\xi d\xi' J_0(\xi') + J_0(kc_1 t) - kc_1 t \right] \\ & - 4N_1 \Upsilon \frac{J_1(kc_1 t)}{kc_1 t} + e^{-2kV_a t} (\alpha_0 \cos \omega t + \beta_0 \sin \omega t) + \eta_v(t) \end{aligned} \quad (1.46)$$

où J_0 et J_1 représentent les fonctions de Bessel définies pour tout n par :

$$J_n(x) = \sum_{p=0}^{\infty} \frac{(-1)^p}{p!(n+p)!} \left(\frac{x}{2}\right)^{2p+n}$$

et les autres termes sont définis par :

$$N_1 = -4 \frac{M_1^4 R(R-1)}{M_1^2(4R+1) - 1}$$

$$\begin{aligned}\Upsilon &= \frac{(1 - M_1^2)(1 + 3M_s^{-2})}{(3 + M_1^2)(1 + M_s^{-2}) + 2(1 + 3M_1^2)} \\ \alpha_0 &\simeq 1 + N_1(1 + 3\Upsilon) - \eta_v(0) \\ \beta_0 &\simeq -N_1 \frac{(1 + \Upsilon c_1)}{\sqrt{V_a V_{bl}}} + \sqrt{\frac{V_a}{V_{bl}}} \left[\frac{\eta'_0}{kV_a \eta_0} + 2 + 2N_1(1 + 3\Upsilon) - 3\eta_v(0) \right] \\ \eta_v &\simeq -N_1 \frac{c_1}{V_{bl}} \frac{1 - M_s^{-2}}{1 - M_1^2} M_1(R - 1) e^{kV_a t} \int_{\infty}^{\frac{kV_a t}{|\sinh \theta_s|}} d\eta e^{-\eta |\sinh \theta_s|} \left[J_1(\eta) + \Upsilon \frac{M_1^2 + 3}{1 - M_1^2} J_3(\eta) \right]\end{aligned}$$

avec les conditions initiales :

$$\begin{aligned}\eta_v(0) &\simeq N_1 \frac{c_1}{V_{bl}} \frac{1 - M_s^{-2}}{1 + M_1} M_1(R - 1) \left[1 + \Upsilon \frac{M_1^2 + 3}{(1 + M_1^2)} \right] \\ \eta_v(0)' &= -kV_a \eta_0 \left[\frac{R + 1}{2} + \frac{R - 1}{2M_s^2} + \frac{1 + M_s^{-2}}{2M_1} \left(\frac{V_{bl}}{c_1} - \frac{N_1 c_1}{2V_{bl}} \right) \right]\end{aligned}$$

avec $R = \rho_1/\rho_0$ où ρ_0 et ρ_1 désignent respectivement les densités avant le choc et celle de la matière choquée ; $M_s = U_s/c_0$ le nombre de Mach du choc, c'est à dire le rapport entre la vitesse du choc U_s et la vitesse du son dans le matériau au repos c_0 ; $M_1 = U_1^s/c_1$ est le nombre de Mach dans l'écoulement comprimé, défini comme le rapport de la vitesse du choc dans le référentiel se déplaçant avec la matière choquée divisée par la vitesse du son dans le matériau choqué c_1 .

Deux équations décrivant la phase RM sont ainsi disponibles : l'équation différentielle (1.44) qui décrit le cas général et l'équation (1.46) qui donne la solution en l'absence d'empreinte laser. Ainsi dans le cadre de cette thèse, l'équation différentielle (1.44) sera résolue jusqu'au temps de découplage t_D pour obtenir la perturbation en amplitude résultant du phénomène d'empreinte laser (dans le cas de perturbation préimposée, l'équation différentielle ne sera pas utilisée). Ensuite l'équation (1.46) sera utilisée pour suivre la croissance ou les oscillations des perturbations jusqu'à la fin de phase RM et le début de la phase RT.

Dans l'utilisation de ces équations, la vitesse d'ablation V_a , la longueur de la zone de couplage D_c , la vitesse acoustique c_s , la longueur de gradient L_0 , et la vitesse du choc U_s ainsi que les pressions et densités sont extraites des simulations numériques réalisées. La variation relative d'intensité laser amenant à l'empreinte laser est mesurée en utilisant des images expérimentales à bas flux des faisceaux, en faisant l'hypothèse que cette variation relative dépendant de la longueur d'onde est conservée lors de l'amplification laser [67]. Les autres grandeurs sont alors calculées à partir de ces valeurs.

1.3.2 Études expérimentales associées

Les premières mesures expérimentales de la dynamique d'un choc perturbé en physique des plasmas ont été réalisées par Endo et al. [68] en 1995 et modélisées par Matsui et al. [69]. L'IRM ablative, quant à elle, a été mesurée pour la première fois en 2001 dans

une plaque plane de plastique irradiée par le laser KrF Nike [70]. La perturbation initiale de 1 μm d'amplitude et de longueur d'onde $\lambda = 30 \mu\text{m}$ est irradiée à une intensité $I = 4.5 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$ pendant 4 ns. L'amplitude de la perturbation croît pendant 2 ns avant de diminuer puis de recroître avec l'arrivée de la phase RT. Cette diminution a été la première mesure d'une oscillation due à l'IRM. Les auteurs ont continué cette étude avec différentes longueurs d'onde et épaisseurs de plaque plane de plastique [71] afin de servir de base de référence aux codes de simulations. En effet la phase RM étant très sensible à la longueur de conduction thermique, la comparaison entre codes numériques et expériences est un très bon révélateur pour vérifier la précision des codes et en particulier le traitement du flux thermique [72]. Des études sur des cibles composées d'une partie solide et d'une partie mousse ont ensuite été réalisées [73, 74], l'objectif étant de mesurer l'effet de la phase RM dans le cas d'une plaque accélérée et avec la présence d'une onde de raréfaction pour reproduire les conditions expérimentales de la FCI. Les dernières études de cette équipe ont montré la possibilité d'obtenir de nombreuses oscillations et inversions de phase de la perturbation [75, 76]. L'effet de la phase RM sur une perturbation induite par empreinte laser a été étudié sur le laser OMEGA [77] et a permis de suivre et simuler avec précision les inversions de phase. Par ailleurs, il a été démontré que l'impact de l'empreinte laser en attaque directe peut être réduit par l'utilisation de mousses sous-denses [78]. Concernant l'attaque indirecte, des expériences ont été réalisées sur OMEGA avec des défauts ponctuels de type "bump" [79]. L'étude de l'effet des premiers instants de l'IRM lors des expériences d'implosion sur le NIF durant la croissance des instabilités a été réalisée et comparée aux simulations numériques par Peterson et al. [80]. Dans le cas de l'attaque indirecte, les oscillations ou la décroissance de la perturbation seraient pilotées davantage par la vorticité que par la surpression dynamique de l'attaque directe. Cela entraîne des oscillations plus lentes (d'un facteur 7)    cas semblables entre attaque indirecte et attaque directe [81].

1.4 l'IRT ablative

1.4.1 Théorie de l'IRT ablative

Le dépôt de l'énergie laser se manifeste par l'introduction d'un terme de flux de chaleur dans l'équation de conservation de l'énergie. Le bilan de masse et le bilan de la quantité de mouvement restent inchangés, alors que le bilan d'énergie s'écrit maintenant (en notation classique) :

$$\frac{\partial \rho(U + v^2/2)}{\partial t} + \nabla [(\rho(U + v^2/2) + P)\vec{v}] + \vec{Q} = \rho \vec{g} \vec{v} \quad (1.47)$$

avec \vec{Q} le flux de chaleur. L'étude du système dans le régime des petites variations et avec l'hypothèse d'un écoulement du front d'ablation quasi-isobare et subsonique a été effectuée par H. Takabe et al. [33]. Ainsi le célèbre taux de croissance de l'IRT ablative

de Takabe a été obtenu empiriquement suite à de nombreuses simulations numériques :

$$\gamma(k) = \theta\sqrt{kg} - \beta kV_a \quad (1.48)$$

avec θ et β des paramètres ajustables sans dimension. La résolution numérique des équations donne $\theta \approx 0.9$ et $\beta \approx 3 - 4$ selon les matériaux et l'écoulement [33]. Ainsi un phénomène de stabilisation apparaît dû à l'ablation [82]. De nombreuses études [35, 83–86] ont été menées pour tenter d'améliorer cette formule du taux de croissance sous diverses hypothèses, en particulier selon la valeur du nombre de Froude $Fr = V_a^2/gL_0$ avec L_0 l'épaisseur du front d'ablation. Une solution générale a ensuite été apportée par R.Betti et V.N.Goncharov [87] :

$$\gamma = \sqrt{\hat{A}_t k g + \delta^2 k^4 L_0^2 V_a^2 + \left(\omega^2 - \frac{1}{\xi_l}\right) k^2 V_a^2 - \delta k^2 L_0 V_a - \hat{\beta} k V_a} \quad (1.49)$$

avec :

$$\begin{aligned} \hat{A}_t &= \frac{\xi_h - \xi_l}{\xi_h + \xi_l} \\ \xi_h &= (1 + K_1 e^{-K_3/\epsilon})^{-1} \\ \xi_l &= \mu_0 \left(\frac{1}{\epsilon} + K_2\right)^{-1/\nu} \\ \epsilon &= kL_0 \\ \hat{\beta} &= \omega \frac{1 + T_1 \epsilon}{1 + T_2 \epsilon} \\ T_1 &= \frac{\beta_0 - \beta_1}{\beta_2 \beta_0} \\ T_2 &= \frac{\beta_0 - \beta_1}{\beta_2 \beta_1} \\ \omega &= \beta_0 \frac{1 + (1 + \hat{A}_t)/\beta_0 \sinh(Fr)}{1 + \sinh(Fr)} \\ \beta_0 &= \frac{\Gamma(1 + 2/(\nu + 0.1/\nu^4))}{\Gamma^2(1 + 1/\nu^4)} \\ \beta_1 &= \frac{1}{\xi_0 \sqrt{5}} \\ \beta_2 &= B + \frac{\beta_0^2 + \beta_1^2}{2\delta\beta_1} - \frac{1 + K_1}{2\delta\beta_1} \\ \delta &= \frac{1}{2\Upsilon} \left[K_1 A + \frac{1}{\nu K_2} + \sqrt{\left(\frac{1}{\nu K_2} + K_1 A\right)^2 - 4K_1 \beta_1 \Upsilon - \frac{1 + K_1 \nu}{\nu^2 K_2^2}} \right] \\ \Upsilon &= \frac{25}{8} \frac{\xi_0^{2\nu+1}}{2\nu + 3} \\ K_1 &= \frac{1}{\xi_0} - 1 \\ K_2 &= [(1 + K_1)\nu_0]^\nu \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
K_3 &= \frac{1 + K_1}{K_1} \left(2\delta\Upsilon - \frac{1}{\nu K_2} \right) \\
\mu_0 &= \frac{(2/\nu)^{1/\nu}}{\Gamma(1 + \frac{1}{\nu})} + \frac{0.12}{\nu^2} \\
\xi_0 &= \frac{2\nu + 2}{2\nu + 3} \\
A &= \frac{\sqrt{5}}{4} \frac{\xi_0^{\nu-1}}{(2\nu + 3)^2} \left[\sqrt{\frac{2}{5}} \xi_0 (12\nu^2 + 25\nu + 18) + \frac{\nu + 2}{2\nu + 3} (8\nu^2 + 20\nu + 17) \right] \\
B &= \frac{\sqrt{5}}{4} \frac{\xi_0^{\nu-1}}{(2\nu + 3)^2} \left[\sqrt{\frac{2}{5}} \xi_0 (8\nu^2 + 25\nu + 12) - \frac{8\nu^3 + 16\nu^2 + 7\nu + 4}{2\nu + 3} \right]
\end{aligned}$$

L_0 correspond à la longueur caractéristique du front d'ablation, $Fr = V_a^2/gL_0$ le nombre de Froude, ν est l'indice puissance pour la conduction thermique et Γ représente la fonction définie par :

$$\Gamma(z) = \int_0^\infty x^{z-1} e^{-x} dx$$

L'équation (1.49) est valable quels que soient les régimes et notamment pour des petits ou grands nombres de Froude. Cependant en pratique, deux formules simplifiées sont mises en avant sous la forme proposée par Takabe et al. [33] :

$$\gamma_1 = \theta_1(Fr, \nu) \sqrt{gk} - \beta_1(Fr, \nu) kV_a \quad (1.50)$$

$$\gamma_2 = \theta_2(Fr, \nu) \sqrt{\frac{gk}{1 + kL_m}} - \beta_2(Fr, \nu) kV_a \quad (1.51)$$

avec $L_m = L_0(\nu + 1)^{\nu+1}/\nu^\nu$ la longueur minimale du gradient de densité, dépendant de L_0 l'épaisseur du front d'ablation et de ν l'indice de conduction thermique, θ et β des fonctions du nombre de Froude et de ν . L'équation (1.50) est ainsi particulièrement adaptée pour de grands nombres de Froude alors que l'équation (1.51) est utilisée pour de petits Fr . Cette équation servira par la suite dans nos études. On retrouve dans ces expressions la formule empirique (1.48) obtenue par Takabe dans les années 80. Des valeurs pour les coefficients θ et β des équations (1.50) et (1.51) sont également disponibles pour des matériaux de référence et des intensités laser données [87].

1.4.2 Études associées

De nombreuses études sur l'instabilité de Rayleigh-Taylor ablative ont été réalisées pour confirmer les modèles de croissance linéaire et également étudier le comportement aux temps plus longs dans les régimes non-linéaires de l'instabilité. Des études de l'IRT en attaque directe sur différentes gammes d'intensités laser ont été réalisées sur le laser OMEGA et comparées aux simulations numériques [37]. Cette étude avait pour but initial de tester la physique des codes de simulation. Il a été montré qu'au-delà d'une intensité laser de 10^{15} W/cm² les perturbations étaient nettement plus stabilisées. Les simulations

numériques basées sur le transport thermique local porté par les électrons se trouvaient en difficulté à ces fortes intensités, le dépôt d'énergie par les électrons chauds de plus de 60 keV ayant été identifié comme source supplémentaire de la stabilisation.

Plus récemment, suite à l'échec de la campagne NIC, des mesures de croissance de perturbation en régime FCI en attaque indirecte ont ainsi été réalisées sur le NIF [88] ainsi que la croissance de la perturbation à l'interface ablateur-combustible sur des expériences d'implosion [89]. Ces expériences sont ainsi les premières mesures des instabilités hydrodynamiques à de telles énergies (MJ) et ont démontré les bons comportements des simulations numériques associées pour ces régimes de perturbations préimposées.

Une fois la phase linéaire passée (c'est-à-dire une fois atteinte la saturation de Haan [55] présentée précédemment), la croissance d'une perturbation monomode passe comme dans le cas classique par une phase de génération d'harmoniques plus élevées ; tandis que pour le cas d'un régime multimode un couplage de modes entre en jeu dans la phase faiblement non-linéaire. Remington et al. ont ainsi conduit une série d'expériences dans les années 1990 sur le laser Nova pour mettre en évidence expérimentalement cette transition à la non-linéarité [34]. Une fois le régime non-linéaire atteint, les structures de bulles et d'aiguilles se forment. La vitesse de propagation de ces structures donnée par les équations (1.30) et (1.29) est corrigée par l'ablation en comparaison du cas classique [39, 56].

Le régime fortement non-linéaire multimode est caractérisé par la coalescence et la compétition des bulles formées. Les plus grosses structures dominent cette phase, en avalant les plus petites structures ou en naissant de la fusion de bulles plus petites. Aux temps les plus longs, seules les grandes structures perdurent, que ce soit en 2D [56] ou en 3D [44]. Un régime auto-semblable est alors identifié pour prédire le déplacement dans l'espace de Fourier des spectres vers les basses fréquences [44]. Des études expérimentales de ces régimes fortement non-linéaires ont ainsi été réalisées en attaque directe sur le laser OMEGA dans le cadre de perturbations 3D induites par l'empreinte des défauts du laser [45] ou en attaque indirecte sur le NIF pour des perturbations initiales 2D préimposées [90, 91].

La seule mesure du paramètre α de croissance des bulles dans le régime fortement non-linéaire défini à l'équation (1.31) pour le cas ablatif a été réalisée par V. Smalyuk et al. en 2005 [45]. Dans cet article, les auteurs concluent à une invariance du paramètre α selon la condition initiale (obtenue selon différents lissages du faisceau laser). Cependant cette étude présente les limites dues au laser OMEGA, à savoir que la distance parcourue est de l'ordre de la centaine de microns, or la mesure α est d'autant plus précise que la distance parcourue et donc les bulles sont grandes. De plus la zone d'étude était un carré de 333 microns de côté, ce qui limite le nombre de structures visibles et donc la précision de la mesure. Ainsi cette thèse vise à obtenir de nouvelles mesures expérimentales de ce paramètre α .

1.4.3 Effets de l'ablation

Durant la phase linéaire, l'ablation a donc un rôle stabilisateur. La formulation empirique du taux de croissance de Takabe (1.48) est ainsi comparée à la valeur classique du taux de croissance (1.11) sur la figure 1.10. Sur cette figure, une cible de 20 μm de

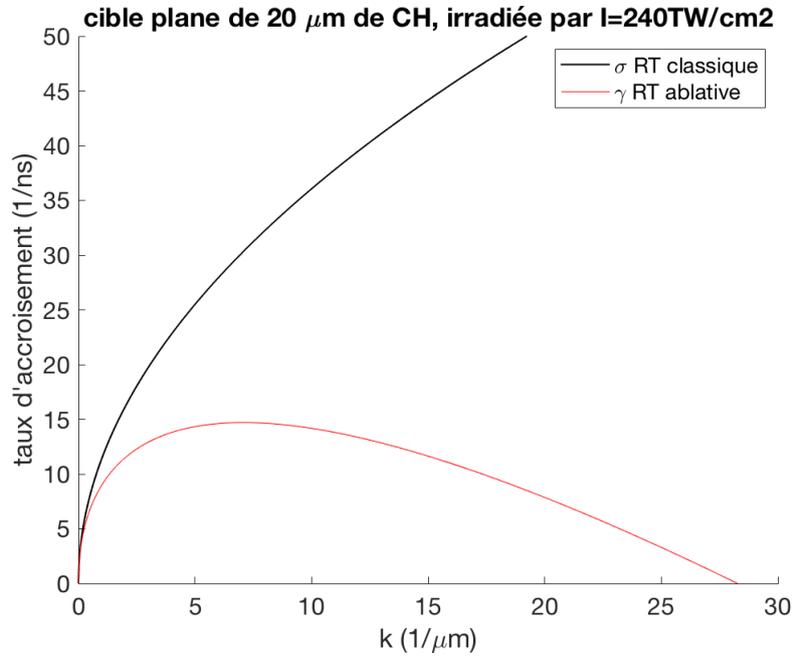


Figure 1.10 – Comparaison des taux de croissance de l'IRT classique et de l'IRT ablative

plastique (CH) est irradiée par une intensité de 240 TW/cm^2 . Le nombre d'Atwood est pris égal à 1 (le front d'ablation est au contact avec le plasma en expansion dont la densité est ici négligée devant celle de la cible). Les valeurs des paramètres $g = 130 \mu\text{m ns}^{-1}$, $V_a = 1.3 \mu\text{m ns}^{-1}$ et les constantes $\theta = 0.97$ et $\beta = 1.6$ sont issues de l'article de Betti et Goncharov [87]. Ainsi, la prise en compte de l'ablation donne un taux de croissance nettement plus faible, qui présente une coupure pour $k = 28 \mu\text{m}^{-1}$ et un maximum pour $k = 7 \mu\text{m}^{-1}$, contrairement au cas classique qui donne un taux de croissance toujours plus grand en fonction de k . Ainsi une sélection de mode opère pendant la phase linéaire de l'IRT ablative, les modes pour lequel le taux de croissance γ est maximal seront sélectionnés parmi des perturbations multimodes.

Durant la phase non-linéaire, il a été vu que l'IRT ablative présentait, comme l'IRT classique, une saturation. L'amplitude de saturation étant d'autant plus grande que la longueur d'onde de la perturbation l'est également. Cependant l'ablation ayant sélectionné les petits nombres d'onde durant la phase linéaire, ce sont ces grandes perturbations qui vont continuer de dominer. Ainsi aux temps les plus longs, l'IRT ablative sera dominée par la plus grande structure possible, alors que dans le cas de l'IRT classique, la croissance des petites structures aboutit en général à une instabilité de Kelvin-Helmholtz et à l'apparition d'un régime turbulent.

1.5 Méthodologie de cette thèse

L'étude des instabilités hydrodynamiques, en particulier au stade non-linéaire, présente de nombreux défis. En effet, la non-linéarité apparaît lorsque l'amplitude atteint 10% de la longueur d'onde [55] et est décrite jusqu'à des amplitudes de la taille de la longueur d'onde des structures. Pour décrire ces régimes sur plusieurs longueurs d'onde et avec une résolution suffisante, l'échantillon d'étude doit ainsi faire quelques centaines de microns d'épaisseur. Afin de mettre en vol un tel échantillon et de l'étudier durant un temps suffisant pour atteindre ces régimes non-linéaires, plusieurs dizaines de nanosecondes d'impulsion laser et plusieurs centaines de kJ d'énergie laser sont nécessaires. C'est pourquoi les expériences de cette thèse ont été réalisées sur le NIF, installation laser qui permet d'atteindre de nouveaux régimes avec en particulier des distances parcourues et des zones d'analyse plus grandes pour une meilleure évaluation du paramètre α .

La simulation numérique des expériences réalisées nécessite un code traitant à la fois de l'hydrodynamique mais également du transport des électrons, de la physique des plasmas et de la propagation de faisceaux laser. Le code CHIC du laboratoire CELIA présente ainsi tous les atouts pour décrire et prédire ce type d'expériences en 2D.

Dans ces conditions, l'idée a été de réaliser dans un premier temps des expériences "2D" pour pouvoir les simuler et avoir ainsi accès aux grandeurs physiques mises en jeu. Ces grandeurs simulées sont ensuite réutilisées dans l'interprétation des expériences 3D réalisées dans des conditions identiques, permettant alors d'interpréter le comportement de l'IRT 3D jusqu'à son stade fortement non-linéaire et de réaliser des mesures nouvelles du paramètre α .

Chapitre 2

Matériels et Méthodes

Ce chapitre présente les moyens de réalisation, d'analyse et de simulation des expériences réalisées pendant cette thèse. Tout d'abord le National Ignition Facility (NIF), l'installation laser sur laquelle les expériences ont été conduites, est présenté ainsi que les principaux diagnostics utilisés. Ensuite le logiciel IDL et les programmes qui ont servi à réaliser une majorité des analyses des données expérimentales sont décrits. Enfin le code hydroradiatif CHIC du laboratoire CELIA est présenté. C'est avec ce code qu'ont été réalisés, durant cette thèse, les travaux de développement des plateformes numériques de simulation.

2.1 Le National Ignition Facility

Le NIF [92, 93] est l'installation laser la plus énergétique au monde. Il est situé au Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL) à Livermore en Californie (Etats-Unis). Il est composé de 192 faisceaux laser capables de délivrer 2.15 MJ d'énergie laser à 3ω (351 nm) sur quelques dizaines de nanosecondes avec une puissance maximale de 500 TW.

2.1.1 Architecture Laser

Chaîne optique

Une impulsion laser du NIF commence dans un oscillateur fibré Ytterbium de quelques centiwatts à la longueur d'onde 1053 nm. A partir de là, elle passe dans un moduleur acousto-optique de fréquence 960 Hz pour former une impulsion de 100 ns de longueur. La phase est modulée pour diminuer la diffusion Brillouin stimulée puis le faisceau est ensuite divisé et amplifié jusqu'à obtenir 48 faisceaux d'environ 1 nJ d'énergie laser. Ces faisceaux sont ensuite modulés à l'aide de contrôleurs automatiques de modulation (AMC) : une centaine d'impulsions sont moyennées pour vérifier l'accord avec celle demandée et un rétrocontrôle est opéré pour corriger un éventuel écart. Une fois la forme de l'impulsion corrigée, les faisceaux sont injectés dans les modules préamplificateurs (PAM) situés sous le filtre de transport spatial (TSF) du laser principal. Dans ces PAM, chaque impulsion

est amplifiée en faisant une trentaine d'aller-retours dans un milieu amplificateur jusqu'à obtenir des faisceaux d'environ 20 mJ d'énergie laser. Le profil spatial du faisceau est ensuite mis en forme pour prendre en compte les déformations futures dans le reste de la chaîne d'amplification. Chaque faisceau est alors à nouveau amplifié dans l'amplificateur multipassage (MPA) avec un gain nominal de 1000. Ainsi chaque faisceau atteint quelques joules d'énergie laser avant d'entrer dans la chaîne laser principale, c'est-à-dire la chaîne laser où les optiques ont leur ouverture complète (40 cm). Avant d'entrer dans cette chaîne principale, chacun des 48 faisceaux est divisé en 4 pour atteindre les 192 faisceaux finaux du NIF [94].

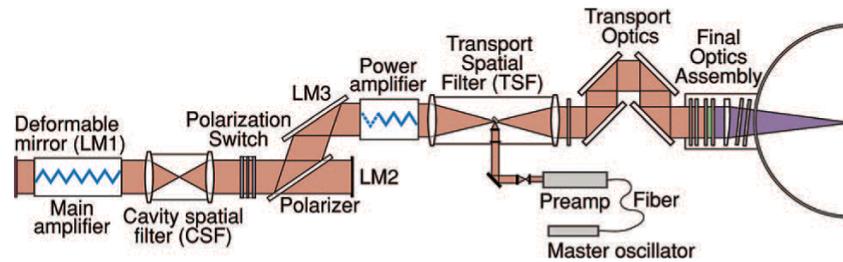


Figure 2.1 – Chaîne optique d'un faisceau NIF, d'après [94].

A son entrée dans le filtre de transport spatial (TSF), chaque faisceau est étendu à sa taille complète (37.2 cm x 37.2 cm), puis passe dans l'amplificateur de puissance (PA) composé de 5 plaques de verre dopé au neodyme (Nd). Il est réfléchi et polarisé avant d'entrer dans la cavité de filtrage spatiale (CSF). Il traverse alors l'amplificateur principal (MA) constitué de 11 plaques de verre-Nd, se réfléchit sur un miroir déformable (LM1) et traverse à nouveau le MA et le CSF. Il refait un aller-retour avant d'être redirigé à nouveau à travers le PA et le TSF. A ce moment, les 192 faisceaux représentent environ 4 MJ d'énergie à 1ω . Le faisceau est ensuite converti à 3ω à l'aide de deux cristaux KDP permettant de passer d'abord de 1053 nm à 526 nm puis 351 nm. On obtient ainsi 1.8 MJ d'énergie laser en performance maximale à 3ω soit environ 9.5 kJ d'énergie par faisceau. Pour rendre compte des dimensions de l'installation, les CSF mesurent 22 m, les TSF 60 m et la distance entre les TSF et la chambre sont de l'ordre de 70 m. La chambre d'expérience mesure quant à elle 11 m de diamètre.

Répartition des faisceaux

Les faisceaux laser du NIF sont groupés en quadruplets (ou quads) répartis sur une sphère suivant différents cônes avec des angles d'incidence différents. On compte ainsi 8 cônes à respectivement 23, 30, 45 et 50 degrés pour la partie supérieure et 130, 135, 150 et 157 degrés pour la partie inférieure.

La figure 2.2 montre qu'il y a bien un espace vide autour de l'équateur (90 degrés) car les faisceaux ont été ainsi placés pour passer par les trous d'entrée des cavités des expériences de FCI en attaque indirecte. Les cônes dits extérieurs (par rapport au pointé des faisceaux dans les cavités) c'est à dire les 4 plus proches de l'équateur comportent

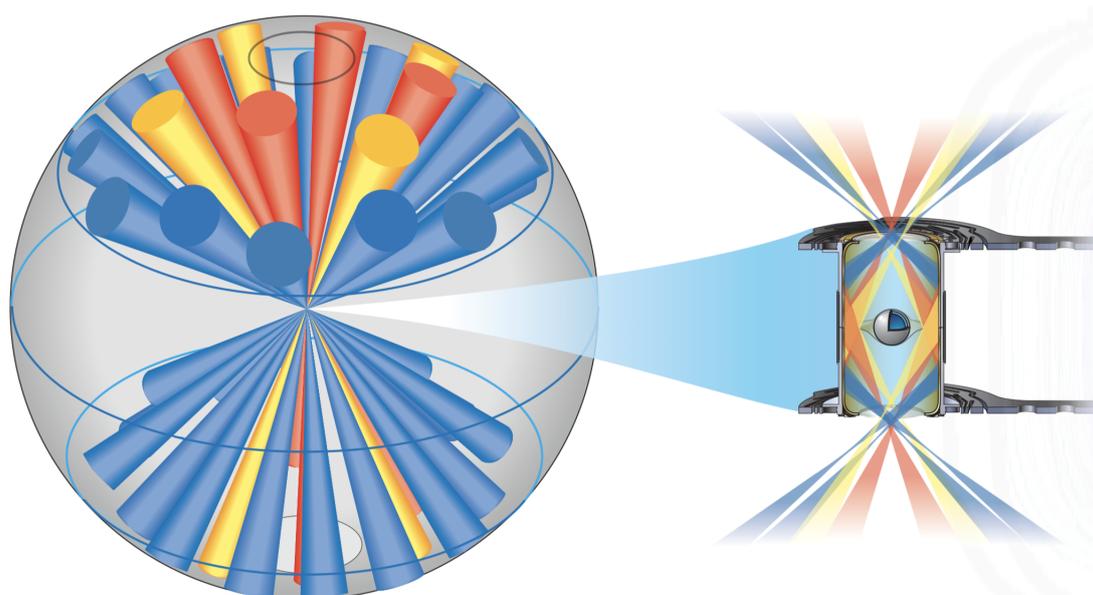


Figure 2.2 – Répartition des cônes du NIF [95], en rouge les cônes à 23 degrés, en jaune à 30 degrés et en bleu les extérieurs.

chacun 32 faisceaux (soit 8 quads), tandis que les intérieurs n'en ont que 16 (4 quads). Cette disposition des faisceaux, prévue pour l'attaque indirecte, ne permet pas de réaliser des expériences d'implosion symétrique en attaque directe classique, c'est pourquoi une approche différente appelée *Polar Direct Drive* [96] a été développée pour le NIF. Le principe consiste à repointer les faisceaux du NIF pour tenter d'obtenir une distribution des faisceaux la plus sphérique possible. Cette approche a fait l'objet de simulations et d'expériences sur le laser OMEGA [97] avant d'être mise en oeuvre sur le NIF ces dernières années [98].

Lissage des faisceaux laser

Comme pour tout laser de grande dimension, les faisceaux du NIF présentent dans leur plan focal des surintensités ou points chauds comme le montre la figure 2.3. Ces surintensités sont dues aux aberrations des chaînes optiques, qui entraînent des défauts dans la phase de l'impulsion. Ces déphasages impliquent à leur tour des interférences, qui se traduisent par l'apparition de tavelures. Ces points chauds ne peuvent être laissés en l'état pour les expériences de FCI compte tenu de la sensibilité de ces dernières aux instabilités d'interaction laser-plasma ; ainsi un double système de lissage est mis en place. Tout d'abord chaque faisceau traverse une lame de phase continue (*continuous phase plate*, CPP). La lame de phase est une optique présente en fin de chaîne laser dont le but est d'induire des déphasages contrôlés en faisant passer le faisceau par une plaque de verre d'épaisseur variable. La lame de phase permet de contrôler la taille du faisceau dans son plan focal ainsi que la taille des tavelures. Cependant les lames de phases ne sont pas suffisantes pour lisser complètement les surintensités car un faisceau en sortie de ces lames

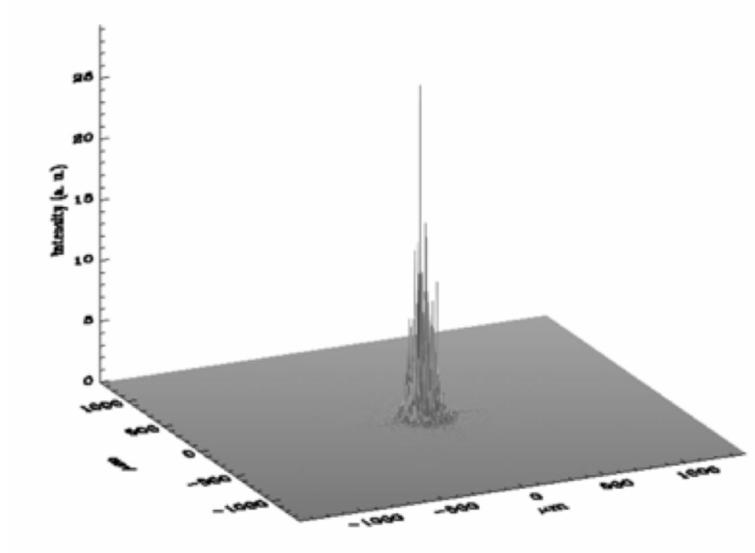


Figure 2.3 – Intensité dans le plan focal d'un faisceau du NIF sans lissage [95].

présente encore des points chauds jusqu'à dix fois plus intenses que la moyenne du faisceau, et comme la lame de phase est fixe, ces points chauds le sont aussi. La seconde étape du lissage est appelée lissage par dispersion spectrale (*Smoothing by Spectral Dispersion*, SSD) et consiste à faire varier la distribution spatiale des points chauds au cours du temps. Cette technique a été développée sur le laser OMEGA par Skupsky et al. à la fin des années 80 [99]. Pour cela une légère modulation de fréquence (FM) est intégrée au laser par le biais d'un modulateur. Le faisceau modulé (donc à spectre large) passe ensuite dans un réseau disperser qui va donner des angles différents selon les fréquences contenues dans l'impulsion. Chaque fréquence arrive donc sur la lame de phase avec des angles différents, ainsi les tavelures fixes créées par la lame de phase sont ainsi décalées les unes par rapport aux autres car chaque fréquence est focalisée à des endroits différents. Le schéma de principe du lissage par dispersion spectrale est présenté en figure 2.4. Une

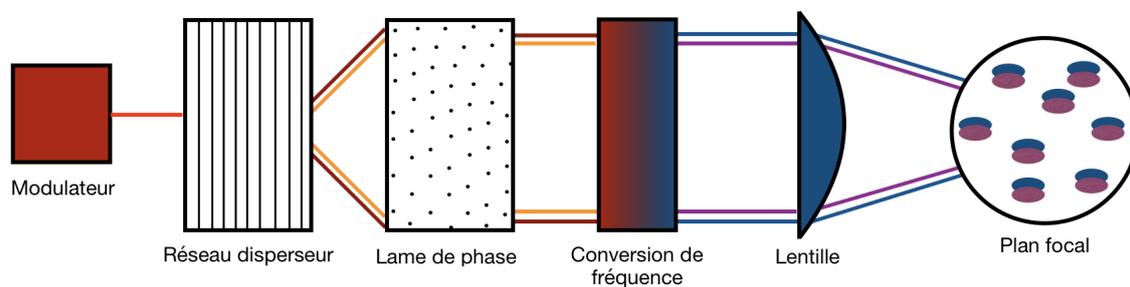


Figure 2.4 – Schéma de principe du lissage par dispersion spectrale

autre interprétation du lissage par dispersion spectrale peut être illustrée par le fait que le faisceau voit une lame de phase différente à chaque instant. Ainsi les points chauds bougent dans le plan focal ce qui induit une baisse du contraste de ces points chauds comme le

montre la figure 2.5. L'effet de ce lissage est constaté par une diminution du phénomène d'empreinte laser [31]. Le SSD peut être 1D comme sur les exemples ci-dessus, c'est à

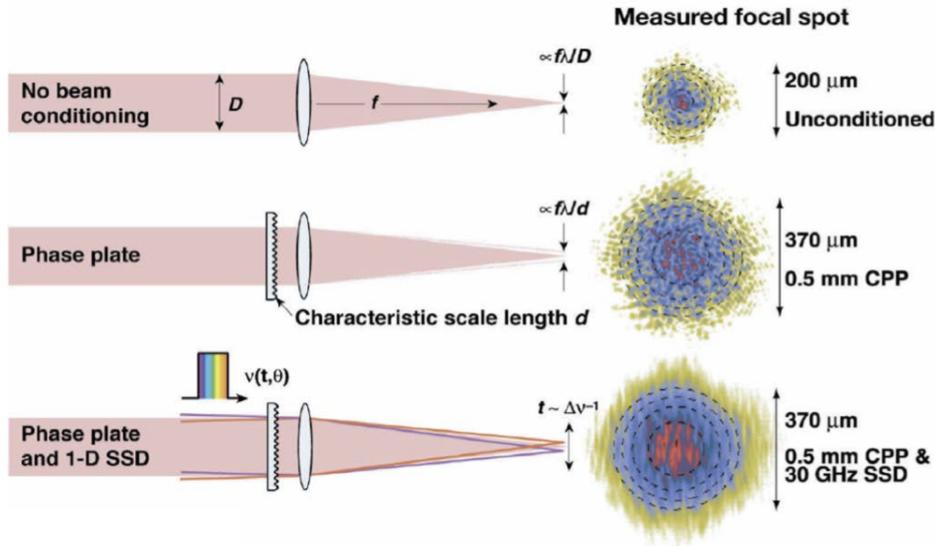


Figure 2.5 – Comparaison des taches laser entre un faisceau brut, lissé par lame de phase (CPP) et lissé par lame de phase et dispersion spectrale (CPP+SSD) [95].

dire que les points chauds bougent dans une seule direction, ou 2D et bouger dans tout le plan pour améliorer encore le lissage. Pour cela il faut rajouter un deuxième modulateur à une fréquence différente du premier et un réseau perpendiculaire au premier. Sur le NIF, le SSD installé est 1D tandis que le SSD 2D est utilisé sur des faisceaux du laser OMEGA [100].

Paramètres laser utilisés lors des expériences réalisées

Huit expériences ont été réalisées sur le NIF dans le cadre de cette thèse. Un aperçu global de ces différentes expériences est présenté en fin de section (cf figure 2.15). Pour toutes ces expériences, les faisceaux utilisés sur cible font partie de l'hémisphère inférieure de l'installation. De 64 à 96 faisceaux sont utilisés pour irradier les cibles pour des intensités moyennes d'environ 200 TW/cm². La grande majorité des faisceaux sont lissés à l'aide des lames de phase continues et du lissage par dispersion spectrale 1D disponibles sur l'installation, à l'exception de certains faisceaux qui sont volontairement dégradés (SSD éteint et même lame de phase non insérée) pour étudier l'empreinte laser.

2.1.2 Diagnostics

De nombreux appareils de mesure sont disponibles sur le NIF [101] pour évaluer l'ensemble des observables physiques nécessaires pour caractériser les implosions cryogéniques (lumière laser rétrodiffusée [102], rayonnements X dans différentes bandes spectrales [103–105], émission de neutrons [106]). Ces appareils de mesure sont appelés des

diagnostics. Dans ce qui suit, les diagnostics primordiaux lors des expériences réalisées dans le cadre de cette thèse sont présentés.

Caméra à Images Intégrale X

Principe de fonctionnement Le diagnostic principal utilisé pour étudier les instabilités hydrodynamiques dans nos expériences est le *Gated X-ray Diagnostic*, communément appelé GXD. Il s'agit d'un imageur X multi-sténopé. La figure 2.6 représente schématiquement la composition d'un tel imageur. Ce diagnostic permet d'obtenir des images X

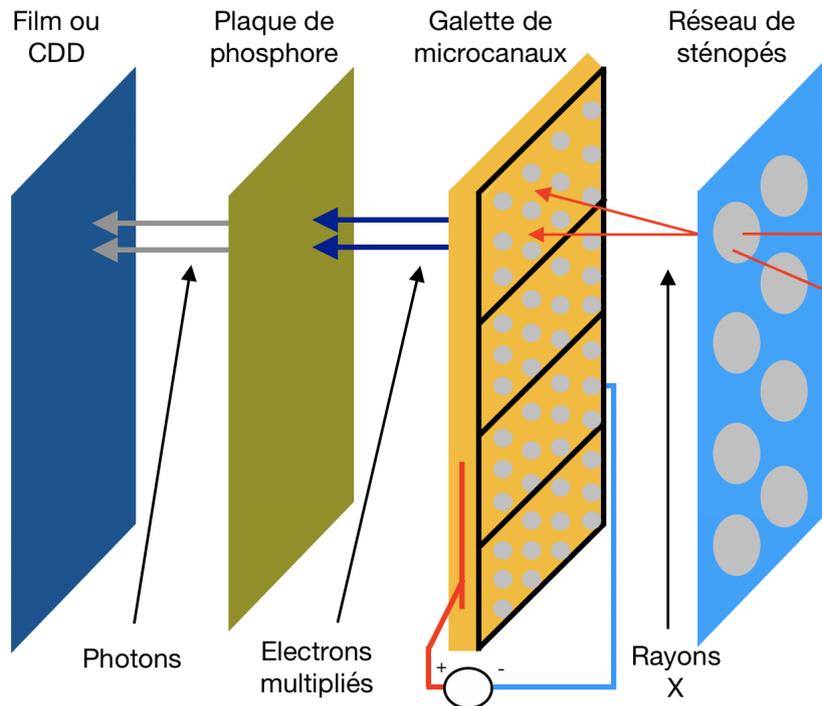


Figure 2.6 – Détails de la composition d'un imageur X multi-sténopé.

résolues en temps pour mesurer l'émission propre ou encore d'utiliser le rayonnement X d'une source pour sonder un objet d'intérêt. L'idée dans les expériences de cette étude est de placer une source X extérieure (typiquement une plaque d'argent ou de zinc) de l'autre côté de la cible (par rapport au diagnostic). La plaque est alors irradiée par plusieurs autres faisceaux laser et émet des rayons X dans la chambre d'expérience. Ainsi les rayons produits vont traverser la cible et être collectés par le diagnostic. Tout d'abord une grille de sténopés permet de former différentes images de l'objet selon des angles différents sur les pistes du diagnostic (décrites juste après). Ces angles introduisent un problème de parallaxe et la nécessité de corréliser entre elles certaines images obtenues pour corriger l'angle d'acquisition. La taille du sténopé détermine la résolution spatiale de l'image mais limite l'angle solide de collection du signal (donc son intensité). Derrière la grille de sténopés se trouve une photocathode, c'est à dire une électrode qui convertit les photons en

électrons. Les électrons produits passent ensuite dans une galette de microcanaux. Les canaux sont des tubes recouverts d'or en entrée et sortie et une différence de potentiel est appliquée le long du tube. Ainsi un électron en entrée produit plusieurs électrons, qui sont ensuite accélérés pour produire encore plus d'électrons en sortie. La galette de microcanaux est dans notre cas la partie qui va déterminer la résolution temporelle du diagnostic. En effet le but est de faire une image à un moment donné de la distribution de la densité surfacique de la cible. Les phénomènes hydrodynamiques observés ont des temps caractéristiques d'évolution de l'ordre de la centaine de picosecondes dans le domaine de la FCI, ainsi une résolution temporelle équivalente ou inférieure est indispensable pour résoudre le phénomène. La galette de microcanaux peut posséder plusieurs pistes actives, ce qui permet de réaliser des mesures à des temps différents. Plusieurs images peuvent de plus être prises sur la même bande, multipliant encore le nombre d'images possibles. Les électrons en sortie des microcanaux sont accélérés et impactent un écran photoluminescent, ce qui permet de les détecter en enregistrant le signal lumineux au moyen d'une CCD.

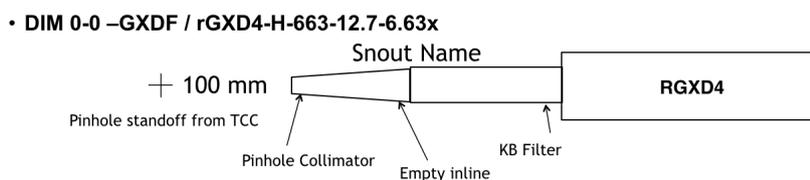


Figure 2.7 – GXD du NIF utilisé pour les expériences d'instabilités hydrodynamiques.

Diagnostic utilisé pour les expériences : le RGXD inséré dans le SID polaire

Le GXD utilisé lors de nos expériences est présenté sur la figure 2.7. Il est positionné dans l'inserteur situé au pôle supérieur de la chambre d'expérience, à l'aplomb du centre-chambre. Il possède 4 bandes actives de microcanaux, ce qui permet de réaliser des mesures à 4 temps différents. En effet chaque bande (ou piste) est activée par une impulsion à un instant voulu. L'impulsion pour chaque piste est de 200 ps, ce qui permet en réalité d'obtenir trois images sur cette durée de 200 ps, avec des intervalles de 100 ps. Le grandissement de ce GXD tel qu'utilisé est de 6.63, le réseau de sténopés (*pinholes*) est placé à 10 cm du centre-chambre. Le filtre *Kinematic Base filter* est constitué de 50 microns de polymide et de 12.5 microns d'aluminium sur l'ensemble de la plaque, ainsi que des filtres d'aluminium plus épais permettant de séparer de 8 mm les différentes bandes sur le GXD. Ces 4 bandes sont bien visibles sur la figure 2.8. Comme écrit plus haut, plus de 4 images sont disponibles mais celles sur les cotés de chaque piste ne sont pas ou peu exploitables car elles sont tronquées. Ceci est dû à la répartition des sténopés utilisés. Ainsi le réseau de sténopés a été modifié en cours de campagne pour obtenir 3 images exploitables par bande au lieu d'une seule. La nouvelle distribution des trous est présentée sur la figure 2.9.

Le réseau de sténopés est constitué d'une plaque de 75 microns d'épaisseur de tantale, chaque trou a un diamètre d'environ 20 microns et est mesuré avant chaque campagne d'expériences. Le collimateur du réseau de sténopés est également en tantale, de 500

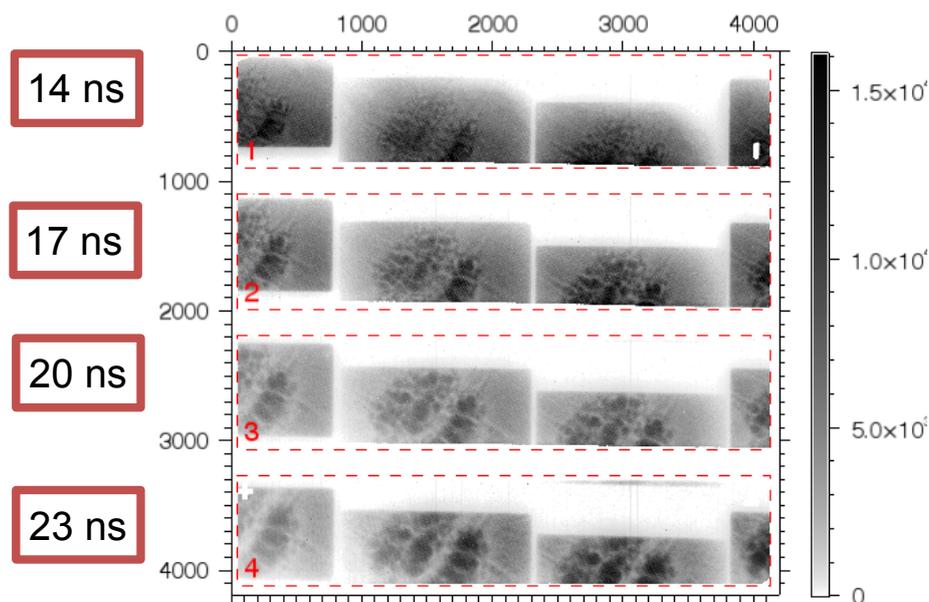


Figure 2.8 – Sortie du GXD sur une expérience d'IRT 3D.

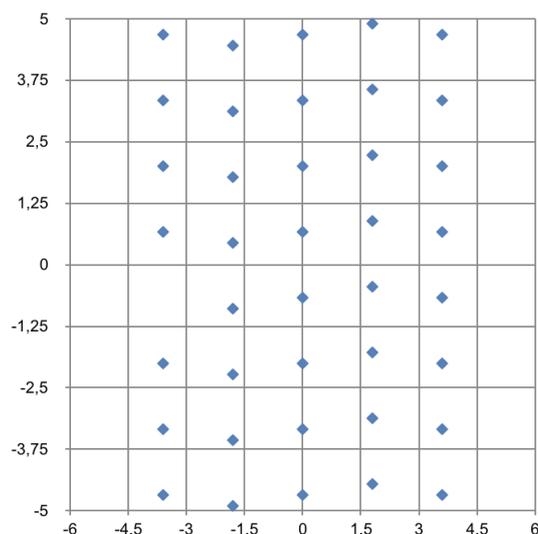


Figure 2.9 – Distribution des sténopés permettant de meilleures images, axes en millimètres.

microns d'épaisseur et possède une ouverture de diamètre 150 microns. Ce nouvel agencement du réseau de sténopés a permis d'obtenir la répartition d'images présentée sur la figure 2.10. Le grandissement du diagnostic a également été modifié à cette occasion à une valeur de 6.02. Ce changement n'a pas une grande importance car la valeur du grandissement utilisé est prise en compte dans le dépouillement des résultats. Ainsi au lieu d'avoir une image centrée et les coins de 4 images, deux images à trois-quarts complètes sont acquises sur les cotés de l'image centrale. Ceci donnera des zones d'étude possibles bien plus étendues et facilitera le travail de dépouillement expérimental.

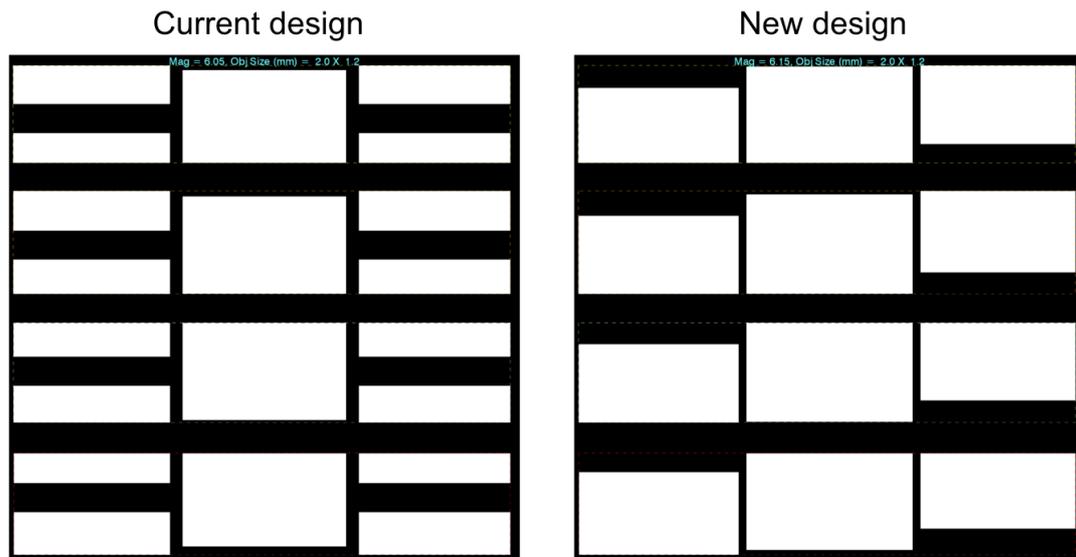


Figure 2.10 – Comparaison de l'effet sur la disposition des images entre l'ancien et le nouveau design du réseau de sténopés.

Caméra à balayage de fente en X

Principe de fonctionnement Un autre diagnostic utilisé lors de nos expériences est une caméra à balayage de fente, une *streak camera*, appelé DISC (*DIM Inserted Streak Camera*) sur le NIF. Ce type d'imager permet d'obtenir des images 1D résolues continuellement en temps. Ainsi l'image obtenue présente en abscisse le temps et en ordonnée la coordonnée spatiale. Le détail d'une caméra à balayage de fente est présenté sur la figure 2.11. Les rayons X provenant de la cible (ou l'ayant traversée) passent d'abord par

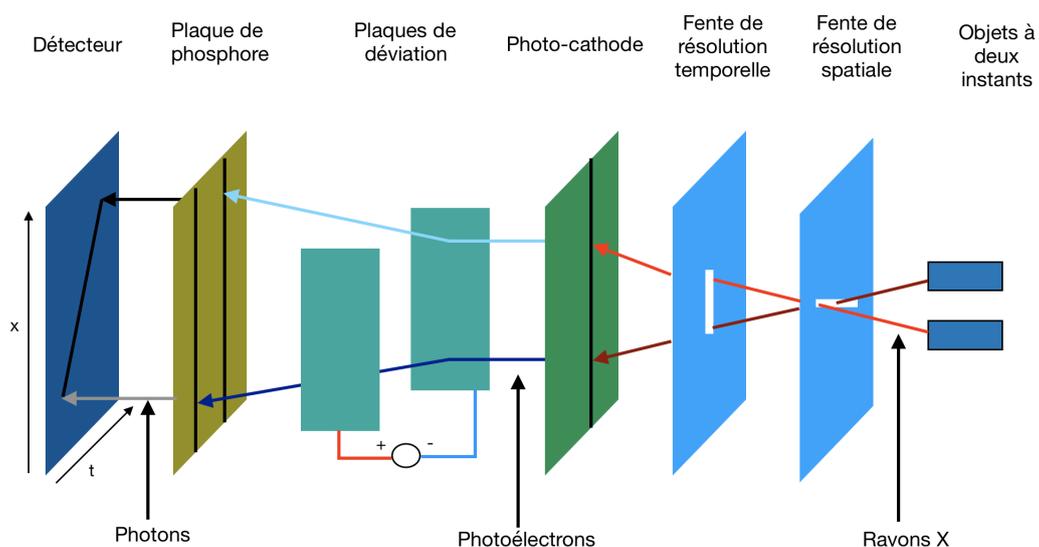


Figure 2.11 – Principe de la composition d'une caméra à balayage de fente.

deux fentes permettant de sélectionner premièrement la dimension spatiale puis ensuite le temps. Les photons sont, comme pour le GXD, convertis en électrons à l'aide d'une photocathode, puis ces électrons sont déviés en passant entre deux plaques, dont la différence de potentiel varie au cours du temps. La tension décroît continuellement au cours du temps ce qui va entraîner une déviation qui va elle aussi décroître continuellement. Enfin les électrons ainsi déviés sont reconvertis en photons avant d'être imagé sur une CCD.

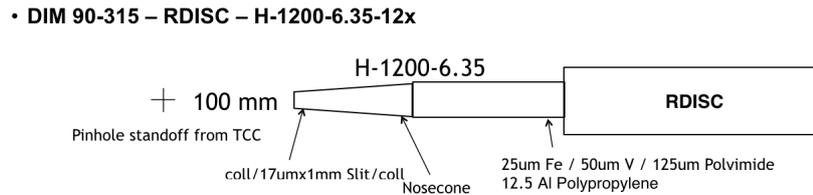


Figure 2.12 – Caméra à balayage de fente utilisée.

Diagnostic utilisé dans cette étude

La figure 2.12 représente un schéma de la caméra à balayage de fente utilisée durant nos expériences. Le grandissement utilisé est de 12x, le maximum pour ce montage de l'appareil. La fente d'entrée du détecteur est placée à 100 mm de son point de visée qui se trouve en réalité à 1.5 mm derrière la plaque cible. En effet le but est de mesurer la trajectoire de la plaque en vol; ainsi la caméra pointe derrière la position initiale de la plaque pour capturer sa trajectoire, et ce le plus longtemps possible. Une image expérimentale obtenue est présentée sur la figure 2.13. Les barres horizontales sont des références spatiales permettant de caler la position par rapport à la position initiale de la plaque cible. L'objectif est de traiter l'image pour en extraire une trajectoire. Par exemple ici, en bas de la tache lumineuse centrale il est possible de distinguer l'occlusion du rayonnement de la source de radiographie par la feuille mise en vitesse par le laser.

Diagnostics de rétrodiffusion

Un système de mesure de rétrodiffusion appelé FABS *Full Aperture Backscatter Station* [102] est installé sur le NIF. Il permet de mesurer la lumière rétrodiffusée (rétrodiffusion Brillouin ou Raman stimulée) lors des expériences sur l'installation. L'énergie perdue à cause de chacune de ces deux instabilités laser-plasma dans l'angle solide de l'optique de détection est mesurée de manière absolue ce qui permet d'avoir une meilleure connaissance de l'énergie absorbée par la cible. Dans nos expériences, l'intensité mise en jeu est d'environ $2 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$. Cette intensité n'est pas assez importante pour que l'expérience soit sensible à la rétrodiffusion, ainsi ces diagnostics n'ont que confirmé l'impact négligeable de la rétrodiffusion dans l'énergie apportée par rayonnement laser.

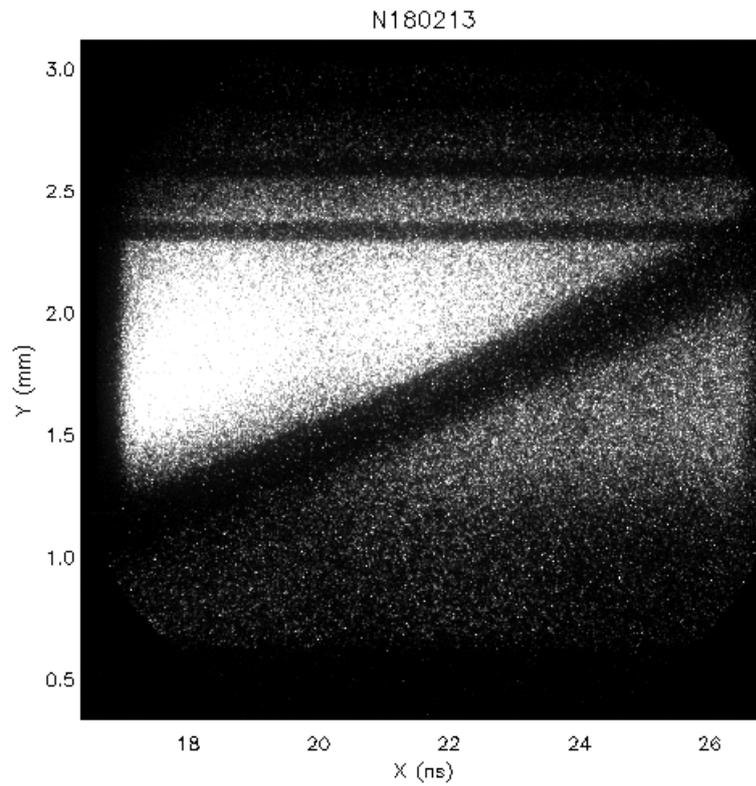


Figure 2.13 – Exemple d’image prise avec le DISC.

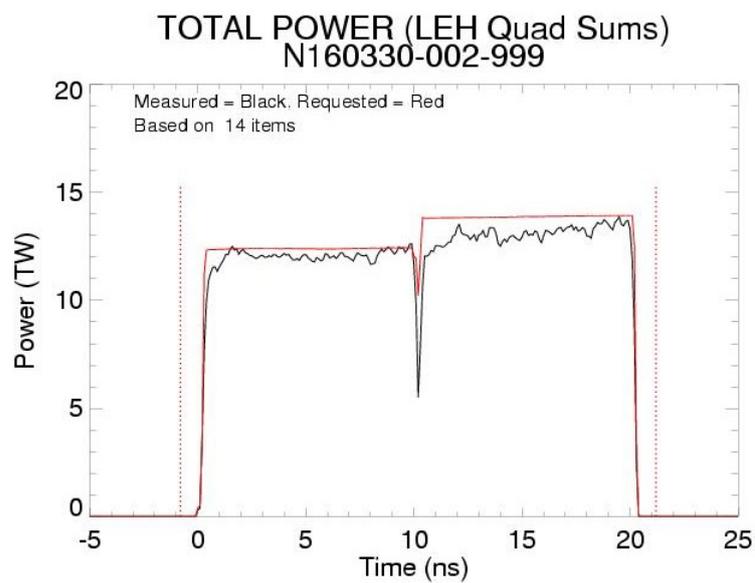


Figure 2.14 – Impulsion laser réalisée (noire) et impulsion demandée (rouge).

Diagnosics Laser

Le long de la chaîne laser, différents diagnostics permettent de mesurer la puissance réelle de chaque faisceau utilisé. Même si les écarts à la consigne sont toujours raisonnablement faibles, il est important de les quantifier et de déterminer l'énergie réellement donnée au système pour le traitement et la simulation des expériences.

Lorsque les résultats expérimentaux sont disponibles sur un serveur du LLNL accessible à distance, il est ainsi possible de récupérer, outre les radiographies et autres mesures des diagnostics, un récapitulatif des performances laser. La figure 2.14 présente ainsi la loi de puissance laser réalisée lors d'une expérience en comparaison à la loi demandée. Un bilan de la performance laser est également édité. L'écart global entre l'énergie demandée et l'énergie réalisée lors de l'expérience est ainsi disponible, et n'a jamais excédé +/- 5% (sauf si un ou plusieurs faisceaux sont abandonnés le jour de l'expérience). Ainsi deux expériences avec la même impulsion demandée peuvent être traitées comme des expériences similaires grâce à cette très bonne reproductibilité d'une expérience à l'autre. Le tableau présenté en figure 2.15 montre les énergies laser produites lors des différentes expériences. Les impulsions laser sont ainsi extrêmement reproductibles ce qui permet de pouvoir considérer les expériences comme identiques bien qu'elles aient été réalisées à plusieurs mois ou années d'intervalle. Outre l'énergie laser, les diagnostics sont eux aussi parfaitement connus et étalonnés comme présentés précédemment, et permettent de comparer les données d'une expérience à une autre.

Récapitulatif des expériences réalisées lors de la campagne

Expérience	Cible	Impulsion Laser	Empreinte laser	Objectifs	Diagnostics
N160216-002 « plaque épaisse non perturbée »	CH 2mm d'épaisseur sans perturbation	30ns - 513,5kJ (-2,1%)	Aucune	Validation de la plateforme et en particulier de la tâche laser	GXD de coté (source Zn) pour mesurer planéité des fronts de choc et ablation
N160216-001 « plaque fine perturbée Février »	CH 300µm d'épaisseur pert. $\lambda=150\mu\text{m}$ $a=1\mu\text{m}$	20ns - 416,6kJ (-8,0%) dont 134kJ sur sources X	4 faisceaux éclatés de -100ps à 9.9ns Intensité 30TW/cm2	Mesure croissance perturbation(s) et trajectoire de la feuille	GXD de face (Ag 116kJ) DISC de coté (V 18kJ)
N160330-002 « Imprint Mars »	CH 300µm d'épaisseur sans perturbation	20ns - 395,3kJ (-4,2%) dont 134kJ sur sources X	B428 sans CPP ni SSD de -300ps à 9.7ns Intensité 7,5TW/cm2	Croissance d'une perturbation 3D imprimée par les défauts laser	GXD de face (Ag 116kJ) DISC de coté (V 18kJ)
N160331-001 « plaque fine perturbée Mars »	CH 300µm d'épaisseur pert. $\lambda=150\mu\text{m}$ $a=1\mu\text{m}$	20ns - 430,8kJ (-3,5%) dont 134kJ sur sources X	4 faisceaux éclatés de -100ps à 9.9ns Intensité 30TW/cm2	Autres timings de croissance de perturbation (N160216-002)	GXD de face (Ag 116kJ) DISC de coté (V 18kJ)
N160802-002 « Imprint Aout 1 »	CH 300µm d'épaisseur sans perturbation	20ns - 410,0kJ (-2,4%) dont 134kJ sur sources X	B428 sans CPP ni SSD de -300ps à 9.7ns Intensité 7,5TW/cm2	Croissance d'une perturbation 3D imprimée par les défauts laser	GXD de face (Ag 116kJ) DISC de coté (V 18kJ)
N160802-003 « Imprint Aout 2 »	CH 300µm d'épaisseur sans perturbation	30ns - 502,1kJ (-2,9%) dont 134kJ sur sources X	B428 sans CPP ni SSD de -300ps à 9.7ns Intensité 7,5TW/cm2	Croissance d'une perturbation 3D imprimée par les défauts laser	GXD de face (Ag 116kJ) DISC de coté (V 18kJ)
N180212-001 « Imprint Février 1 »	CH 300µm d'épaisseur sans perturbation	30ns - 653,7kJ (-0,5%) dont 218kJ sur sources X	B428 sans CPP ni SSD de -300ps à 9.7ns Intensité 7,5TW/cm2	Croissance d'une perturbation 3D imprimée par les défauts laser	GXD de face (Ag 200kJ) DISC de coté (V 18kJ)
N180213-001 « Imprint Février 2 »	CH 300µm d'épaisseur sans perturbation	30ns - 654,4kJ (-0,4%) dont 218kJ sur sources X	B427 avec CPP sans SSD de -300ps à 9.7ns Intensité 7,5TW/cm2	Comparaison des effets de la lame de phase sur la perturbation	GXD de face (Ag 200kJ) DISC de coté (V 18kJ)

Figure 2.15 – Récapitulatif des expériences réalisées.

La figure 2.15 présente les huit expériences réalisées au cours de cette thèse. La

première expérience, appelée N160216-002, a servi à valider la nouvelle plateforme expérimentale développée dans le cadre de cette thèse et est décrite dans le prochain chapitre. Cette expérience a nécessité 96 faisceaux, soit tous les faisceaux de l'hémisphère inférieur du NIF, et une caméra à images intégrales X positionnée de côté. Les sept autres expériences avaient pour cadre l'étude de l'IRT et ont été conçues sur le même modèle, à savoir utiliser entre 56 et 92 faisceaux pour irradier une cible portant une perturbation préimposée ou résultant de l'empreinte laser d'un faisceau ou d'un quadruplet irradiant la cible en avance par rapport à l'impulsion principale. Sur chacune de ces expériences, une caméra à images intégrales X était positionnée face à la cible, à l'arrière de celle-ci, et une caméra à balayage de fente sur le côté pour en mesurer la trajectoire. Le détail de ces configurations expérimentales est décrit dans le chapitre suivant.

2.2 Étapes préalables à la réalisation des expériences

2.2.1 Conception et fabrication de la cible

Pour une expérience sur le NIF, les cibles sont réalisées par les équipes du laboratoire Cibles du LLNL, avec une sous-traitance de certaines pièces par *General Atomics*. Ainsi il faut concevoir la cible avec tous ses éléments : l'échantillon d'intérêt, les éventuelles sources annexes utilisées (le *backlighter*, c'est-à-dire source X pour la radiographie de face ou le *sidelighter* pour la radiographie de côté par exemple) ou encore les boucliers protégeant de la lumière laser non convertie les éléments sensibles et toutes les structures maintenant l'ensemble. La conception de la cible est supervisée en interne au LLNL par le *Shot Responsible Investigator* dit shot RI. Le shot RI est en charge de la préparation et du suivi des expériences, c'est lui qui est en relation avec les différentes équipes (laboratoire Cibles, personnel opérationnel de l'installation le jour des expériences...), pour mener à bien les expériences. La figure 2.16 présente un extrait de plan servant à la fabrication d'une cible par le laboratoire Cibles. Une photo de cette cible assemblée est également présentée à la figure 2.17. L'échantillon, sur lequel est réalisé l'expérience, est une plaque de plastique. Afin de réaliser les radiographies de face et de côté, un sidelighter et un backlighter sont attachés à la cible. De plus un bouclier a dû être ajouté au-dessus de la cible pour protéger les éléments du rayonnement laser non désiré (voir paragraphe suivant). Un masque en or est également positionné entre le sidelighter et la cible pour dimensionner le champ de vue et pour placer les références spatiales nécessaires au traitement de la radiographie.

2.2.2 Interaction laser et trajectoires des faisceaux

Avant la réalisation de toute expérience il est nécessaire de vérifier que celle-ci sera sans danger pour l'installation et s'assurer que tout est en place pour maximiser les chances de réussite. Outre le montage des diagnostics vu précédemment, une étape importante est la simulation des trajectoires des faisceaux laser. En effet il faut s'assurer que les rayons ne rencontrent pas d'obstacle, d'autant plus que sur le NIF (contrairement au LMJ)

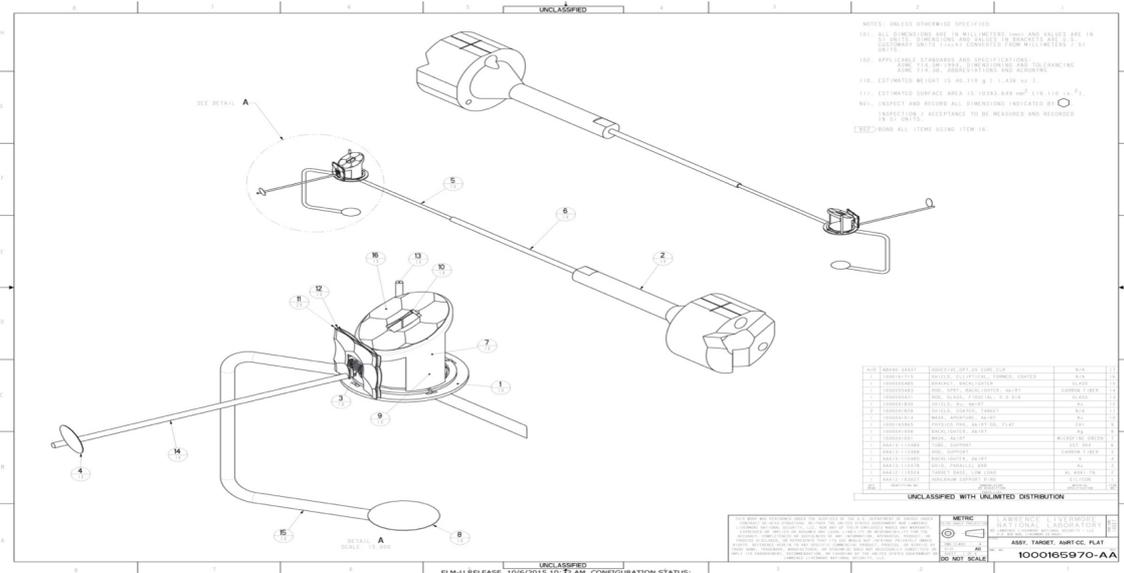


Figure 2.16 – Exemple de plan détaillé d’une cible laser.

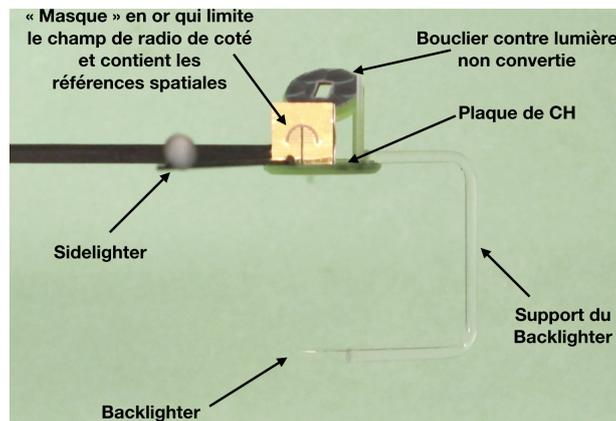


Figure 2.17 – Photo d’une cible assemblée avec ses sources de radiographie de face et de côté, ainsi que ses éléments de protection et de références spatiales.

la lumière à 1ω et 2ω non convertie entre également dans la chambre d’expérience. La

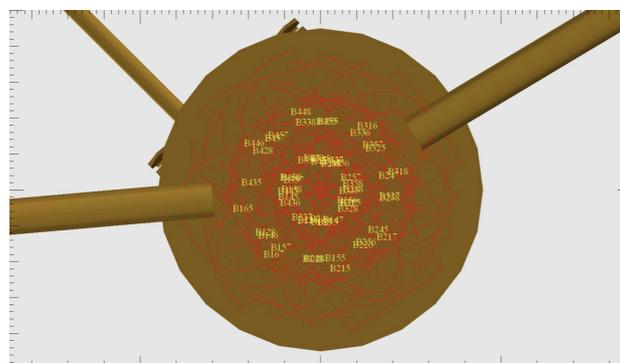


Figure 2.18 – Lieux d’impact prévus des faisceaux du drive laser principal sur la cible.

figure 2.18 montre ainsi où les faisceaux doivent impacter la cible. Il faut par exemple

s'assurer que les tiges maintenant les autres éléments de la cible (le backlighter et le sidelighter notamment) ne soient pas (trop) irradiées. La trajectoire de la lumière non

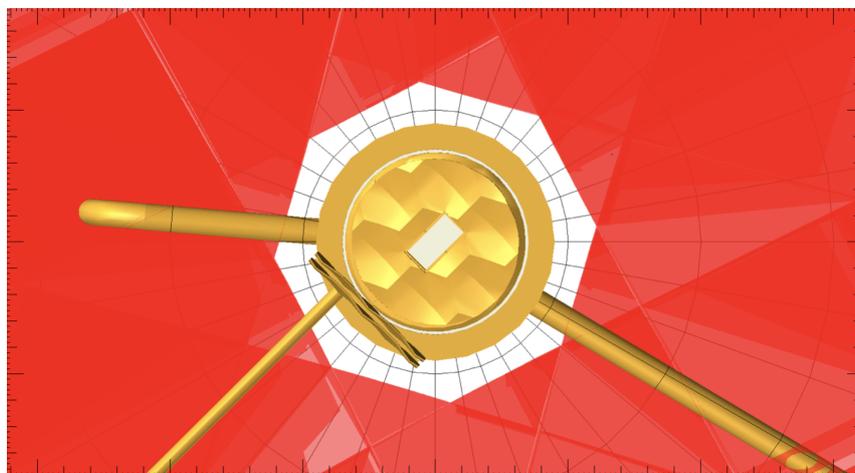


Figure 2.19 – Trajectoire prévue de la lumière non convertie des faisceaux du drive principal.

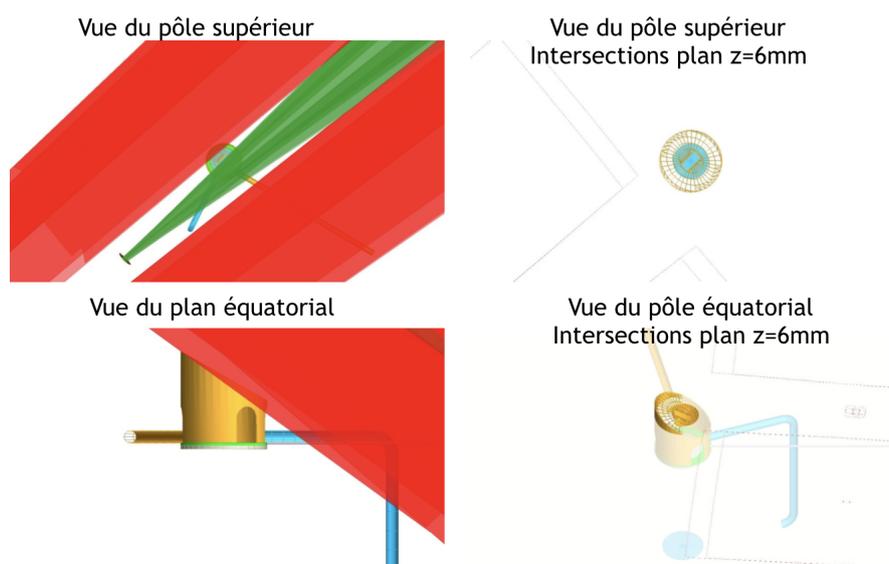


Figure 2.20 – Trajectoire prévue des faisceaux servant à éclairer la source X de côté, en vert la lumière à 3ω en rouge la lumière non convertie.

convertie est très importante, il faut parfois mettre des boucliers sur certains éléments de la cible pour les protéger de cette lumière non convertie. Quand toutes les conditions ne sont pas réunies, un ou plusieurs faisceaux peuvent être simplement abandonnés pour une expérience donnée. Les figures 2.19 et 2.20 présentent les trajectoires prévues de la lumière (convertie ou non convertie) des faisceaux du drive principal ou de ceux utilisés pour irradier une source X de côté. Ces vues permettent de vérifier que les faisceaux n'irradient pas des éléments de cible de manière non prévue.

2.3 Analyse des données expérimentales sous IDL

IDL [107] est un langage de programmation propriétaire utilisé dans le cadre de cette thèse avec une surcouche logiciel développée au CEA appelée TSIGAN. Divers programmes implémentés sur ce langage ont permis d'analyser les données des expériences NIF réalisées. Comme vu précédemment, une expérience NIF fournit des images à différents instants. Dans le cadre de l'étude de l'instabilité de Rayleigh-Taylor, deux cas sont envisageables : un signal 2D, c'est à dire avec une perturbation dans une seule dimension comme une plaque de tôle ondulée, ou un signal 3D c'est à dire une perturbation comme une feuille froissée.

Analyse de signaux 2D

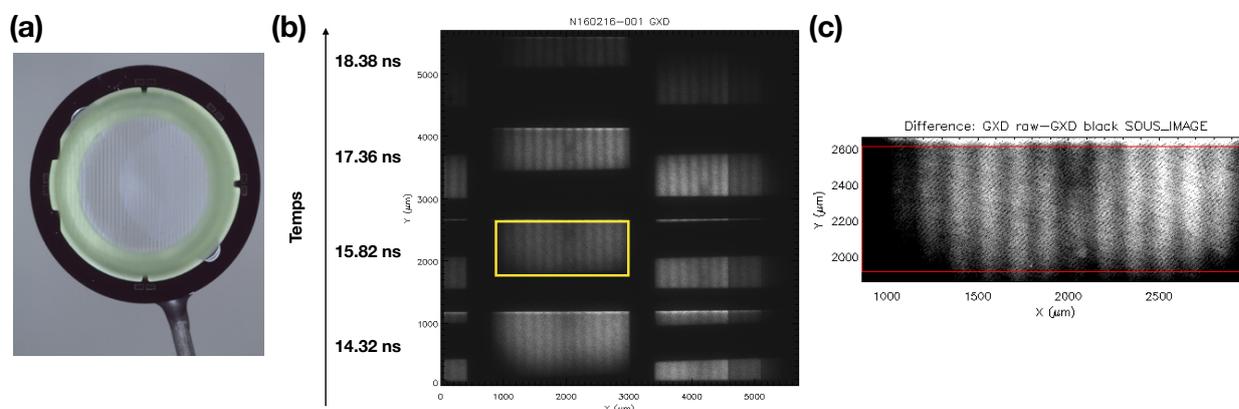


Figure 2.21 – Lecture d'une radiographie obtenue à l'aide du GXD de face : (a) image d'une cible portant une perturbation gravée 2D, (b) Radiographie obtenue sur le GXD de face, (c) Sous-image correspondant à un instant.

La radiographie obtenue lors d'une expérience portant sur une perturbation préimposée 2D est présentée au (b) de la figure 2.21. Comme décrit précédemment, quatre instants différents sont radiographiés, permettant de suivre l'évolution temporelle de la perturbation. Cette perturbation se manifeste par les barres verticales sombres et claires vues sur la radiographie. En effet, la perturbation initiale est semblable (voir la cible initiale (a)). Les bandes sombres correspondant aux sommets de la perturbation, où l'épaisseur de matière est la plus grande, tandis que les bandes claires correspondent aux futures bulles, c'est-à-dire où l'épaisseur de matière est la plus faible. Pour étudier plus quantitativement la perturbation et son amplitude, il convient d'extraire une sous-image (ici en jaune) correspondant à un temps déterminé. À partir de la sous-image (c), une coupe horizontale est ensuite réalisée, sur la hauteur la plus grande possible (cf lignes rouges) afin de moyennner et lisser les défauts. La courbe rouge de la figure (d) est ainsi obtenue. Cette courbe a une forme qui traduit la superposition des variations spatiales de l'intensité de la source et des modulations de l'absorption dues aux perturbations caractérisées. Un fit polynomial

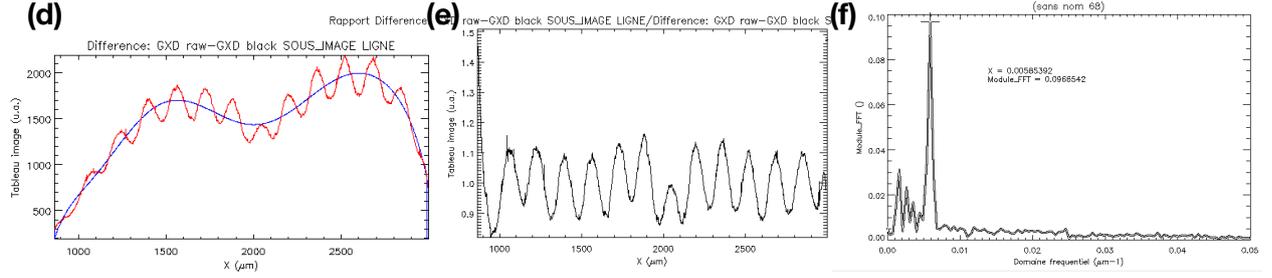


Figure 2.22 – Traitement du signal à un instant donné : (d) coupe du signal en rouge et interpolation polynomiale en bleu, (e) déconvolution signal/interpolation et (f) spectre de Fourier

d'ordre élevé (bleu) est réalisé sur la courbe rouge de la figure (d) afin de récupérer la forme de la source de radiographie [36]. La coupe horizontale (rouge) est alors divisée par le signal bleu pour obtenir la courbe (e). Il s'agit ainsi d'un signal normalisé qui correspond à la perturbation. Une transformation de Fourier (algorithme FFT) est alors réalisée sur le logarithme de ce signal (les bords sont retirés) et la valeur absolue obtenue est alors la variation de la profondeur optique de la cible. Le spectre de Fourier spatial instantané de la perturbation est ainsi obtenu (f). Connaissant parfaitement notre diagnostic comme vu dans les sections précédentes, il est alors possible de corriger ce signal de la fonction de transfert de modulation (FTM) du diagnostic. Les signaux en modulation de profondeur optique peuvent ensuite être convertis en modulation de densité surfacique. La croissance temporelle de la perturbation est caractérisée à différents instants ainsi que l'évolution de son contenu spectral.

Conversion densité optique/modulation surfacique de densité

L'image obtenue par le diagnostic dépend de l'intensité de la source de rayons X, le backlighter. En effet, l'intensité incidente sur le diagnostic s'écrit :

$$I(t, x, y) = I_{backlighter}(t, x, y) \exp\left(-\int_z \mu(\rho(t, x, y, z), I_{backlighter}(t, x, y))\rho(t, x, y, z)dz\right) \quad (2.1)$$

avec $I_{backlighter}$ l'intensité émise par la source, μ le coefficient d'absorption massique du matériau, ρ la densité du matériau. A un instant t donné et en supposant μ constant, il vient :

$$I(x, y) = I_{backlighter}(x, y) \exp\left(-\mu \int_z \rho(x, y, z)dz\right) \quad (2.2)$$

La variation de densité optique mesurée dans le traitement présenté ci-dessus est définie par :

$$\delta(PO) = -\ln \frac{\delta I}{I_{backlighter}} \quad (2.3)$$

Il est également possible de travailler avec des variations de densité surfacique $\delta(\rho R)$ pour s'affranchir de l'ablation propre au choix du matériau :

$$\delta(\rho R) = \frac{\delta(PO)}{\mu} \quad (2.4)$$

Pour déterminer μ , on utilise le fait que la transmission d'un matériau homogène, c'est à dire à densité ρ constante, se définit par :

$$T = \frac{I}{I_{backlighter}} = e^{-\mu \rho e} \quad (2.5)$$

donc

$$\mu = -\frac{\ln T}{\rho e} \quad (2.6)$$

La transmission est prise à froid, c'est à dire avant illumination, dans la base de données www.cxro.lbl.gov, selon les matériaux utilisés pour la source X et selon le matériau de la cible (ici du CH). Cette hypothèse est forte mais est la seule à notre disposition.

Modulations 3D

Lors de l'étude d'une perturbation 3D, plusieurs étapes de la chaîne de traitement nécessitent des aménagements. Comme précédemment, l'image du noir est soustraite de l'image brute. La figure 2.23 illustre le résultat traité de l'imageur multisténopés d'une expérience avec perturbation 3D.

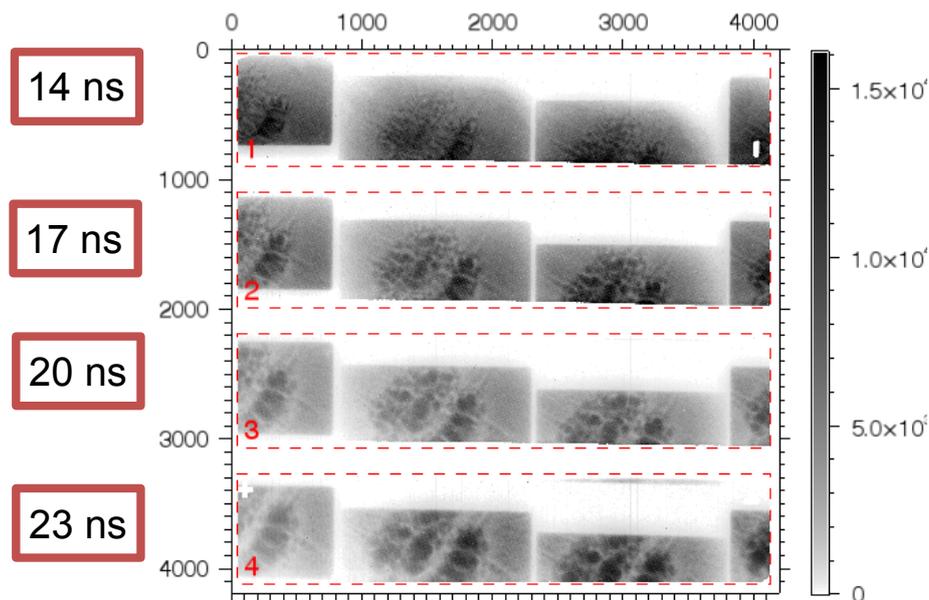


Figure 2.23 – Image de perturbation 3D obtenue avec le GXD, chaque bande représente un temps (le temps décroît selon l'axe des ordonnées).

Corrélation Croisée

Les différentes bandes du GXD (correspondant aux différents instants) ne sont pas centrées de la même manière du fait de la parallaxe induite par la disposition spatiale des sténopés. Ainsi il faut tout d'abord effectuer une corrélation croisée de différentes sous-images pour récupérer une succession de 4 images qui correspondent à la même zone. La taille des sous images ainsi obtenues est limitée par la largeur de la zone obtenue sur le GXD. Par exemple sur la figure 2.23 la bande inférieure (le temps le plus grand) est grandement tronquée, ainsi il sera parfois préférable de ne pas considérer tous les temps pour conserver une zone d'étude plus grande. La corrélation croisée de deux fonctions espacées d'un décalage à déterminer s'écrit

$$CorrC(\tau) = \int f^*(t)g(t + \tau)dt \quad (2.7)$$

En faisant varier τ on cherche une valeur correspondant au maximum de cette intégrale. Dans le cas de notre radiographie, deux images sont décalées spatialement l'une par rapport à l'autre. S'agissant de signaux numériques discrétisés, la corrélation croisée spatiale se calculerait comme une somme sur tous les pixels :

$$CorrC(x, y) = \sum_k \sum_l Im_1(k, l)Im_2(k + x, l + y) \quad (2.8)$$

Ce qui implique, pour des images carrées de taille N , d'effectuer N^2 calculs ce qui représente une lourde tâche numérique. Pour éviter de multiples intégrations, il suffit de se rappeler qu'une convolution dans l'espace réel correspond à un produit dans l'espace de Fourier. Grâce aux algorithmes de FFT, le calcul sera ainsi beaucoup plus efficace. En faisant la transformée Fourier inverse on obtient alors de combien la seconde sous-image doit être déplacée pour correspondre au mieux à la première. On effectue ce calcul pour chaque instant et on déplace les images des coordonnées correspondantes pour ainsi obtenir 4 sous-images de la même zone aux 4 temps différents. Les images corrélées peuvent alors être analysées soit dans l'espace réel, soit dans l'espace de Fourier. Dans l'espace de Fourier, une transformée de Fourier 2D peut être réalisée sur chaque image. Cette transformée 2D peut alors être analysée dans son ensemble, selon des coupes spécifiques (suivant une direction privilégiée) ou alors selon une moyenne azimuthale selon la forme du spectre 2D. Dans l'espace réel, un algorithme de segmentation d'image, dit *watershed*, est utilisé pour compter et quantifier la taille des structures.

Segmentation d'image : watershed

Avant de réaliser la segmentation de l'image par un algorithme *watershed*, l'image doit être "préparée". Ainsi l'image est divisée par un fit d'une image moyennée (application d'un filtre passe-bas) pour s'affranchir de la forme d'éclairement de la source radiographique. Ensuite il est nécessaire de lisser l'image pour atténuer le bruit aux hautes fréquences qui n'a pas d'intérêt physique ; l'image est également multipliée par une constante pour accentuer les différences de niveaux avant l'utilisation de l'algorithme de *watershed* [108]. Enfin

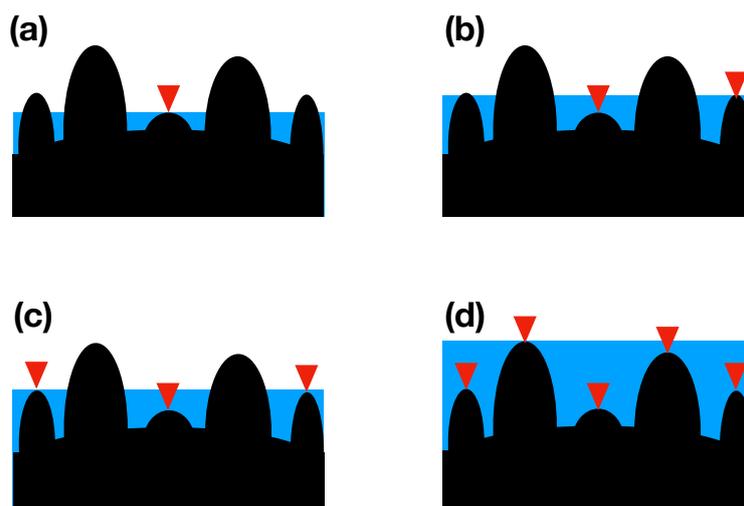


Figure 2.24 – Illustration de l'algorithme de watershed.

l'image est inversée : les zones claires devenant sombres et réciproquement. Cette inversion est propre aux données mesurées dans le cadre de perturbations 3D dues à l'instabilité de Rayleigh-Taylor ; les structures d'intérêt sont les bulles, qui apparaissent claires sur une radiographie car elles sont les zones de faibles densités et donc de faibles absorptions. Or le *watershed* détecte les zones sombres, de signal faible, d'où cette inversion préalable. Cet algorithme déjà présent dans la distribution IDL se comprend très facilement ; l'idée est de détecter les zones sombres, de faible signal, comme on détecterait des bassins dans une surface modulée en profondeur. Chaque bassin est rempli progressivement jusqu'à ce

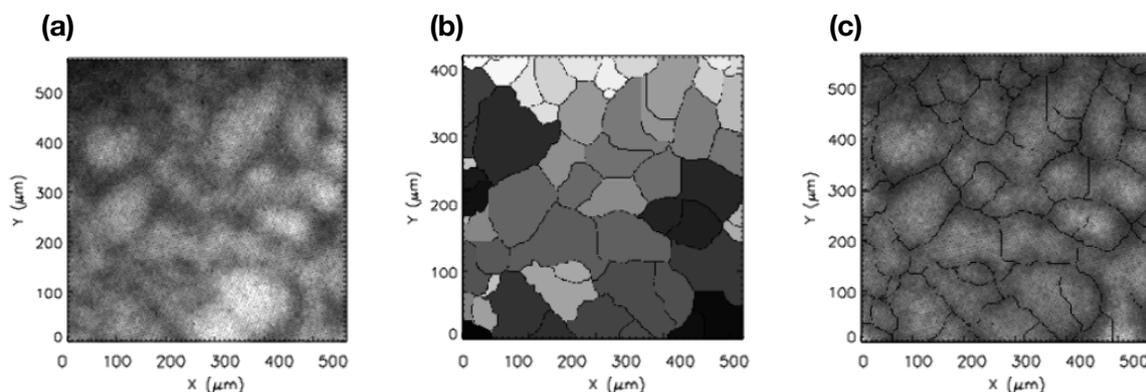


Figure 2.25 – Exemple concret de la segmentation d'image : (a) Radiographie initiale. (b) Segmentation. (c) Superposition des frontières sur la radiographie.

qu'il déborde et rejoigne le bassin adjacent. A ce moment-là, l'endroit où les bassins se rejoignent sera marqué comme la frontière entre ces deux bassins. L'image est remplie ainsi entièrement ce qui donne les délimitations de chaque bassin. Le lissage du bruit est ainsi une étape fondamentale pour éviter que chaque minimum local dû au bruit ne soit considéré comme un bassin indépendant. Une fois la segmentation de l'image terminée,

chaque bassin, c'est à dire chaque structure ou bulle dans le cadre de cette étude, est affecté d'une intensité propre constante tandis que chaque contour est d'intensité nulle. Il est alors possible de compter le nombre de structures et la taille de chacune d'entre elles ainsi que de visualiser la segmentation comme le montre la figure 2.25. Les structures coupées par les bords de l'image sont elles-aussi mises à intensité nulle car l'information les concernant est incomplète et fausserait les statistiques obtenues.

2.4 Code d'hydrodynamique radiative 2D CHIC

2.4.1 Le code CHIC

Description générale du code

Le code CHIC est un code d'hydrodynamique radiative lagrangienne bidimensionnel développé au CELIA [109]. Il comprend une modélisation fluide à deux températures sur un

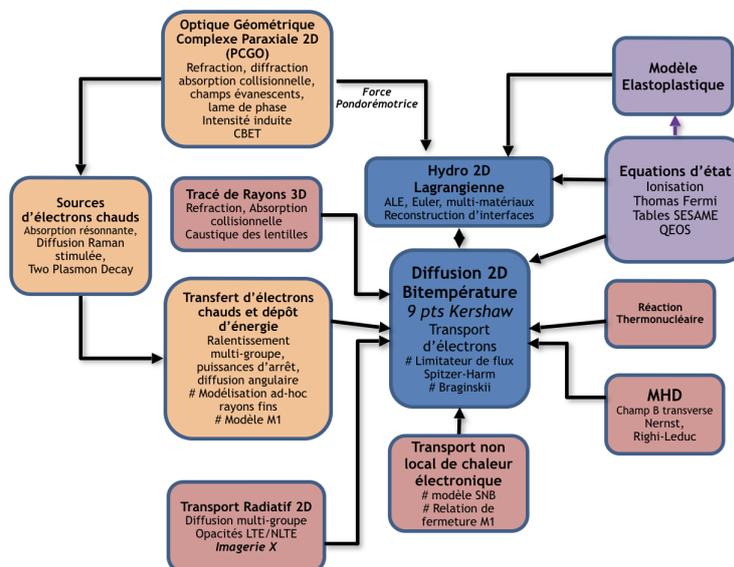


Figure 2.26 – Représentation schématisée des modules du code CHIC

maillage non-structuré avec reprojexion sur une grille eulérienne (*Arbitrary Lagrangian-Eulerian* dit ALE). Le transport électronique est simulé avec le modèle de diffusion de Spitzer-Härm avec limitation de flux tandis que le transport de photons est traité par un modèle de diffusion multigroupe. La propagation des faisceaux laser dans les plasmas est calculée à l'aide d'un algorithme de lancer de rayon tridimensionnel *Ray-tracing*. Ce code est utilisé couramment pour le dimensionnement et l'interprétation d'expériences et pour le design de cibles de FCI.

Équations de conservation traitées

Les plasmas sont décrits dans le code CHIC comme un mélange quasi-neutre d'électrons

et d'ions régi par les équations de mécanique des fluides et décrit par deux températures. Les grandeurs moyennes macroscopiques sont définies comme :

$$\begin{aligned}
n_i m_i &= \sum_{k=1}^{N_i} n_k m_k \\
\rho_m &= n_e m_e + n_i m_i \\
\rho_m \mathbf{u}_m &= n_e m_e \mathbf{u}_e + n_i m_i \mathbf{u}_i \\
n_e &= Z_{eff} n_i \\
\mathbf{j} &= e n_e (\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_e) \\
P_m &= P_e + P_i \\
\epsilon_m &= \epsilon_e \epsilon_i \\
\mathbf{q}_m &= \mathbf{q}_e + \mathbf{q}_i
\end{aligned}$$

avec les indices i , e et m qui désignent respectivement les espèces ioniques, les électrons et les moyennes, N_i le nombre d'ions, \mathbf{u} la vitesse, Z_{eff} le nombre atomique effectif, \mathbf{j} la densité de courant, P la pression du plasma, ϵ l'énergie interne spécifique et \mathbf{q} le flux de chaleur. L'hypothèse est faite que $|\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_e| \ll c$. Le fluide moyen obéit aux relations d'Euler de conservation de la masse et du moment :

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m \mathbf{u}_m) &= 0 \\
\rho_m \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u}_m \cdot \nabla \right) \mathbf{u}_m &= -\nabla P_m + F_{ext}
\end{aligned}$$

où F_{ext} désigne les forces extérieures. Bien que le plasma soit considéré comme un fluide unique, les ions et électrons sont traités de manière distincte avec des températures propres dans la conservation de l'énergie qui s'écrit :

$$\begin{aligned}
\rho_m \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u}_m \cdot \nabla \right) \epsilon_e + \nabla \cdot \mathbf{q}_e &= -P_e \nabla \cdot \mathbf{u}_m - 2\alpha \frac{m_e}{m_i} C_{V,e} \nu_{ei} (T_e - T_i) + W_{ext} \\
\rho_m \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u}_m \cdot \nabla \right) \epsilon_i + \nabla \cdot \mathbf{q}_i &= -P_i \nabla \cdot \mathbf{u}_m + 2\alpha \frac{m_e}{m_i} C_{V,e} \nu_{ei} (T_e - T_i)
\end{aligned}$$

où $C_{V,e} = (3/2)n_e k_B$ est la capacité calorifique des électrons, W_{ext} la densité de puissance du chauffage d'électrons et α un paramètre libre dans l'intervalle $[0,1]$ de couplage électron-ion. Les flux de chaleur \mathbf{q}_e et \mathbf{q}_i sont calculés à partir de la théorie de Spitzer [110]. Les termes sources F_{ext} et W_{ext} proviennent des modules dépendant des phénomènes physiques étudiés et les équations hydrodynamiques sont fermées grâce aux équations d'état des espèces considérées $\epsilon_e(T_e)$, $\epsilon_i(T_i)$, $P_e(T_e)$ et $P_i(T_i)$ (voir figure 2.26).

Etudes réalisées à l'aide du code CHIC

Différentes études sur le design des cibles HiPER (ancien projet de réacteur thermonucléaire par FCI) et leurs comportements et stabilité vis à vis de l'instabilité de Rayleigh-Taylor ont notamment été réalisées avec le code et publiées. Deux approches numériques

différentes ont pu être mises en place dans ce contexte : utiliser le code CHIC pour déterminer l'écoulement 1D de la cible et exporter ces grandeurs dans des modèles ou autres codes de calcul [111] ou utiliser directement le code CHIC pour étudier l'hydrodynamique des cibles. La croissance des instabilités a ainsi été vérifiée en comparant les simulations CHIC à d'autres moyens de calcul d'instabilités hydrodynamiques [112]. La plupart des simulations des études de cible HiPER ont été réalisées en géométrie sphérique convergente sur une dizaine de nanosecondes [113, 114] comme présenté sur la figure 2.27. Plus

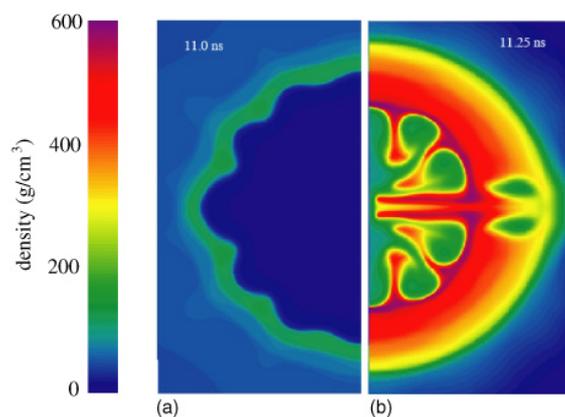


Figure 2.27 – Simulations de l'effet de l'IRT sur une cible HiPER réalisée sur le code CHIC [114].

récemment, des études en géométrie plane du développement de la phase RM et l'effet de mousses sous-denses sur l'empreinte laser ont été réalisées sur le code [78, 115, 116]. Ces études en géométrie plane étaient en revanche limitées à quelques nanosecondes (1 ou 2 maximum) au vu du phénomène étudié (l'ensemencement des instabilités par les défauts du laser). De plus le dimensionnement de ces calculs correspondait à des expériences réalisées sur le laser OMEGA contrairement à cette thèse qui présente des études réalisées sur le NIF. Ainsi la réalisation de simulations d'instabilités hydrodynamiques en géométrie plane sur des temps de 20 à 30 ns en maillage eulérien ou lagrangien n'avait jamais été réalisée jusqu'ici.

2.4.2 Les différents maillages associés aux hydrodynamiques eulérienne et lagrangienne

Les maillages eulériens ou lagrangiens présentent chacun leur points forts et leur points faibles. Un maillage eulérien est un maillage fixé tandis qu'un maillage lagrangien est lié à la matière. Dans le premier cas, la matière se déplace à l'intérieur de la grille que représente le maillage eulérien alors que dans le cas du maillage lagrangien, la matière est liée à sa maille initiale et chaque cellule du maillage se déforme, se comprime ou encore se déplace en fonction du mouvement du fluide. Le maillage eulérien permet une plus grande stabilité numérique : les mailles ne peuvent pas s'écraser sur elle-même ou se croiser. Cependant travailler avec un maillage fixé présente des défauts : à l'instant initial,

les cibles étudiées dans cette thèse ont typiquement une épaisseur de 300 microns, mais après 20 ns d'irradiation laser, la matière se détend sous forme de plasma de plusieurs mm voire cm de longueur en amont de la cible, et la cible elle-même se déplace dans l'autre direction de presque 2 mm. Pour rendre compte des phénomènes mis en jeu, il faut donc, dès l'instant initial, travailler avec un maillage qui couvre toute cette zone, ce qui implique d'avoir plus de mailles et donc prendre plus de temps pour chaque calcul. Pour ce qui concerne les maillages des calculs lagrangiens, leur avantage est que le nombre de mailles n'a qu'à être réparti dans la matière initiale, le maillage suivant le déplacement de la cible ainsi que l'expansion du plasma. Le maillage d'un cas lagrangien permet ainsi une meilleure précision pour la simulation des instabilités hydrodynamiques et le calcul des grandeurs physiques associées qui nécessitent une haute résolution (fort gradient, interfaces précises) tandis que le maillage associé à un calcul eulérien permet d'étudier le comportement hydrodynamique de la cible complète avec une simulation fidèle de la propagation des faisceaux laser à travers le plasma en détente et sur toute la largeur de la cible.

2.4.3 Diagnostics numériques utilisés

Outre le développement de la plateforme numérique et la réalisation des simulations qui sont présentés dans le chapitre 4 de cette thèse, le traitement des simulations a nécessité le développement de plusieurs diagnostics numériques avec le logiciel Matlab. Les simulations réalisées donnent en sortie les cartes de valeur des grandeurs physiques que sont les températures ionique et électronique, la pression, la densité, les vitesses des fluides ou encore la puissance laser. A partir de ces grandeurs, il est alors possible de repérer la position du front d'ablation et du choc. Le front d'ablation est ainsi repéré comme le lieu où le gradient de densité atteint son minimum (il est également possible de regarder l'endroit où le gradient de température est maximal). La position du choc correspond quant à elle à la position du maximum du gradient de densité. Une fois les positions de ces deux fronts connues, il est alors possible de calculer, à partir des grandeurs de base, le taux de masse ablatée, la vitesse d'ablation ou encore l'accélération du front d'ablation. La position et l'épaisseur de la plaque sont également relevées à tout temps. La face avant de la plaque correspond au front d'ablation, tandis que la face arrière est définie à un seuil de densité (typiquement proche de la densité initiale).

En plus d'estimer toutes ces grandeurs physiques, la simulation vise à reproduire la croissance des perturbations sous l'effet des instabilités hydrodynamiques. Pour comparer les simulations numériques aux résultats expérimentaux, l'idée a été de reproduire les mêmes diagnostics et les mêmes traitements. Ainsi des radiographies sont reconstruites à partir des cartes de données issues des simulations. L'intensité I_X des rayons X mesurée par les caméras à image intégrale X a été décrite par l'équation (2.1). La radiographie numérique

(2D) est reconstruite en utilisant l'hypothèse que μ et $I_{backlighter}$ sont constants :

$$I(x, t) = C \exp \left(- \mu_{Ag} \frac{L}{N_z} \sum_z \rho(t, x, z) \right) \quad (2.9)$$

avec $C = 0.62$ un coefficient dépendant des filtres du diagnostic expérimental et du backlighter utilisé et $\mu_{Ag} = 50 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ le coefficient d'absorption de rayonnement X d'argent dans la cible de plastique (sous l'hypothèse d'un éclairage uniforme et d'un rayonnement spatialement stationnaire de ces sources X). L représente la longueur de la boîte de simulation et N_x le nombre de couches dans la direction de propagation du laser, si bien que $\frac{L}{N_z}$ représente la longueur d'une maille (en maillage eulérien). Une fois cette radiographie numérique reconstituée, les mêmes traitements que ceux présentés dans la section "Analyse de signaux 2D" sont réalisés, à savoir division par un fit polynomial, application d'un algorithme de FFT et estimation de la croissance en profondeur optique. Les valeurs pourront alors être directement comparées entre expériences et simulations.

Chapitre 3

Validation d'une nouvelle plateforme expérimentale en attaque directe sur le NIF

L'objectif de ce chapitre est de décrire la méthode employée pour caractériser et quantifier la croissance d'une perturbation 2D monomode sous l'effet de l'IRT en AD sur le NIF. Pour cela des expériences ont été réalisées dans le cadre de la campagne *Discovery Science* HydroPlanarDD sur le NIF. Il s'agit donc tout d'abord de présenter la plateforme expérimentale utilisée et notamment la spécificité du pointé laser développé dans le cadre de cette campagne. Ensuite les résultats expérimentaux sont analysés : la planéité des fronts de choc et d'ablation permettent de s'assurer de l'uniformité de la tâche laser et de valider le comportement de cette plateforme expérimentale novatrice tandis que la croissance d'une perturbation 2D préimposée est quantifiée pour l'étude de l'IRT.

3.1 Réalisation d'expériences sur la plateforme "Hydro Planar Direct Drive"

La campagne expérimentale dans le cadre de laquelle cette étude s'inscrit a été conçue par A. Casner et V. Smalyuk et simulée par I. Igumenshchev à partir de 2012 [117]. L'idée principale est de réaliser des mesures du développement de l'IRT au front d'ablation aux temps longs en attaque directe en géométrie plane. Pour cela, il est nécessaire d'avoir une cible qui reste plane le plus longtemps possible, et donc d'avoir une tâche laser la plus étendue et la plus homogène possible. Ainsi la configuration expérimentale développée dans le cadre de cette campagne expérimentale présente la tâche laser "la plus plate jamais réalisée" et constitue une avancée utile pour la communauté scientifique pour la réalisation d'expériences d'instabilités hydrodynamiques ou de caractérisation d'équations d'état en attaque directe.

3.1.1 Configuration expérimentale

Trois expériences portant sur des perturbations 2D ont été réalisées avec une configuration expérimentale similaire présentée sur la figure 3.1. La cible est une plaque de plastique (CH) plane de densité initiale $\rho = 1.05 \text{ g/cm}^3$ placée au centre-chambre. Elle est irradiée par les faisceaux de l'hémisphère inférieur du NIF. La figure 3.2 présente une

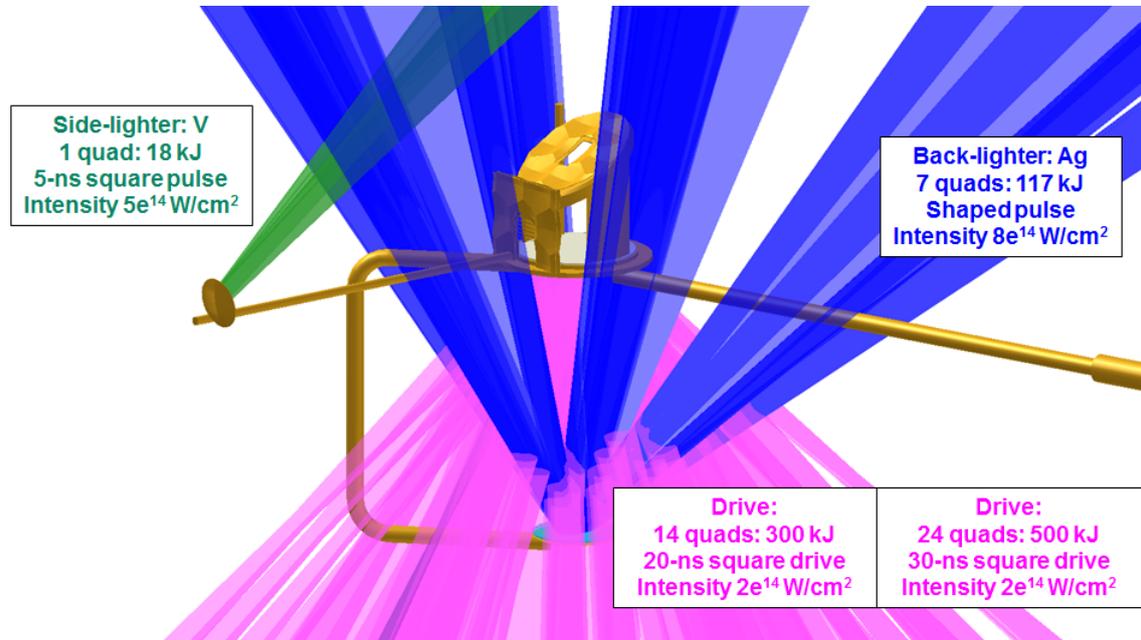


Figure 3.1 – Configuration expérimentale globale des trois expériences 2D.

synthèse des trois expériences présentées ci-après avec leurs caractéristiques respectives.

Expérience	Cible	Impulsion Laser	Empreinte laser	Backlighte	Sidelighte	Diagnostic 1	Diagnostic 2
N160216-002 « plaque épaisse non perturbée »	CH 2mm d'épaisseur sans perturbation	30ns - 500kJ Intensité 200TW/cm2	Non	Non	Zinc	GXD de coté 25 - 29 ns	Non
N160216-001 « plaque fine perturbée Février »	CH 300µm d'épaisseur pert. $\lambda=150\mu\text{m}$ $a=1\mu\text{m}$	20ns - 300kJ Intensité 200TW/cm2	4 faisceaux éclatés de -100ps à 9.9ns Intensité 30TW/cm2	Argent. 120kJ laser	Vanadium 18kJ laser	GXD de face 14 - 18 ns	DISC de coté trajectoire 10-20ns
160331-001 « plaque fine perturbée Mars »	CH 300µm d'épaisseur pert. $\lambda=150\mu\text{m}$ $a=1\mu\text{m}$	20ns - 300kJ Intensité 200TW/cm2	4 faisceaux superposés de -100ps à 9.9ns Intensité 30TW/cm2	Argent. 120kJ laser	Vanadium 18kJ laser	GXD de face 10.5 - 14.5 ns	DISC de coté trajectoire 10-20ns

Figure 3.2 – Résumé des différentes expériences de qualification de la plateforme.

Expérience sur plaque épaisse non perturbée

La première expérience (*N160216-002*) réalisée a servi à valider la plateforme, c'est-à-dire à s'assurer que la configuration laser créée donne bien le résultat attendu qui sera discuté ci-après. Pour ce faire, une plaque non perturbée de 2 mm d'épaisseur et 3 mm d'épaisseur (cf figure 3.3) a été utilisée et a été irradiée durant 30 ns par une impulsion totale totalisant 500 kJ d'énergie. La tâche laser composite a un diamètre d'environ 2 mm dans le plan de la plaque (qui n'est pas le plan focal des faisceaux comme il sera

présenté ci-après). Un disque de zinc est positionné dans le plan de la cible ; on parle du

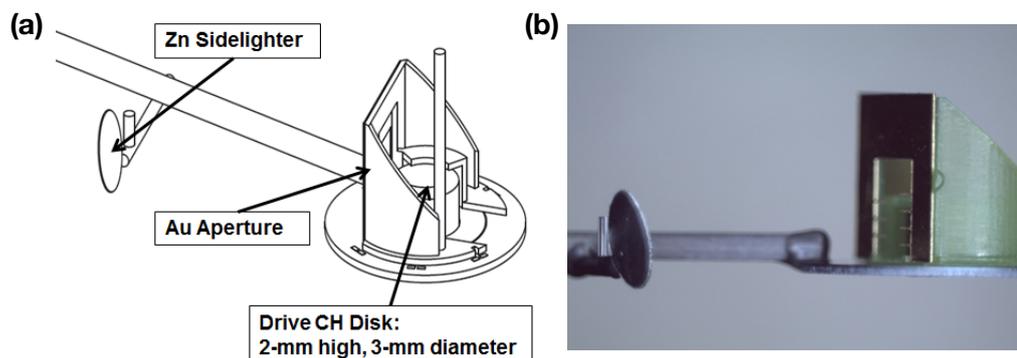


Figure 3.3 – (a) Schéma de la cible non perturbée. (b) Photo de la cible non perturbée.

sidelighter. Ce disque de zinc est irradié pour produire des rayons X qui vont traverser la plaque et être collectés par un GXD positionné de l'autre côté de la chambre d'expérience. Les radiographies obtenues entre 26 et 29 ns permettent de mesurer l'état de la plaque et en particulier la planéité des fronts de choc et d'ablation.

Expériences sur plaque fine perturbée

Deux expériences (*N160216-001* et *N160331-001*) d'évaluation de la croissance d'une perturbation 2D sous l'effet de l'IRT ont été réalisées. La configuration de ces deux expériences est celle de la figure 3.1 pour une impulsion laser de 20 ns et 300 kJ d'énergie laser. La cible est une plaque de plastique de 300 μm d'épaisseur sur laquelle est gravée une perturbation sur la face faisant face au laser (cf figure 3.4). Cette perturbation gravée



Figure 3.4 – Photo de la plaque perturbée.

a une amplitude crête-à-crête d'un micron et une longueur d'onde $\lambda = 150 \mu\text{m}$. Deux diagnostics principaux sont utilisés sur ces expériences : un GXD placé à l'aplomb de la cible permet de prendre des radiographies de face, tandis qu'un DISC permet d'obtenir la trajectoire de la feuille en vol au cours du temps.

3.1.2 Configurations laser : optimisation de la tâche laser

Comme évoqué précédemment, l'un des objectifs de la campagne expérimentale est de développer et valider une nouvelle configuration laser permettant d'obtenir une irradiation laser uniforme sur 2 mm de diamètre. L'objectif est présenté sur la figure 3.5, c'est à dire

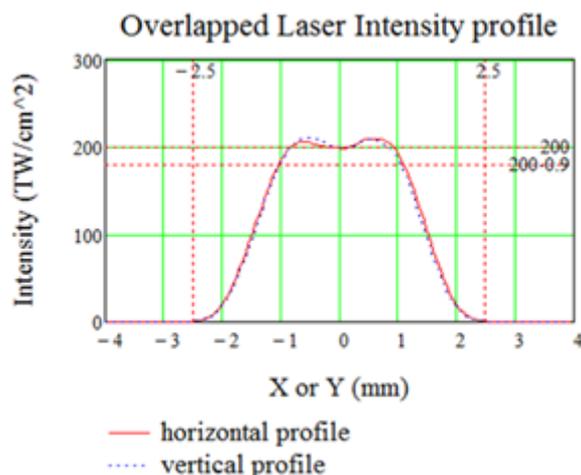


Figure 3.5 – Profil théorique de la tâche laser.

d'avoir une intensité la plus uniforme possible (90% de 200 TW/cm^2) sur les 2 mm. Pour ce faire, les faisceaux (avec lame de phase nominale) sont dépointés puis défocalisés ; c'est-à-dire qu'au lieu d'avoir la cible dans le plan focal des faisceaux laser comme à l'accoutumée, la plaque est placée devant les plans focaux des différents faisceaux (ou les faisceaux pointent derrière la plaque selon). Cette technique est utilisée sur les trois différentes expériences. Le pointé de chaque faisceau est résumé sur la figure 3.6. Ce pointé a été optimisé par N. Izumi (LLNL). La figure 3.6 présente de légères différences entre les

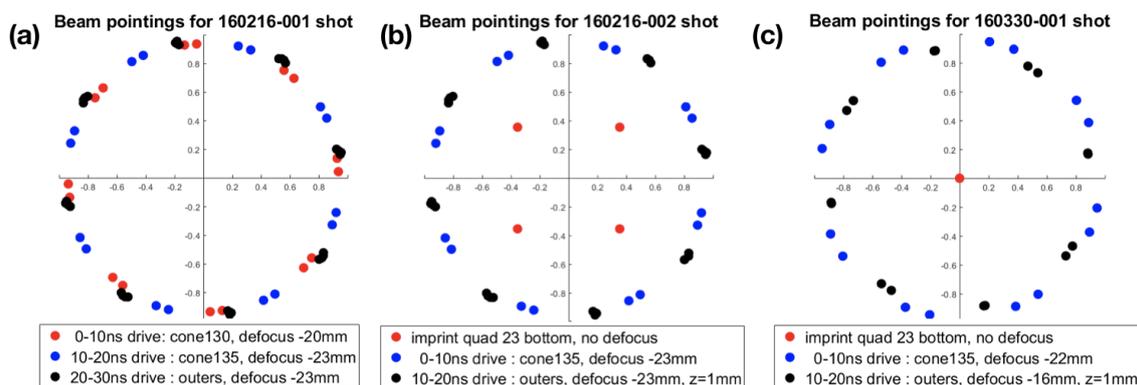


Figure 3.6 – Pointés des faisceaux pour chacune des trois expériences. (a) Plaque épaisse non perturbée. (b) et (c) Plaque fine perturbée, respectivement l'expérience de Février et celle de Mars 2016. Les pointés décrivent des cercles d'environ 1 mm de rayon.

expériences sur plaque fine perturbée de Février et de Mars dues à une modification de la cible, le sidelighter a été déplacé et donc les pointés des faisceaux devaient eux aussi être

corrigés pour éviter de toucher la structure de la cible comme vu précédemment.

3.1.3 Conditions laser de l'expérience sur la plaque épaisse

L'expérience sur plaque épaisse non perturbée présente l'impulsion laser la plus énergétique (500 kJ) et la plus longue (30 ns) de cette campagne. Cette durée est obtenue en divisant l'impulsion laser en trois temps : de 0 à 10 ns, seul les 32 faisceaux à 50° sont utilisés. Ces faisceaux sont défocalisés de -20 mm, c'est-à-dire que leur plan focal est situé 2 cm derrière la plaque. Leurs pointés dans le plan de la cible sont représentés en rouge sur la figure 3.6(a). De 10 à 20 ns, les faisceaux à 44.5° prennent le relais (en bleu sur la figure) et sont défocalisés de -23 mm. Enfin de 20 à 30 ns, les faisceaux à 30° et 23° ont utilisés (16 pour chaque angle) avec une défocalisation de -23 mm. On constate que chacun de ces trois groupes de faisceaux décrit un cercle d'un millimètre de rayon pour aboutir à la tâche centrale plane sur 2 mm. La figure 3.7 présente la loi de puissance laser

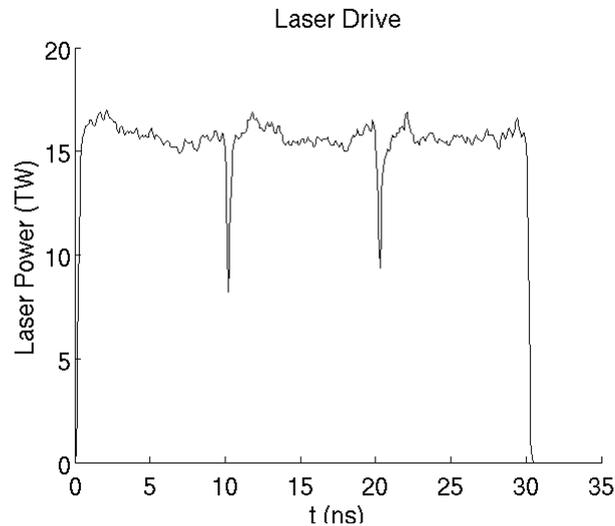


Figure 3.7 – Loi de puissance laser pour les expériences sur plaque épaisse.

réalisée durant l'expérience. A 10 et 20 ns, un changement de faisceaux d'irradiation est opéré avec respectivement le passage des faisceaux de 50° à 44.5° et de 44.5° à 30° et 23° . L'extinction et l'allumage des faisceaux entraînent alors une brève chute dans la puissance laser comme le montre la figure 3.7.

3.1.4 Conditions laser des expériences associées aux plaques perturbées

Concernant les deux expériences visant à caractériser la croissance d'une perturbation 2D sous l'effet de l'IRT, deux pointés laser différents ont été utilisés. Pour la première réalisée en Février 2016 (N160216-001), l'impulsion principale de 20 ns est identique à l'impulsion de 10 à 30 ns de la plaque épaisse présentée ci-avant à un détail près : les faisceaux à 30° et 23° de la deuxième partie de l'impulsion sont pointés 1 mm derrière la position initiale de la plaque. L'objectif de ce dépointage est de suivre la trajectoire de la feuille

qui, étant plus fine, va se mettre en vol durant l'expérience. A cette impulsion principale s'ajoute un quadruplet d'empreinte laser, ou d'*imprint*. Ce quadruplet est allumé 100 ps avant l'impulsion principale, pour une durée de 10 ns. Les faisceaux de ce quadruplet ont subi un lissage laser utilisant les lames de phase nominales du NIF ainsi que lissage par dispersion spectrale 1D (au lieu de 2D comme le reste des faisceaux) dans la direction perpendiculaire au vecteur d'onde de la perturbation gravée sur la plaque. L'objectif est de voir si l'empreinte de ces faisceaux est mesurable et de comparer cette perturbation induite par le laser à la perturbation initiale.

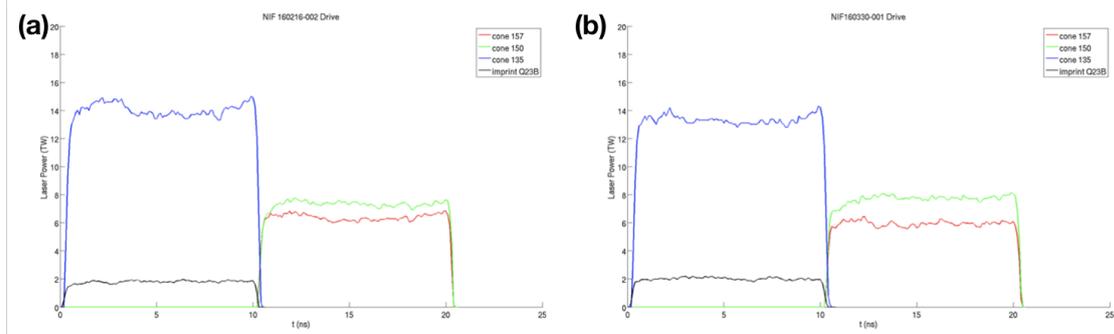


Figure 3.8 – Lois de puissance laser pour les expériences sur plaque perturbée.

3.2 Validation de la plateforme : Étude du tir sur plaque épaisse

3.2.1 Estimation de la courbure comme signature de la tâche laser

La première expérience, numérotée N160216-002, a, comme exposé précédemment, pour objectif de valider la configuration expérimentale et en particulier la configuration de l'irradiation laser novatrice utilisée. Ainsi, puisque l'objectif est d'obtenir une tâche laser uniforme sur une zone centrale de 2 mm, il s'agit de mesurer la planéité des fronts de choc et d'ablation qui vont se propager dans cette plaque épaisse sous l'effet du rayonnement laser incident. Ces deux fronts devraient être plans sur une zone centrale de 2 mm correspondant au centre de la tâche laser. Pour ce faire, l'un des GXD du NIF est utilisé en vue latérale, irradié par des rayons X produits par la source de zinc présentée précédemment. L'impulsion laser étant longue de 30 ns, il convient de regarder le plus tard possible. Ainsi les différentes pistes de radiographie sont actives entre 26 et 30 ns.

Comme le montre la figure 3.9, les images sont exploitables, avec une saturation hors de la zone d'intérêt. Il sera en revanche impossible d'extraire des informations sur la densité de la cible à partir de ces images à cause de cette saturation. Les radiographies à 26 et 28 ns sont suffisamment nettes et ont été prises avant la saturation du détecteur ainsi il est possible d'extraire à la fois la position des fronts de choc et d'ablation mais aussi leur courbure.

La figure 3.10 présente une sous-image de la radiographie totale correspondant à l'instant $t = 28$ ns. En considérant une zone centrale de 2 mm, la distance mesurée des

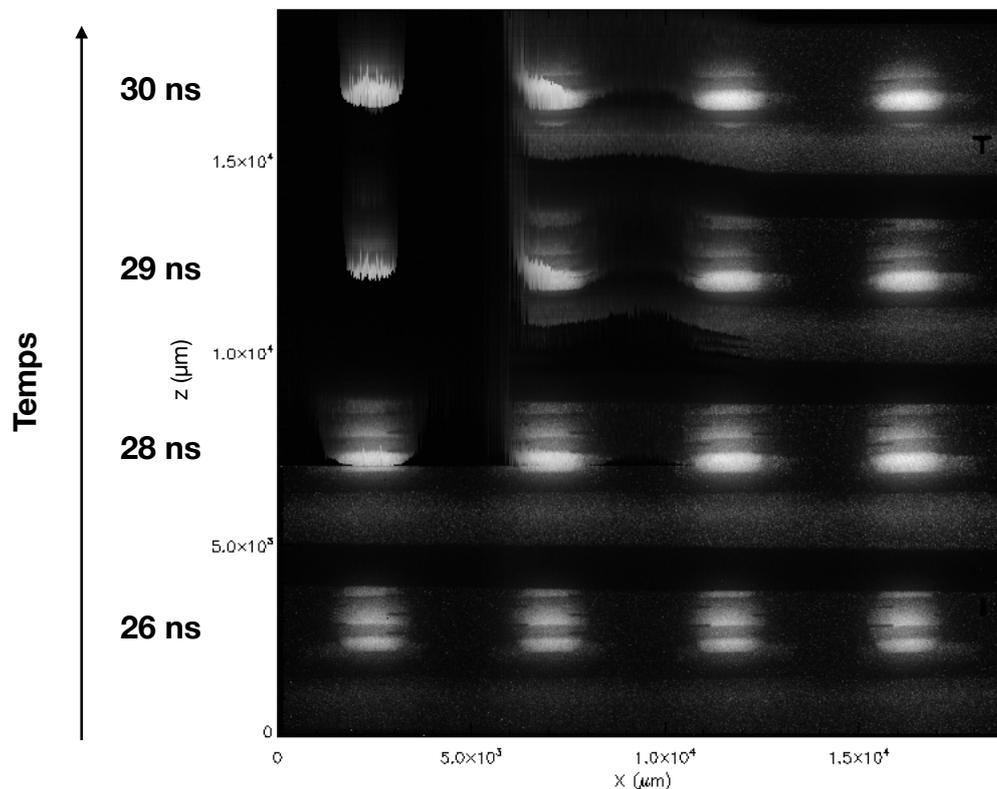


Figure 3.9 – Radiographie de côté de l’expérience sur plaque épaisse : de haut en bas les bandes correspondent à $t=26, 28, 29$ et 30 ns respectivement.

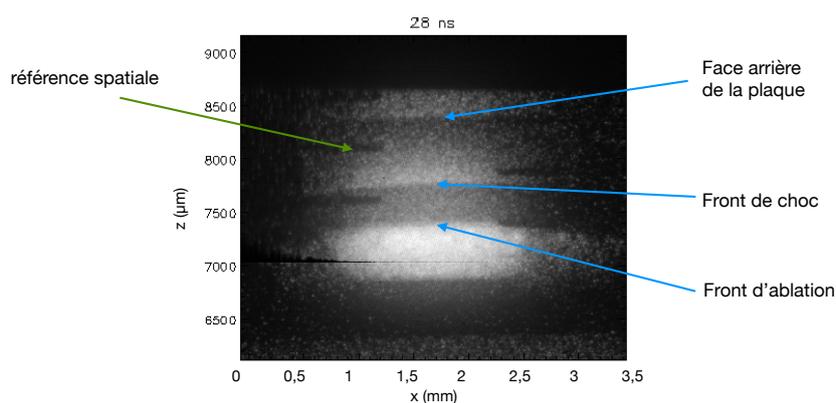


Figure 3.10 – Radiographie à 28 ns. Le laser arrive de bas en haut.

fronts de choc et d’ablation entre l’extrémité est le centre est de $150 \mu\text{m}$ après 28 ns. De ces données, le rayon de courbure R des fronts de choc et d’ablation peut être calculé

selon la formule :

$$R = \frac{(r^2 + h^2)}{2h} = 0.4 \text{ mm}$$

Ici $r = 1 \text{ mm}$ est le rayon de la tache focale et $h = 0.15 \text{ mm}$ est la distance entre les positions des fronts au centre et au bord de la tache. Cette excellente planéité valide la conception de la tâche laser qui permet d'obtenir une large zone d'étude à intensité constante et ce pour des temps d'impulsion laser de plusieurs dizaines de nanosecondes.

3.2.2 Estimation de la vitesse d'ablation

La vitesse d'ablation V_a peut être extraite de ces radiographies. En effet V_a s'écrit :

$$V_a = V_{fa} - V_p \quad (3.1)$$

avec V_{fa} la vitesse du front d'ablation et V_p la vitesse des particules de la région choquée. En supposant V_p constante dans la zone choquée, et en utilisant les relations de Rankine-Hugoniot pour un choc instationnaire, il vient :

$$\frac{\rho_0}{\rho_s} = \frac{D_s}{D_s - V_p} \quad (3.2)$$

$$V_p = D_s \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho_s}\right) \quad (3.3)$$

$$V_a = D_a - D_s \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho_s}\right) \quad (3.4)$$

avec D_s la vitesse du front de choc et ρ_s/ρ_0 le rapport entre la densité de la zone choquée et la densité initiale. Dans l'hypothèse d'un choc fort, ce rapport de densité est de 4. Les vitesses D_a et D_s sont quant à elles évaluées sur les radiographies expérimentales.

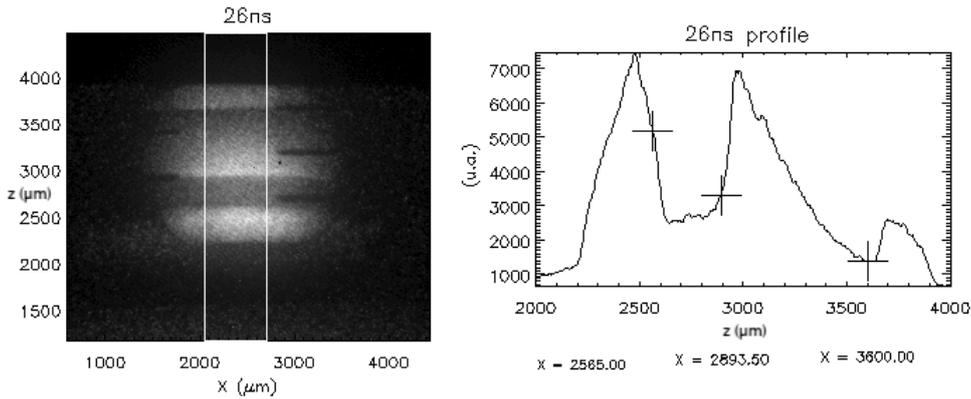


Figure 3.11 – Radiographie à $t = 26 \text{ ns}$ (à gauche) et coupe verticale (à droite). Sur la coupe verticale, trois pointeurs repèrent la position du front d'ablation, du front de choc et de la face arrière de la plaque.

Les deux radiographies 3.10 et 3.11 sont en effet espacées de 2 ns, et les positions des fronts sont relevées à 28 et 26 ns respectivement. Afin de connaître la position absolue de

ces fronts, deux références complémentaires sont disponibles. Premièrement l'extrémité de la plaque (de 2 mm d'épaisseur et fixe pendant l'expérience). Ainsi la position relative des fronts par rapport à la face arrière de la plaque nous donne la position absolue. Pour confirmer ces mesures, des références spatiales sont visibles sur la radiographie de part et d'autre de la zone illuminée. Ces éléments servent à étalonner la position, en effet chaque bâton est positionné à 500 μm du précédent, on peut ainsi évaluer et corriger la parallaxe éventuelle sur cette radiographie.

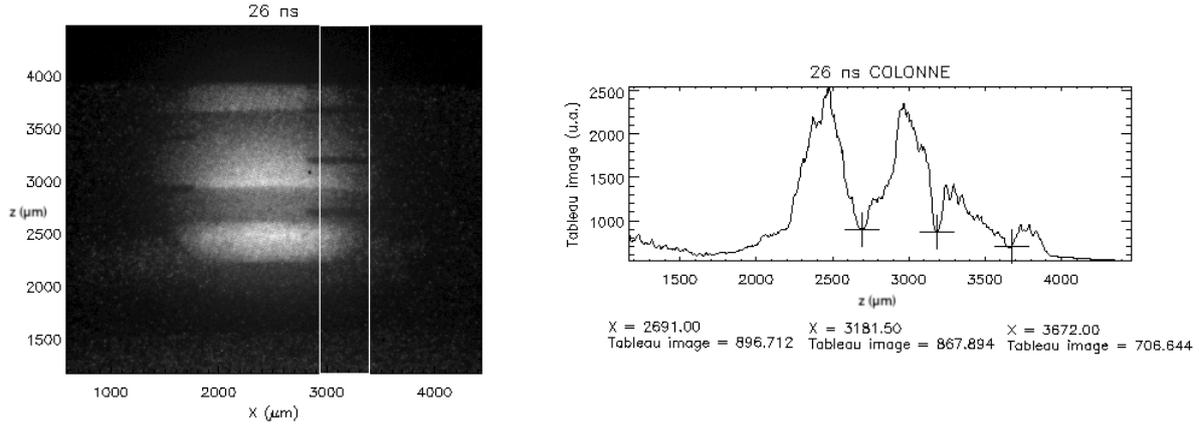


Figure 3.12 – Radiographie à $t = 26$ ns (à gauche) et coupe verticale (à droite). Sur la coupe verticale, les positions des trois étalons sont relevés.

On constate sur la figure 3.12 que l'écart mesuré entre les étalons est de 490 μm au lieu des 500 attendus. Ainsi la parallaxe occasionne une erreur d'environ 2% sur la mesure. De plus les traitements similaires à ceux décrits sur la figure 3.11 ont été effectués sur les différentes images de la bande pour obtenir une valeur moyenne. Ainsi l'erreur due à la parallaxe ainsi que les valeurs d'erreurs provenant des différentes mesures permettent de donner une estimation de la précision de la mesure. Il vient donc d'après 3.11 que le front d'ablation est à $3600 - 2565 = 1035$ μm de la face arrière ce qui fait que :

$$x_{abla}(t = 26 \text{ ns}) = 2000 - 1035 = 965(\pm 50) \mu\text{m} \quad (3.5)$$

De même

$$x_{choc}(t = 26 \text{ ns}) = 1293(\pm 50) \mu\text{m} \quad (3.6)$$

Le même traitement pour la radiographie à 28 ns donne :

$$x_{abla}(t = 28 \text{ ns}) = 1010(\pm 50) \mu\text{m} \quad (3.7)$$

$$x_{choc}(t = 28 \text{ ns}) = 1389(\pm 50) \mu\text{m} \quad (3.8)$$

Pour en revenir à la vitesse d'ablation, il vient donc

$$D_a = (1040 - 965)/2 = 37.5 \mu\text{m ns}^{-1} \quad (3.9)$$

$$D_s = (1389 - 1293)/2 = 48 \mu\text{m ns}^{-1} \quad (3.10)$$

et donc en revenant à l'équation 3.4 :

$$V_a = 37.5 - 48\left(1 - \frac{1}{4}\right) = 1.5 \text{ } \mu\text{m ns}^{-1} \quad (3.11)$$

Ainsi la vitesse d'ablation est estimée à $1.5 \text{ } \mu\text{m ns}^{-1}$ entre 26 et 28 ns. Cette valeur peut être extrapolée à toute l'expérience car l'impulsion laser a été conçue pour être constante sur toute la durée de l'expérience et que la propagation du choc soit stationnaire dans le même milieu de CH au repos durant les 30 ns de l'expérience. Cette estimation sera plus tard vérifiée ou corrigée grâce aux simulations numériques mais peut déjà être comparée à la valeur théorique définie à l'équation (1.37). Pour une intensité laser estimée à 200 TW/cm^2 d'après la figure 3.5, il vient d'après l'équation (1.41) :

$$\dot{m}_a = 7.34 \cdot 10^5 \text{ g s}^{-1} \text{ cm}^{-1}$$

La densité au front d'ablation étant estimée à la densité post-choc dans le cas d'un choc fort, il vient $\rho_a = 4\rho_0$ avec $\rho_0 = 1.05 \text{ g/cm}^3$, ce qui donne $\rho_a = 4.20 \text{ g/cm}^3$ et enfin :

$$V_a(\text{theo}) = \frac{\dot{m}_a}{\rho_a} = \frac{7.34}{4.20} = 1.74 \text{ } \mu\text{m ns}^{-1}$$

Ainsi la vitesse d'ablation expérimentale correspond à la valeur théorique (pour des écoulements 1D) à 15% près. Les lois d'échelle permettent également d'estimer la pression atteinte pour cette irradiation de 200 TW/cm^2 . D'après l'équation (1.42), la pression au front d'ablation atteint 38 Mbar.

3.3 Évaluation de la croissance d'une perturbation préimposée monomode 2D

La première expérience sur plaque épaisse a permis de valider la configuration laser. La défocalisation des faisceaux permet ainsi d'obtenir une zone d'intensité homogène sur 2 mm de diamètre environ. Cela permet une plus grande extension spatiale des zones d'étude des phénomènes hydrodynamiques (choc, perturbation...) et donc une meilleure statistique et précision des mesures effectuées. Comme présenté précédemment, les deux expériences suivantes ont été réalisées sur une plaque fine ($300 \text{ } \mu\text{m}$ d'épaisseur) et portant une perturbation initiale monomode de longueur d'onde $150 \text{ } \mu\text{m}$ et d'amplitude crête à crête $1 \text{ } \mu\text{m}$.

3.3.1 Trajectoire de la feuille en vol

Avant de regarder le comportement de la perturbation lors de ces deux expériences, il convient d'étudier la radiographie de côté permettant de déterminer la trajectoire en vol de la feuille. Sur l'expérience N160216-001, aucune trace de la feuille n'a été mesurée comme le montre la figure 3.13.

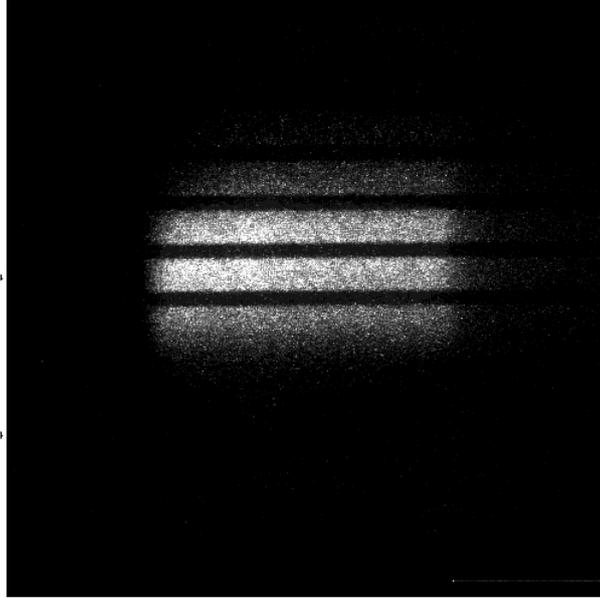


Figure 3.13 – Radiographie de côté prise par le DISC lors de l'expérience N160216-001.

La raison semble être le choix du couple timing/pointé du DISC. En effet dans cette expérience le diagnostic était réglé pour faire son acquisition entre 11.5 et 21.5 ns et pointait vers $z = 1.5$ mm. Ces valeurs étaient en effet inadaptées à la trajectoire réelle de la feuille. La radiographie 3.13 présentée est brute, les échelles ont été laissées en pixels et non retraitées. Lors de la seconde expérience N160331-001, le pointé du diagnostic a été laissé à $z = 1.5$ mm mais la période d'acquisition a été retardée pour s'étendre de 15.5 à 25.5 ns, ces valeurs ayant été prédites par les simulations numériques CHIC 1D (décrites au chapitre suivant). La radiographie obtenue est présentée sur la figure 3.14.

Contrairement à la figure 3.13, cette radiographie 3.14 permet de distinguer au bas de la tâche d'émission du sidelighter une ombre qui "monte" au fil du temps. Cette ombre est en réalité la plaque en vol, qui arrive du bas et avance sous l'effet de l'impulsion laser. Pour extraire la position de la plaque, il est nécessaire d'agrandir la zone d'intérêt (cadre rouge) comme sur la figure 3.15.

Ensuite le bord de la plaque est détecté en utilisant le logiciel IDL. Pour cela il faut tout d'abord lisser l'image pour ne pas détecter chaque pixel, puis tracer des isocontours à différentes valeurs jusqu'à obtenir le bord de la plaque voulu. Enfin, des mesures sont prises à différents temps et constitueront les données expérimentales comme présenté sur la figure 3.16.

Le premier pointé a pour coordonnées ($t = 18.64$ ns, $z = 1364$ μm) tandis que le dernier pointé correspond à ($t = 22.42$ ns, $z = 1804$ μm), ce qui donne une vitesse estimée pour le face arrière de la plaque à $t = (22.42 + 18.64)/2 = 20.5$ ns de :

$$V_{\text{plaque}} = \frac{1804 - 1364}{22.42 - 18.64} = 116 \text{ } \mu\text{m ns}^{-1}$$

Il convient de rappeler que l'impulsion laser a été maintenue à puissance constante pendant

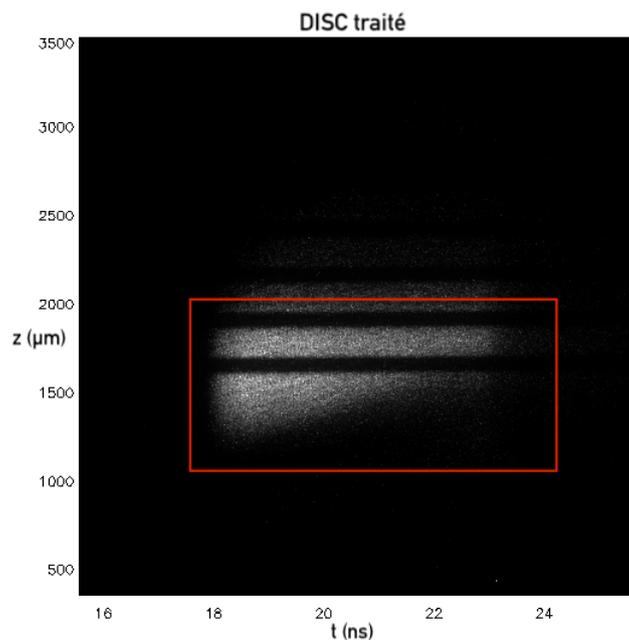


Figure 3.14 – Radiographie de côté prise par le DISC lors de l'expérience N160331-001.

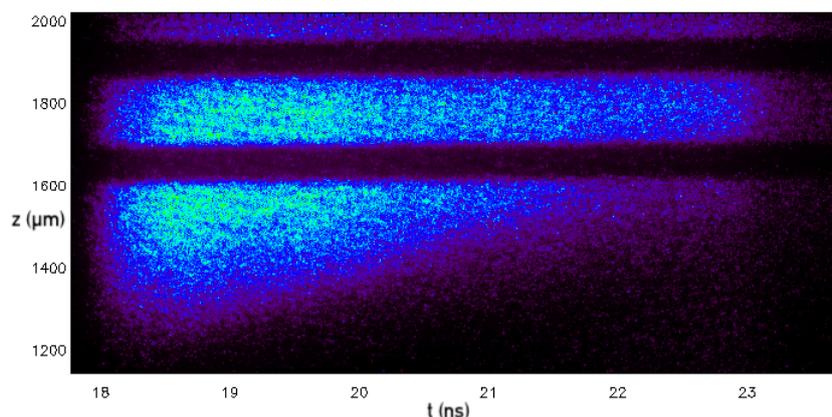


Figure 3.15 – Sous-image de la radiographie de côté prise par le DISC lors de l'expérience N160331-001, recolorisée.

20 ns, ainsi l'accélération (du centre de masse) de la plaque est supposée constante au cours de ces 20 ns. La vitesse de la plaque étant nulle à l'instant initial $t = 0$. Pour une vitesse de plaque finale estimée à $116 \mu\text{m ns}^{-1}$, il vient que l'accélération de la plaque g_{plaque} est estimée à :

$$g_{\text{plaque}} = \frac{116}{20} = 5.8 \mu\text{m ns}^{-2}$$

Ces valeurs sont des estimations, la détection du bord de la plaque sur la radiographie de côté étant sensible et dépendante des traitements utilisés.

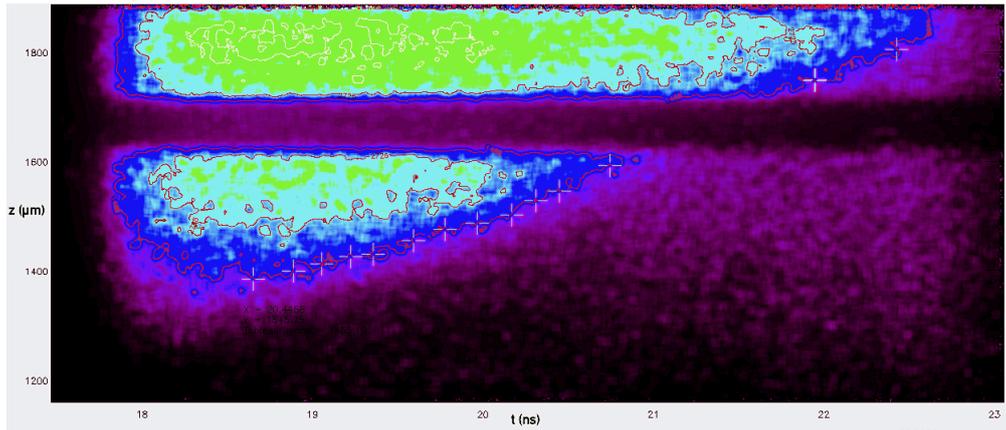


Figure 3.16 – Sous-image lissée avec détection d’isocontours et pointés (couleurs modifiées).

3.3.2 Analyse des radiographies de face

Croissance de la perturbation préimposée

L’objectif des deux expériences N160216-001 et N160331-001 est de mesurer la croissance d’une perturbation préimposée connue ($\lambda = 150 \mu\text{m}$ et $2a = 1 \mu\text{m}$) sous l’effet de l’instabilité de Rayleigh-Taylor au front d’ablation ainsi que de comparer l’effet de l’empreinte laser et l’éventuel développement d’une perturbation induite par le laser à la perturbation préimposée. Ces deux expériences ont une configuration expérimentale semblable même si le pointé des faisceaux laser a été légèrement modifié entre ces deux expériences (cf figure 3.6). Les lois laser réalisées restent quand à elles très proches (cf figure 3.8). Les radiographies de face obtenues lors de ces expériences sont présentées sur les figures 3.17 et 3.18. La croissance de la perturbation préimposée (verticale) est directement visible sur ces images, le temps étant croissant de bas en haut. A 10.5 ns, la perturbation est à peine visible et se distingue ensuite de plus en plus. En revanche sur ces images l’empreinte laser perpendiculaire à la perturbation préimposée n’est pas visible au premier regard. Le dernier temps d’acquisition du tir N160216-001 a un signal tronqué et assez faible. Ces radiographies sont traitées en utilisant la méthode décrite dans la section 3.3. Au centre de la feuille, une zone un peu plus sombre est visible sur la radiographie de l’expérience N160216-001. Cette zone sombre semble correspondre au lieu où le quadruplet d’empreinte laser (focalisé sur la cible, avec une tâche d’environ $300 \mu\text{m}$ de largeur) frappe la feuille. La figure 3.19 présente les coupes horizontales réalisées sur les quatre bandes de la radiographie ainsi que la déconvolution du signal du backlighter (un polynôme d’ordre 8 est utilisé [36]). Malgré le niveau de signal faible de la mesure à 18.38 ns, on constate bien la croissance de la perturbation sur les signaux déconvolués. La variation relative de profondeur optique est ensuite obtenue pour les deux expériences. On constate sur la figure 3.20 un léger écart entre les points expérimentaux de l’expérience N160216-001 et ceux de l’expérience N160331-001. Cette différence peut provenir des modifications des pointés des faisceaux. La croissance de la variation de profondeur

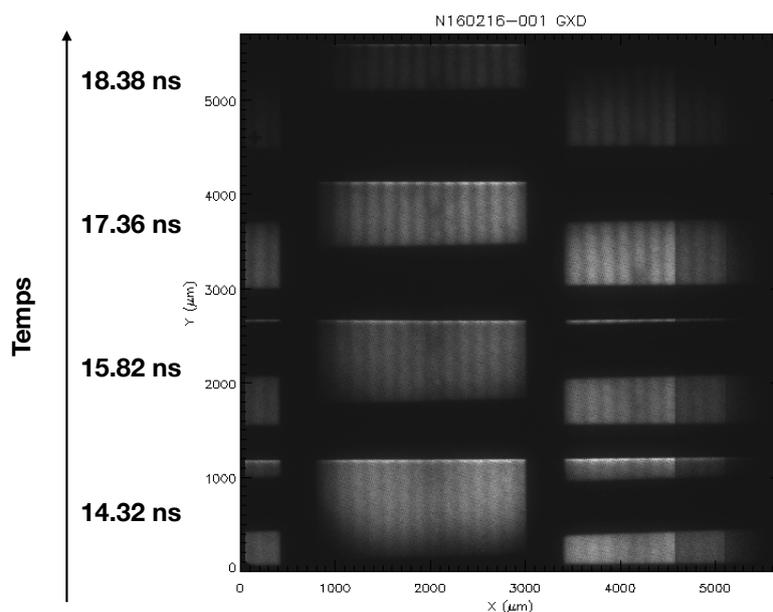


Figure 3.17 – Radiographie de face N160216-001.

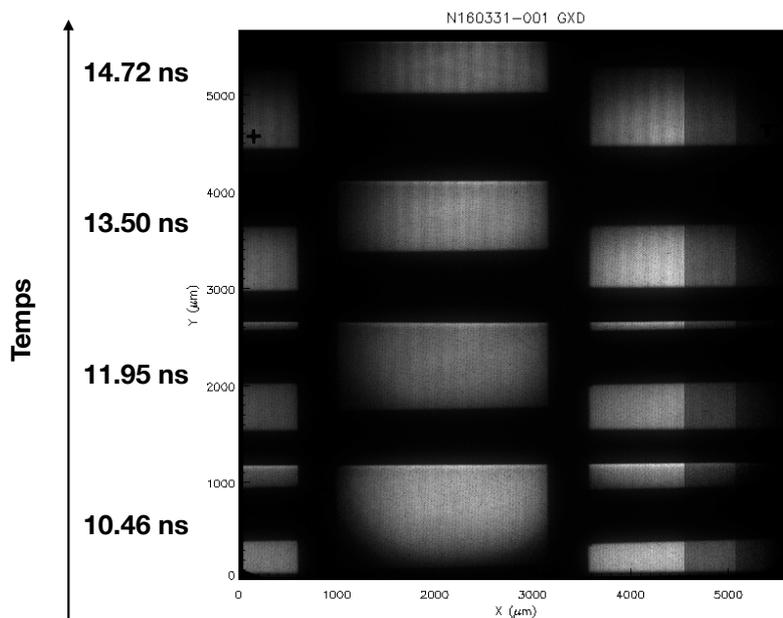


Figure 3.18 – Radiographie de face N160331-001.

optique apparaît exponentielle comme prédit par la théorie de l'IRT en régime linéaire, même si un décrochage semble apparaître sur les deux derniers points. Le tracé dans un repère semi-logarithmique permet une meilleure visualisation de ces données. On constate que les points expérimentaux ne sont bien pas alignés entre les deux expériences, plus particulièrement concernant les deux derniers points de l'expérience N160216-001. Un fit exponentiel de formule $f(t) = A_0 \exp(\gamma t)$ peut être réalisé pour obtenir une valeur expérimentale du taux de croissance γ . Puisque les points ne semblent pas tous correspondre au régime linéaire, plusieurs fits sont réalisés : le premier sur les quatre points provenant de

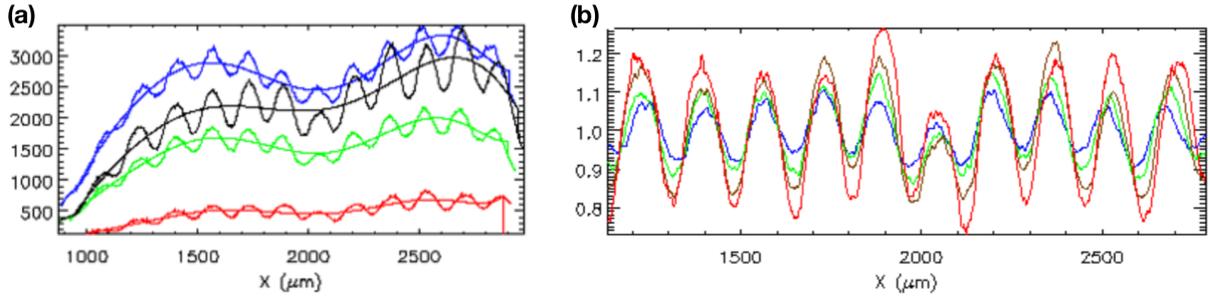


Figure 3.19 – (a) Coupes et fit polynomial d'ordre 8 des radiographies obtenues lors de l'expérience N160216-001. (b) Signaux déconvolués (coupe/fit). Les quatre temps expérimentaux sont représentés : 14.32 ns en bleu, 15.82 ns en noir et marron, 17.36 ns en vert et 18.38 ns en rouge.

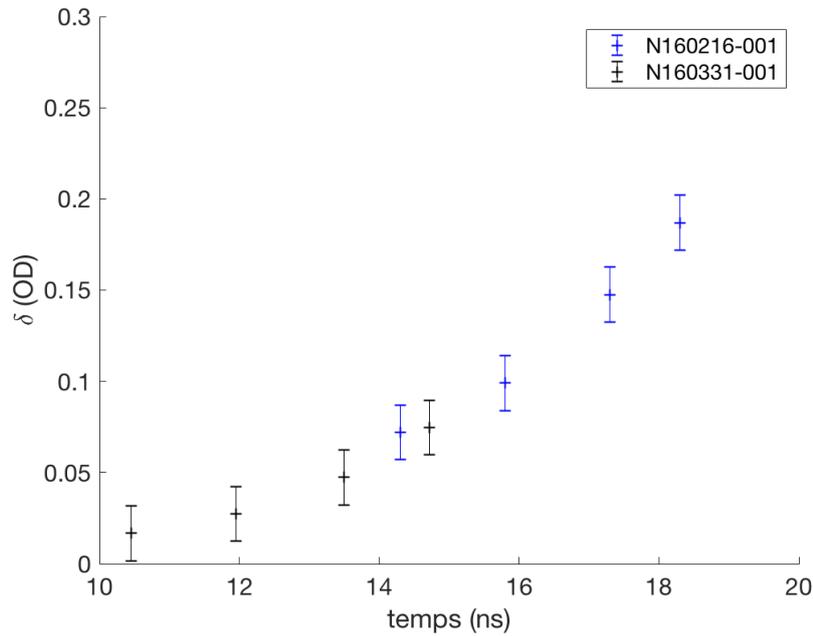


Figure 3.20 – Variations de profondeur optique mesurées par radiographie de face sur les expériences N160216-001 et N160331-001.

l'expérience N160331-001, le deuxième sur les quatre points de l'expérience N160216-001 et enfin un troisième sur les six premiers points (les quatre de l'expérience N160331-001 et les deux premiers temps de N160216-001). Ces trois courbes sont tracées sur la figure 3.22. Ainsi ces trois fits donnent les trois taux de croissance suivants :

$$\gamma_{N160216-001} = 0.2414 \text{ ns}^{-1}$$

$$\gamma_{N160331-001} = 0.3507 \text{ ns}^{-1}$$

$$\gamma_{6points} = 0.3462 \text{ ns}^{-1}$$

On constate que ce soit dans les valeurs des taux de croissance γ ou sur la figure 3.22 que considérer les quatre points de l'expérience de Mars ou prendre les six premiers points

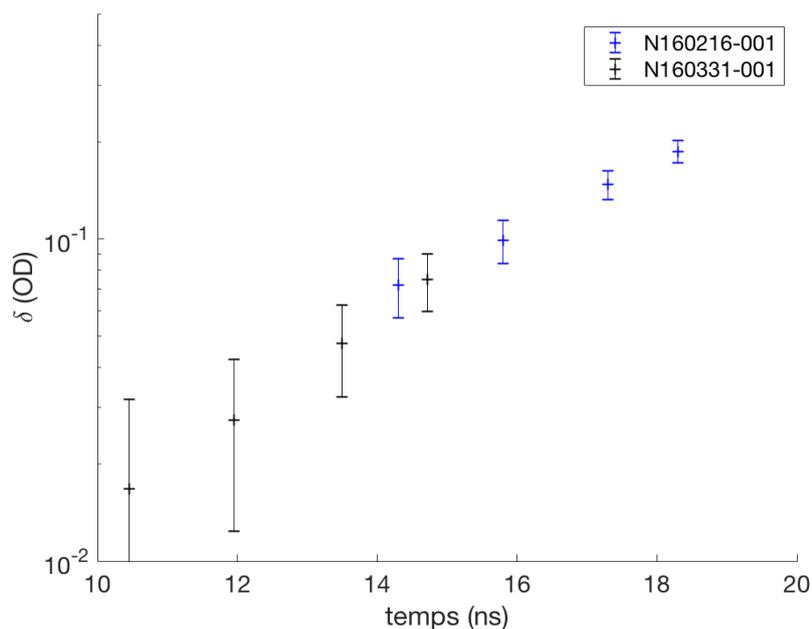


Figure 3.21 – Variations de profondeur optique mesurées par radiographie de face sur les expériences N160216-001 et N160331-001, axe des ordonnées logarithmique.

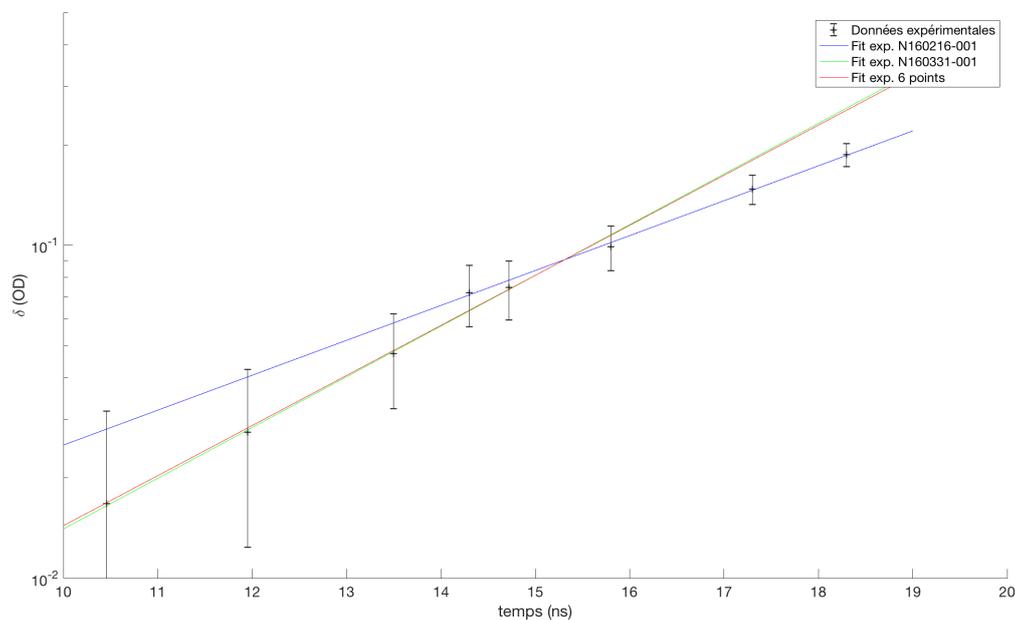


Figure 3.22 – Comparaison des données expérimentales et des interpolations de croissance exponentielle.

(au sens temporel) donne le même comportement, tandis que les mesures aux temps les plus longs donnent une croissance bien plus faible. Ainsi ces mesures semblent indiquer que l'IRT est en régime linéaire entre 10 et 16 ns, et qu'à partir d'environ 16 ns le taux de

croissance diminue, signe du passage à un régime non-linéaire. Cet instant correspond de plus à l'atteinte d'une amplitude de variation de profondeur optique de 0.1 comme attendu pour le passage au régime faiblement non-linéaire pour la croissance d'un monomode. Il est néanmoins possible de donner une estimation plus précise de l'amplitude et de l'instant de saturation. En utilisant l'équation (1.28), il vient qu'une fois la saturation atteinte, il est possible d'approximer la courbe de croissance de la perturbation à une droite de pente $\gamma\eta_{sat}$, le taux de croissance linéaire, ce qui s'écrit :

$$\eta(t > t_s) \simeq \eta_{sat}(1 + \gamma(t - t_s)) \quad (3.12)$$

$$\eta(t_s)\gamma(t_s) = \frac{OD(18.38 \text{ ns}) - OD(17.36 \text{ ns})}{18.38 - 17.36} \quad (3.13)$$

$$\eta(t_s)\gamma(t_s) = \frac{0.187 - 0.147}{1.02} \quad (3.14)$$

or $\gamma = 0.3462 \text{ ns}^{-1}$ d'où :

$$\eta_{sat} = 0.114 \quad (3.15)$$

Ce qui donne l'amplitude de saturation en profondeur optique d'après les données expérimentales. Cette valeur est ainsi très proche de la valeur théorique de 0.1 prévue par Layzer. Cette amplitude est atteinte à $t_s = 15.98 \text{ ns}$ d'après le modèle de croissance expo-

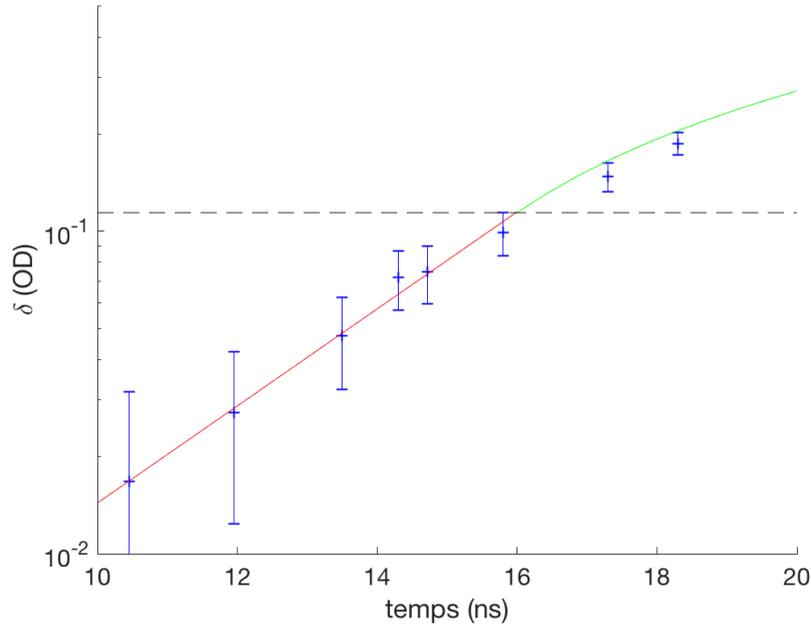


Figure 3.23 – Croissance exponentielle (régime linéaire) en rouge et modèle faiblement non-linéaire de croissance linéaire en vert, comparés aux points expérimentaux (bleus) et à l'amplitude $\eta(t_s)$ de saturation calculée précédemment.

entielle du régime linéaire. Ainsi à partir de t_s , la perturbation continue de croître mais linéairement à raison de $\eta(t_s)\gamma = 0.0395 \text{ ns}^{-1}$. La figure 3.23 présente la comparaison du modèle de croissance du régime saturé calculé ci-avant en comparaison avec les données

expérimentales. On constate un écart entre ce modèle et les points expérimentaux. Cet écart peut provenir d'une mauvaise estimation des paramètres de saturation : en effet une dérivée a été calculée en utilisant uniquement deux points, à savoir les deux points expérimentaux du régime identifié comme régime de saturation à $t = 17.3$ ns et $t = 18.3$ ns. Ces deux mesures ayant leurs incertitudes expérimentales, cette valeur pourrait en effet varier significativement. En prenant les extrema opposés des barres d'erreur, cette méthode peut donner $\eta(t_s) = 0.03$ (saturation dès 12.5 ns) ou $\eta(t_s) = 0.19$ (saturation non atteinte dans les mesures expérimentales). Ainsi il faut garder à l'esprit que ces valeurs restent des estimations à partir des données expérimentales avec leurs incertitudes et qu'elles pourront être affinées à l'aide des simulations numériques qui renforceront nos hypothèses et permettront d'accéder aux grandeurs physiques mises en jeu.

Mesure de l'empreinte laser

Comme écrit précédemment, un quadruplet de faisceaux laser équipé des lames de phase standards mais utilisant un lissage SSD 1D perpendiculaire à la perturbation pré-imposée a été allumé pendant 10 ns, avec 100 ps d'avance sur l'impulsion principal pour augmenter l'efficacité de l'empreinte [45]. La comparaison d'un faisceau avec et sans lissage par dispersion spectrale sur le NIF est illustrée sur la figure 3.24. On remarque bien les lignes verticales dans le cas du lissage alors que les faisceaux sans lissage présentent eux une figure classique de tavelures.

Afin d'illustrer le lissage, une coupe horizontale est réalisée dans un des faisceaux sur

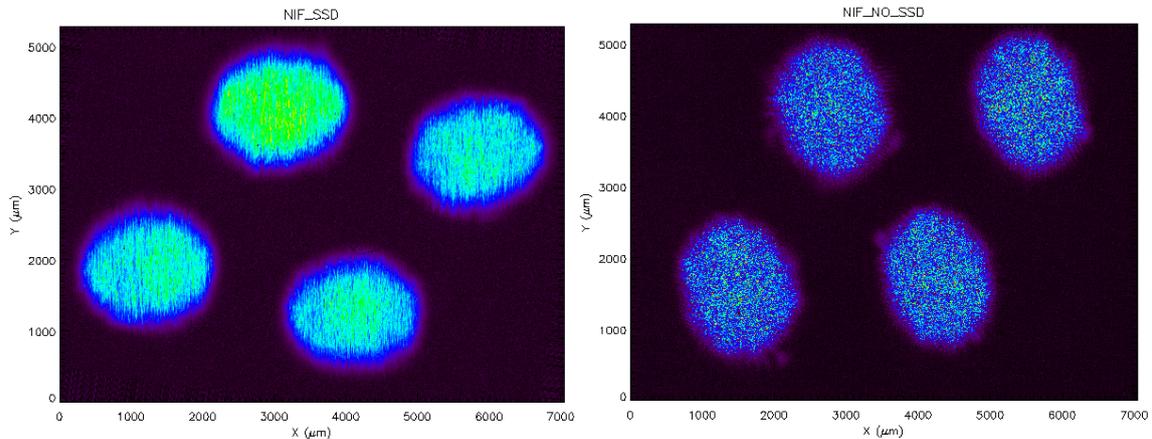


Figure 3.24 – A gauche image bas-flux d'un quadruplet NIF avec lissage SSD activé, à droite pour un quadruplet NIF sans lissage SSD.

chacune de ces deux images (figure 3.25). Cette vue permet de constater que le niveau moyen est le même (1300 u.a. environ) mais que les maxima sont bien plus grands pour le cas sans lissage (3000 voire 3500 u.a. contre moins de 2000 u.a. pour le cas avec lissage). Même si le lissage est efficace et permet de bien réduire les surintensités, un phénomène d'empreinte laser est attendu pour donner une perturbation 2D dans le sens du lissage. Sur

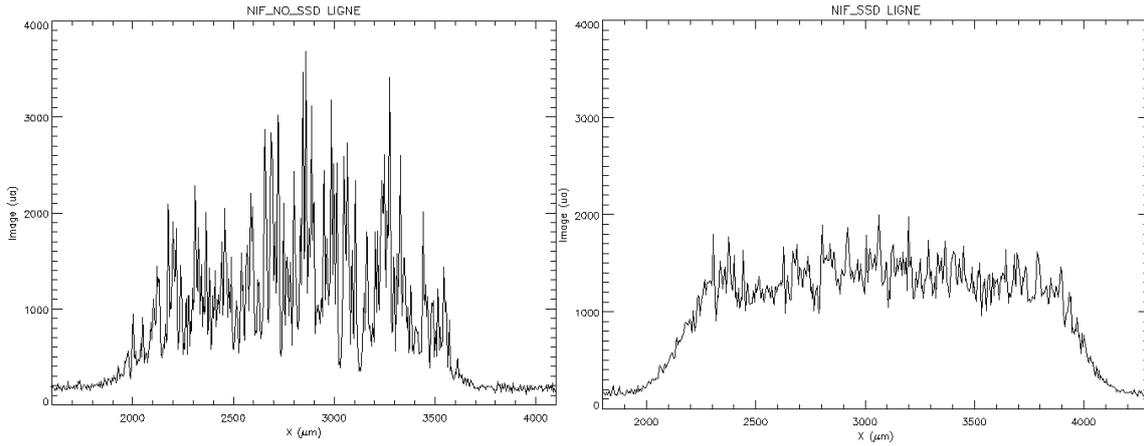


Figure 3.25 – A gauche coupe de l’image bas-flux d’un quadruplet NIF sans lissage SSD activé, à droite pour un quadruplet NIF avec lissage SSD.

les radiographies de face 3.17 et 3.18 le lissage est horizontal (perpendiculaire à la perturbation préimposée) mais aucune perturbation n’est visible à l’œil sur ces radiographies. Un traitement similaire à celui de la perturbation verticale est alors réalisé dans la zone sombre centrale décrite précédemment, car l’extension spatiale du quadruplet d’empreinte est d’environ 300 μm . La figure 3.26 présente les spectres obtenus lors du traitement de

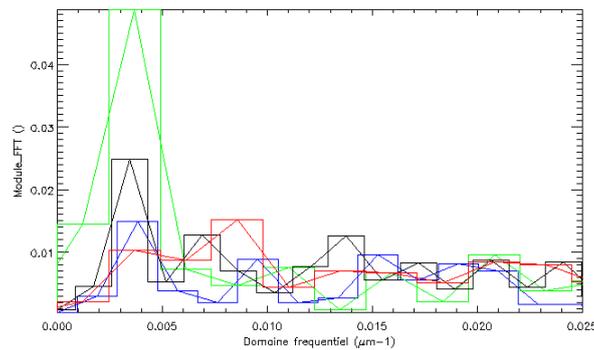


Figure 3.26 – Spectres obtenus dans le sens du SSD 1D pour les 4 temps de radiographie de face de l’expérience N160216-001. Les quatre temps expérimentaux sont représentés : 14.32 ns en bleu, 15.82 ns en noir, 17.36 ns en vert et 18.38 ns en rouge.

cette perturbation horizontale. Aucune croissance n’apparaît, aucun signal ne semblant sortir du bruit à part le pic sur la courbe verte (17.36 ns). Cependant le signal au temps suivant (18.38 ns en rouge) pour la fréquence correspondante est dans le bruit. Les mêmes observations sont faites sur l’expérience N160331-001. A titre de comparaison les spectres à 14.32 ns et 18.38 ns de la perturbation initiale sont superposés avec ceux de la ”perturbation” due à l’empreinte laser. Les deux spectres rouges pris dans la direction du lissage par dispersion spectrale 1D présentent des niveaux très faibles en comparaison des spectres bleus pris pour la perturbation préimposée. Ces deux spectres ayant été obtenus à partir de la même image et avec le même traitement, il vient que l’empreinte laser, dans

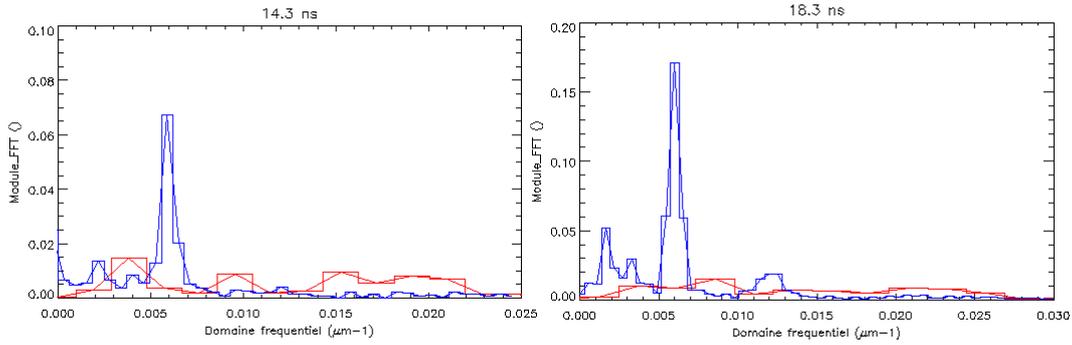


Figure 3.27 – En bleu, spectres obtenus pour la perturbation préimposée, en rouge pour l’empreinte laser. A gauche à $t = 14.32$ ns et à droite à $t = 18.38$ ns.

cette expérience, est négligeable. Il s’agira donc de déterminer si ces niveaux de signaux très faibles pour l’empreinte laser sont dus à un temps d’empreinte (100 ps) trop court, à une variation d’intensité dans la tâche laser trop faible, à des longueurs d’onde qui sont stables au sens de l’IRT (stabilisées par l’ablation) ou des longueurs d’onde qui oscillent et s’atténuent pendant la phase d’IRM.

3.4 Conclusion des expériences 2D

Une nouvelle plateforme expérimentale d’hydrodynamique en attaque directe a été développée sur le NIF. Cette plateforme permet d’obtenir une tâche laser homogène sur 2 mm de diamètre et permet d’irradier une plaque plane avec 500 kJ d’énergie laser sur 30 ns. Cette plateforme a alors été utilisée pour étudier l’instabilité de Rayleigh-Taylor à partir de la croissance d’une perturbation préimposée. Une plaque de plastique de 300 μm d’épaisseur de CH a ainsi été irradiée pendant 20 ns, permettant d’atteindre une pression au front d’ablation de 38 Mbar environ, une vitesse d’ablation de $1.5 \mu\text{m ns}^{-1}$ et une accélération estimée à $5.75 \mu\text{m ns}^{-2}$. La phase de croissance exponentielle, dit régime linéaire de l’IRT, est ainsi suivie pendant 6 ns et une croissance de la perturbation d’un facteur 10 en profondeur optique. La transition à la non-linéarité est également mesurée après 16 ns d’expérience. L’effet de l’empreinte d’un quadruplet de faisceaux laser n’a quant à lui pas été quantifié de façon précise. Afin de confirmer les mesures réalisées concernant la perturbation préimposée, il est nécessaire de comparer ces données expérimentales à des simulations numériques.

Chapitre 4

Développement d'une plateforme de simulation numérique 2D avec le code CHIC

L'objectif de ce chapitre est de simuler les expériences 2D présentées dans le chapitre précédent et de reproduire l'hydrodynamique de la plaque épaisse, la trajectoire de la plaque fine perturbée en vol et la croissance de la perturbation 2D préimposée. En effet la simulation numérique donne accès aux grandeurs physiques mises en jeu (pressions, densités, vitesse d'ablation...) nécessaires à la modélisation des phénomènes physiques étudiés. De plus, les simulations permettent de changer facilement les conditions de calcul et ainsi éventuellement d'explorer d'autres régimes.

La simulation à l'aide du code CHIC de la croissance d'une perturbation sur une durée de plusieurs dizaines de nanosecondes, de grande longueur d'onde (150 μm) et de faible amplitude initiale, a représenté un grand défi au sein du laboratoire, de tels calculs n'ayant jamais été entrepris dans des conditions aussi exigeantes avec un code d'hydrodynamique non pleinement parallélisé.

4.1 Simulations 1D

La première étape dans le développement de cette nouvelle plateforme de simulation consiste en la réalisation de simulations monodimensionnelles (1D). CHIC étant un code 2D, la terminologie 1D utilisée ici signifie en réalité un calcul 2D avec un seul secteur, c'est à dire une seule maille dans la direction orthogonale à la propagation du laser. Ces simulations sont simples à mettre en place et rapides à réaliser. Elles permettent donc deux choses : prendre en main le code pour un utilisateur débutant et accéder à une première estimation des grandeurs physiques mises en jeu. L'obtention de l'écoulement 1D type permet également de dimensionner les simulations plus précises futures.

4.1.1 Description des paramètres pour les simulations 1D

Plusieurs paramètres sont à déterminer ou à choisir afin de lancer une simulation : le maillage, la description du laser, les matériaux utilisés et leur représentation numérique (équations d'état, opacités), le limiteur de flux de chaleur électronique. Les choix effectués pour les simulations 1D vont être présentés dans cette section.

Maillages 1D

Les simulations 1D ne nécessitent pas, par définition, beaucoup de ressources de calcul, étant donné que seule une dimension est étudiée. Seule une coupe dans la direction de propagation du laser est étudiée. Le choix d'un maillage lagrangien est naturel : les mailles ne peuvent se déformer que dans la direction de l'irradiation et donc restent quadrangulaires ce qui exclut tout problème de stabilité numérique. Les maillages initiaux ne sont pas réguliers mais suivent une progression géométrique pour un traitement correct de l'ablation de la matière par un faisceau laser. La première maille, celle située du côté du laser, est la plus petite et chaque maille suivante est plus grande d'un facteur donné constant. Dans le cas des plaques fines étudiées, suite aux processus d'ablation laser, le choc créé vient à atteindre la face arrière de la cible. Afin de simuler plus précisément le débouché de ce choc, une seconde progression géométrique, décroissante, est considérée pour les dernières mailles. Il faut alors faire attention au raccordement entre les deux zones afin que les mailles frontières, celle de progression géométrique croissante et celle de progression géométrique décroissante, contiennent la même masse. Dans tous les maillages concernés, la dernière maille de la première zone est de même taille que la première maille de la seconde zone (le matériau et la densité initiale étant les mêmes, cela revient à avoir la même masse dans chacune de ces deux mailles). Trois paramètres décrivent donc le maillage : l'épaisseur de la cible qui correspond à la longueur initiale du maillage L , le nombre de mailles N et la raison q de la suite géométrique. Si la taille de chaque maille numérotée i est représentée par un terme de la suite des (u_i) , il vient :

$$u_n = u_1 q^n$$

$$\sum_{i=1}^N u_i = L$$

et donc :

$$L = u_1 \frac{1 - q^N}{1 - q} \quad (4.1)$$

Lorsqu'il s'agit de créer un maillage en progression géométrique, il faut donc déterminer q en fonction de L , N et de la taille souhaitée par la première maille u_1 . Dans tous les maillages réalisés dans cette thèse, la taille de la première maille a été fixée à $u_1 = 10$ nm, la longueur L dépendra de la cible concernée et N de la précision ou du temps de calcul voulu. Concernant la hauteur des mailles, cette grandeur n'a pas d'impact en 1D, du moment que le rapport puissance laser sur hauteur du maillage est conservé pour simuler la

bonne intensité laser.

Deux géométries sont utilisables sur CHIC : la géométrie plane ou la géométrie axisymétrique. Dans le premier cas, les équations discrétisées dans le schéma numérique du code considère que le maillage 2D réalisé est étendu dans la troisième dimension avec une profondeur fixe de 1 cm. Dans le cas axisymétrique, le schéma numérique considère que le maillage est prolongé par rotation autour de l'axe (Oz) de propagation du laser. Ces deux géométries ne présentent pas de différence dans le calcul numérique à part dans la prise en compte des surfaces. Pour le cas plan, la surface des mailles vue par le laser se calcule vaut $H \text{ cm}^2$ avec H la hauteur de maille (multipliée par 1 cm dans la troisième dimension). Pour le cas axisymétrique, la surface est de $\pi H^2 \text{ cm}^2$ car la surface est un disque de rayon H . Pour considérer rigoureusement le même calcul dans les deux cas de symétrie axisymétrique et plane, il s'agira d'adapter la hauteur du maillage et la puissance laser pour obtenir une intensité laser identique dans les deux cas.

Modélisation du laser pour les simulations 1D

Concernant les paramètres laser, outre la longueur d'onde du laser qui est fixée à $\lambda_L = 351 \text{ nm}$ dans toutes les simulations, trois blocs de paramètres peuvent être considérés pour chaque faisceau laser : la puissance en fonction du temps, la distribution spatiale de l'intensité sur la tache, les informations sur le pointé et la statistique numérique du faisceau.

Pour le pointé du faisceau sur les calculs 1D, le faisceau est simulé à l'aide d'un unique rayon, qui est pointé sur le centre de la face avant de la première maille. L'ouverture ou le rayon du faisceau ne sont pas des paramètres utiles en 1D. De même la forme du faisceau n'a pas d'importance en 1D. Le rayon qui porte le faisceau se propage en ligne droite jusqu'à rencontrer la densité critique et déposer son énergie. Ainsi l'absorption laser est proche de 100 % dans ces régimes d'intensité laser pour des calculs 1D, ce qui peut introduire un biais dans l'évaluation des grandeurs physiques. Les comparaisons entre les intensités laser et les absorptions 1D et 2D seront présentées ultérieurement.

Concernant la puissance de l'irradiation laser, jusqu'à quatre fonctions de puissance ont été utilisées selon les cas : la consigne voulue, l'impulsion réalisée lors de chaque expérience et concernant les simulations des expériences avec plaque fine, l'impulsion totale réalisée et l'impulsion réalisée sans le quadruplet d'empreinte.

Matériau considéré et Limiteur de flux

Un seul matériau a été utilisé dans les expériences de cette thèse, à savoir des plaques de plastique CH à densité initiale $\rho_0 = 1.05 \text{ g/cm}^3$. Pour modéliser le comportement du matériau, il est nécessaire de choisir la bonne équation d'état, c'est à dire l'équation liant de manière univoque la pression, la densité et la température du matériau. Ainsi pour le CH considéré, l'équation choisie est la SESAME 7592 en accord avec les études des références [118, 119].

Comme pour tous les codes d'hydrodynamique radiative, il est nécessaire dans les simula-

tions de limiter le flux de chaleur électronique à l'aide d'un paramètre f fixé, typiquement entre 4 et 10 % [110,120,121]. L'impact de ce facteur est présenté ci-après sur les simulations 2D eulériennes complètes.

4.1.2 Convergence de maillages

Comparaison à la théorie

La première étape est d'estimer les comportements globaux de l'ablation et de la propagation du choc pour la gamme d'intensité autour de 200 TW/cm^2 pour le cas de la plaque de plastique de 2 mm d'épaisseur et de densité initiale $\rho_0 = 1.05 \text{ g/cm}^3$ pour un équation d'état réaliste du plastique (SESAME 7592) et de comparer les valeurs de référence que sont la pression d'ablation P_a , le taux de masse ablatée \dot{m}_a et la vitesse d'ablation V_a aux valeurs théoriques décrites dans le livre d'Atzeni et al. [62] et présentées aux équations (1.37),(1.41) et (1.42). Les figures ci-dessous représentent les grandeurs P_a , \dot{m}_a et V_a en fonction de l'intensité laser de la simulation pour différents maillages ou géométries. On

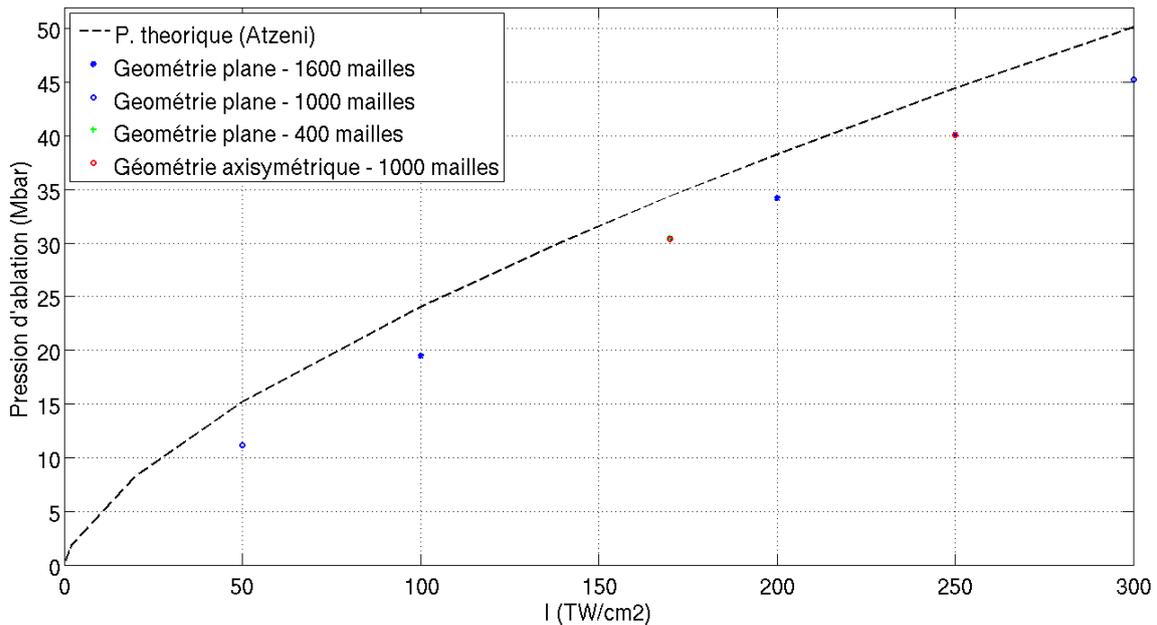


Figure 4.1 – Pression au front d'ablation simulée en fonction de l'intensité laser irradiant une plaque de 2 mm d'épaisseur de CH à une densité initiale de 1.05 g/cc , et comparaison à la valeur théorique.

constate un écart de quelques Mbar sur la pression d'ablation qui semble sous-estimée de 3 Mbar en permanence sur ces simulations. Le taux de masse ablaté semble en adéquation avec la théorie autour de 170 ou 200 TW/cm^2 mais dérive aux intensités plus faibles ou plus fortes. La vitesse d'ablation est le paramètre qui respecte le plus les lois d'échelle sur toute la gamme d'intensité étudiée. Augmenter le nombre de mailles entre 400 et 1000 permet de démontrer la convergence de la simulation.

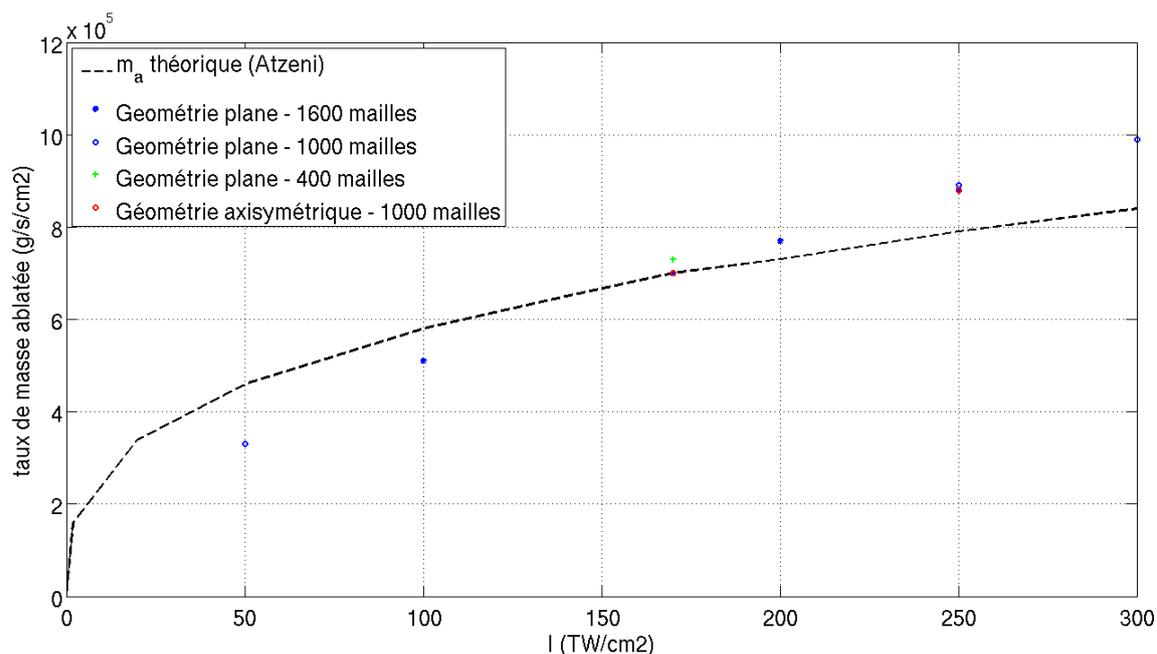


Figure 4.2 – Taux de masse ablatée simulé en fonction de l'intensité laser irradiant une plaque de 2 mm d'épaisseur de CH à une densité initiale de 1.05 g/cc, et comparaison à la valeur théorique.

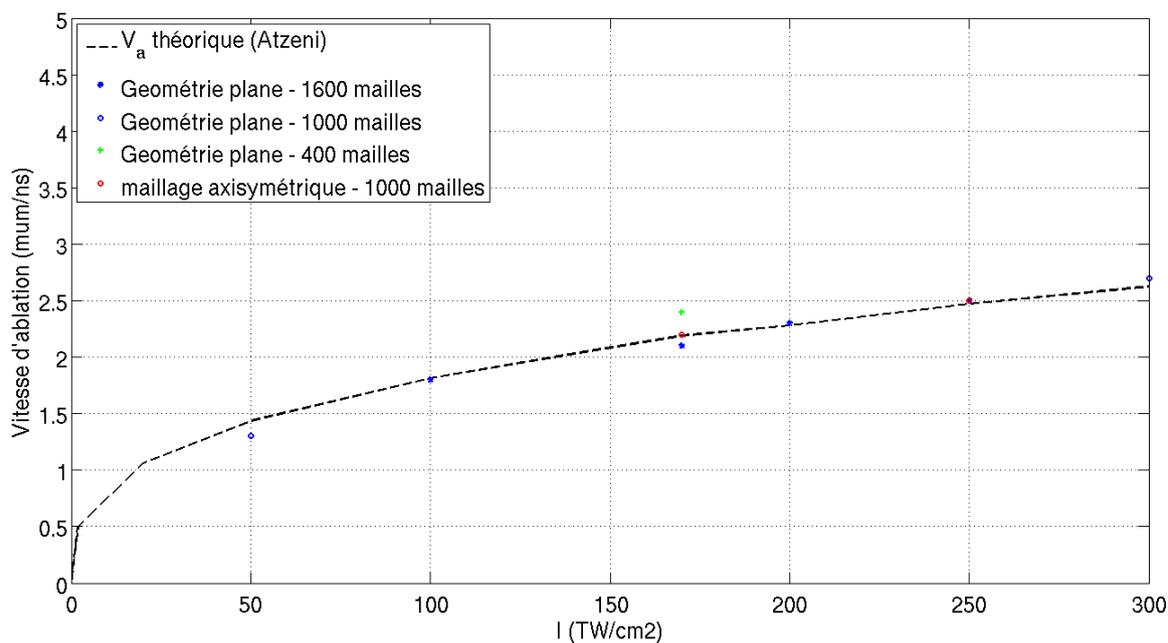


Figure 4.3 – Vitesse d'ablation simulée en fonction de l'intensité laser irradiant une plaque de 2 mm d'épaisseur de CH à une densité initiale de 1.05 g/cc, et comparaison à la valeur théorique.

Convergence de maillages

La seconde étape consiste à vérifier la convergence des maillages pour les simulations d'une plaque de plastique de 300 μm d'épaisseur. Il s'agit ainsi de faire varier le nombre

de mailles sur plusieurs simulations pour étudier l'influence du maillage sur le calcul des grandeurs physiques. Dans toutes ces simulations, le maillage est à double progression

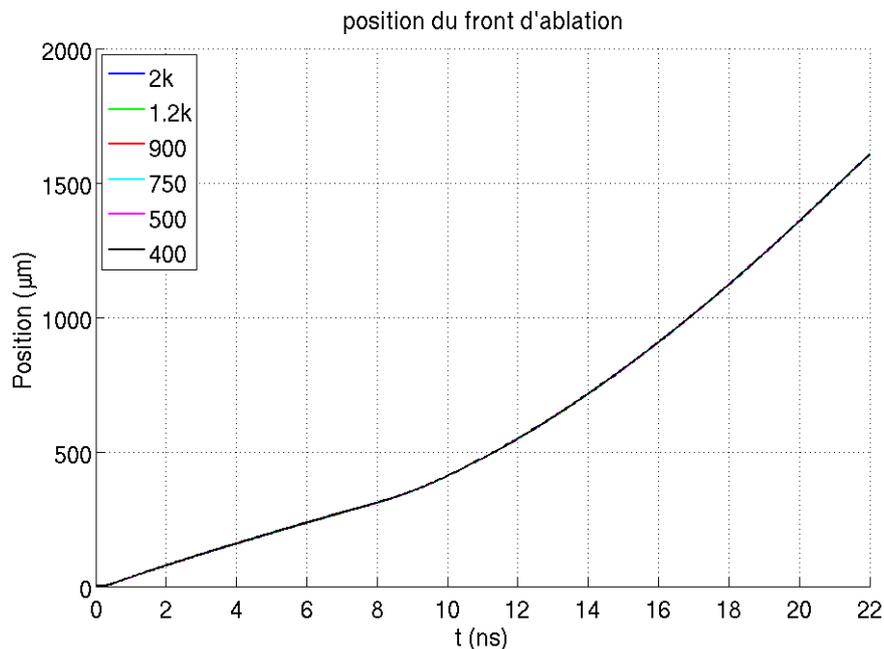


Figure 4.4 – Position du front d'ablation en fonction du temps pour différent nombre de mailles.

géométrique, une première sur 290 μm et une deuxième décroissante sur les 10 μm en face arrière pour suivre le débouché du choc avec plus de précision. L'impulsion laser utilisée dans ces simulations a la même intensité que celle de l'impulsion expérimentale réalisée lors du tir N160331-001. La figure 4.4 montre que quel que soit le nombre de mailles choisi

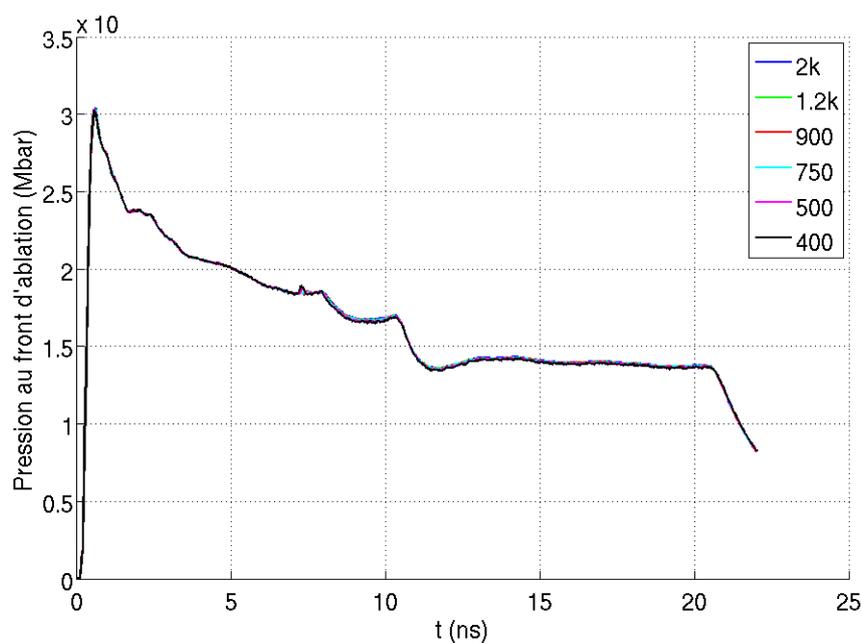


Figure 4.5 – Pression au front d'ablation en fonction du temps pour différent nombre de mailles.

entre 400 et 2000, la position du front d'ablation au cours du temps reste la même. De même, la pression d'ablation et la densité au front d'ablation représentées sur les figure 4.5 et 4.6 sont elles-aussi stables avec l'évolution du nombre de mailles. Seule la vitesse

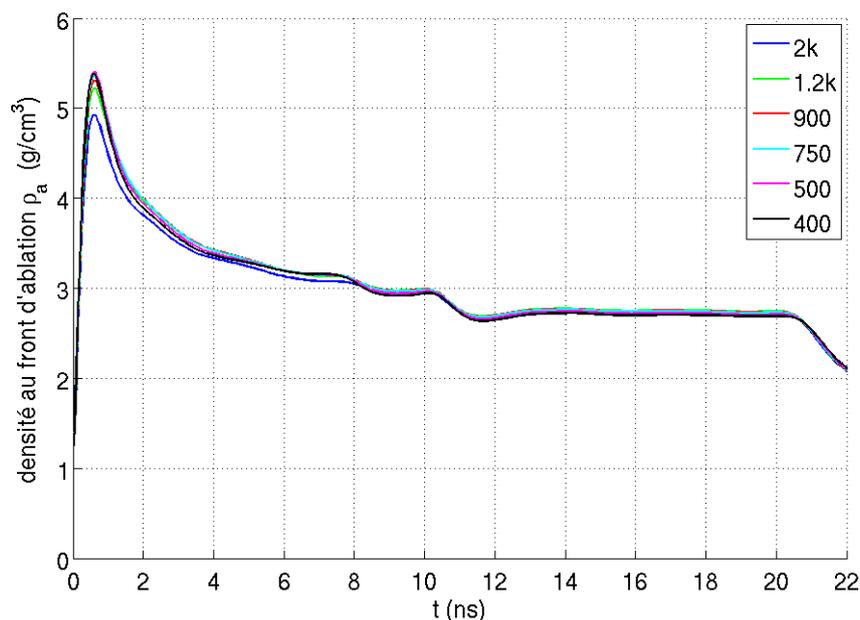


Figure 4.6 – Densité au front d'ablation en fonction du temps pour différent nombre de mailles.

d'ablation, présentée sur la figure 4.7 est légèrement modifiée selon le maillage. Ainsi le comportement hydrodynamique global ne nécessite pas un grand nombre de mailles pour être suivi. Cette observation justifie le choix d'utiliser le maillage de 2000 mailles

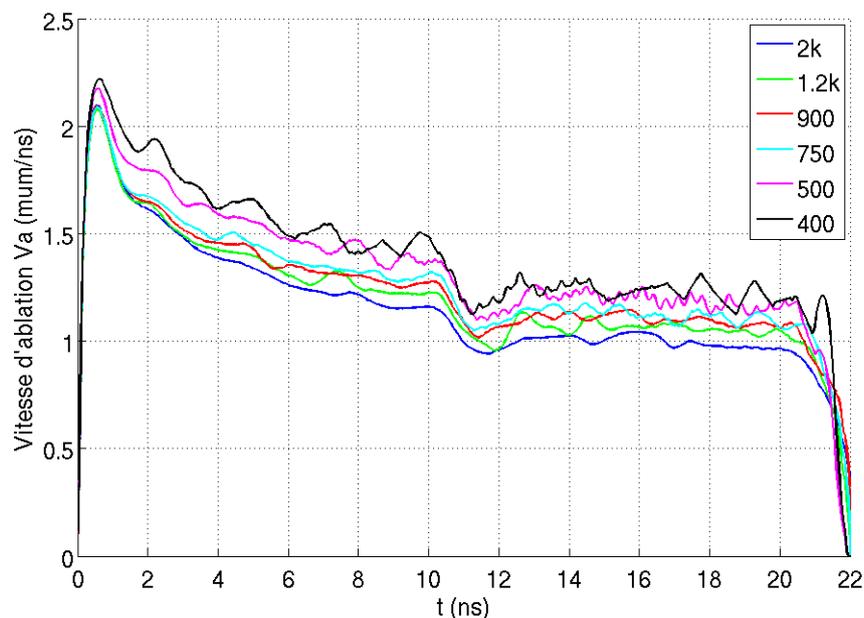


Figure 4.7 – Vitesse d'ablation en fonction du temps pour différent nombre de mailles.

dans la direction de propagation du laser. Ce maillage est aussi convenable au regard des

simulations lagrangiennes en 2D qui vont s’inspirer de ces maillages. Un maillage plus grand que 2000 mailles implique en effet un maillage 2D trop lourd et donc un temps de calcul trop grand. Le nombre exact du maillage "2000 mailles" est en réalité de 2393 mailles pour que les progressions géométriques et la conservation de masse à la jonction des deux zones soient respectées.

4.1.3 Simulation de l’expérience N160216-002 sur plaque épaisse

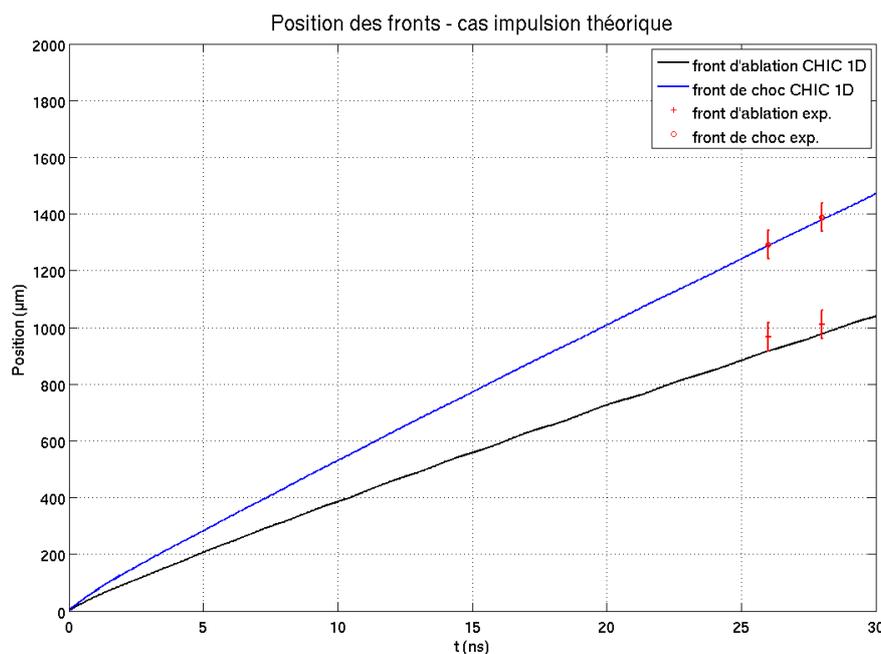


Figure 4.8 – Positions au cours du temps des fronts de choc et d’ablation pour la simulation 1D à une intensité de 200 TW/cm^2 et comparaison avec les données expérimentales.

La première expérience simulée en 1D est la N160216-002, à savoir l’impulsion laser de 30 ns irradiant une plaque de 2 mm d’épaisseur. L’objectif est de retrouver les positions des fronts de choc et d’ablation mesurées dans le chapitre précédent ainsi qu’évaluer la vitesse d’ablation pour la comparer à la valeur estimée à partir de la radiographie. Deux simulations sont ainsi réalisées, l’une avec l’intensité de l’impulsion réalisée expérimentalement, l’autre avec avec l’intensité souhaitée initialement à savoir 200 TW/cm^2 . Les figures 4.8 et 4.9 présentent les positions simulées des fronts de choc et d’ablation et la comparaison avec les valeurs expérimentales. Dans les deux simulations, les positions simulées sont en accord avec les mesures réalisées lors de l’expérience. La tache laser étant très plate, l’hydrodynamique réelle est très proche d’un cas 1D au centre de la cible, ce qui explique ce très bon accord avec une simulation monodimensionnelle. D’autre part, l’écart entre l’énergie laser effectivement présente dans l’irradiation laser et la consigne demandée n’est que de 2% pour l’expérience N160216-002, il est donc normal que ce faible écart n’ait pas une grande influence sur la position du choc et du front d’ablation au cours du temps. Le

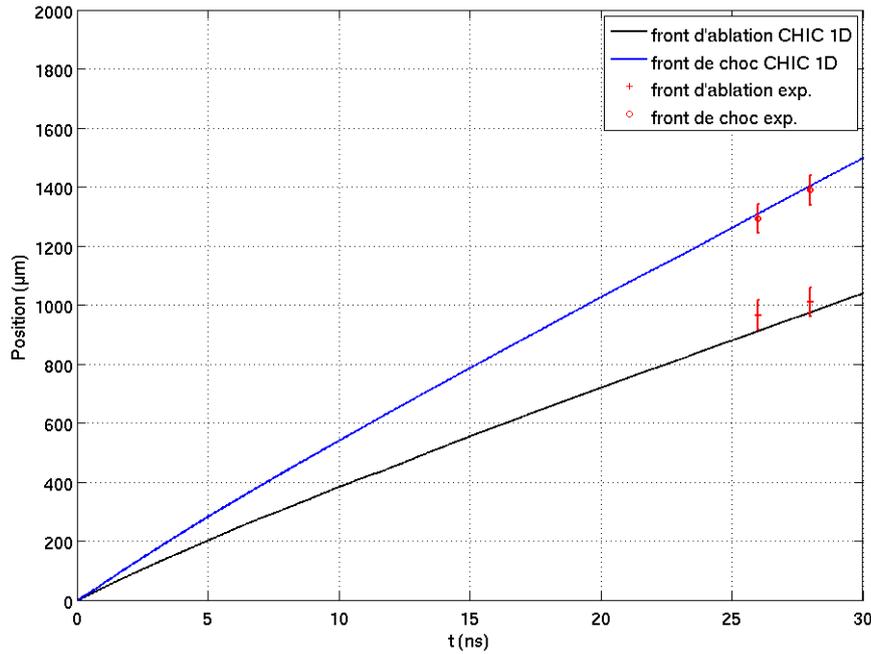


Figure 4.9 – Positions au cours du temps des fronts de choc et d’ablation pour la simulation 1D utilisant la puissance laser réalisée lors de l’expérience N160216-002 et comparaison avec les données expérimentales.

Intensité Laser	Densité	Pression	Taux de masse ablatée	Vitesse d’ablation
200 TW/cm²	3.98 g/cm ³	35.54 Mbar	6.83 10 ⁵ g/s/cm ²	1.70 μm/ns
Intensité réalisée	3.95 g/cm ³	29.75 Mbar	6.02 10 ⁵ g/s/cm ²	1.55 μm/ns

Figure 4.10 – Grandeurs physiques au front d’ablation extraites des simulations sur la plaque de plastique de 2 mm d’épaisseur.

Le tableau de la figure 4.10 présente les valeurs physiques décrivant le phénomène d’ablation (pression et densité au front d’ablation, taux de masse ablatée, vitesse d’ablation) pour ces deux simulations. Les valeurs sont très similaires dans les deux cas. Seule la pression au front d’ablation obtenue lors de la simulation de l’impulsion réalisée apparaît inférieure aux prévisions. Cela peut être notamment dû aux variations de cette impulsion (voir figure 3.7), qui étant la somme de plusieurs faisceaux, peut varier de quelques pourcents au cours du temps et avoir une forme modulée.

4.1.4 Simulations 1D des expériences sur plaque perturbée

Les expériences N160216-001 et N160331-001 sont très semblables. Les seules différences étant les temps de prise de vue des radiographies de face et les pointés des faisceaux laser. Concernant les simulations 1D, la radiographie de face n’a pas de signification car il n’y a qu’un seul secteur, aucune perturbation et l’ensemble des faisceaux laser est représenté par un seul rayon portant toute l’intensité laser moyenne se propageant en

ligne droite. Ainsi, ces deux expériences sont identiques concernant les simulations 1D (la différence entre consigne et puissance laser réalisée étant négligeable ici aussi).

Lors de l'expérience N160216-001, la radiographie de côté résolue en temps n'a pas détecté la feuille en vol. Les simulations 1D ont permis de déterminer la trajectoire supposée de la feuille et de réaliser la mise au point du diagnostic pour l'expérience N160331-001 et ainsi réaliser la radiographie présentée au chapitre précédent. La figure 4.11 ci-dessous expose les prévisions de l'évolution de la position des contours de la plaque au cours du temps obtenues préalablement à la réalisation de la seconde expérience.

Durant ces expériences, un quadruplet focalisé irradie le centre de la plaque (la tache

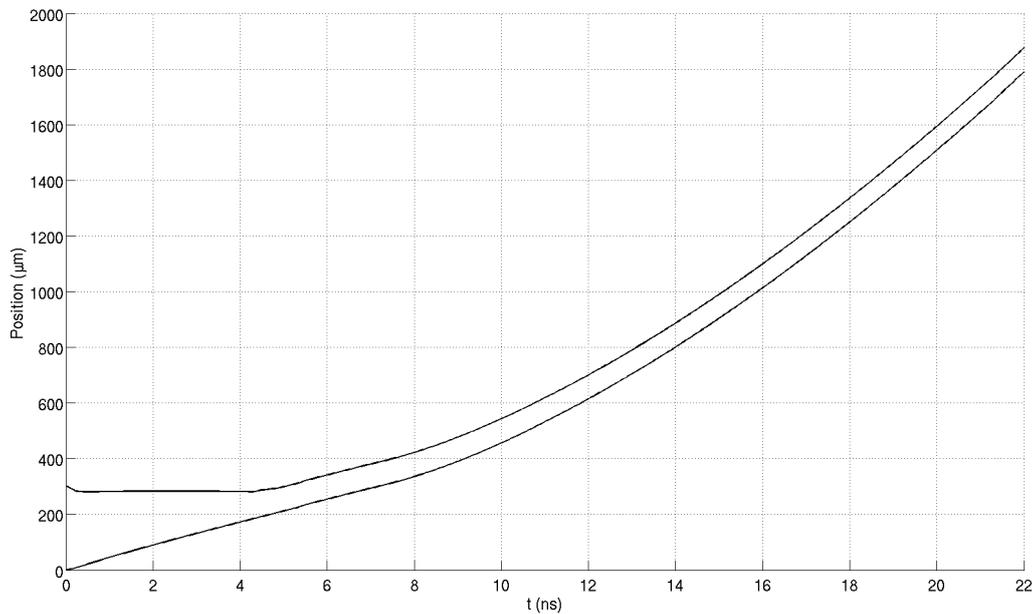


Figure 4.11 – Contours de la plaque en vol au cours du temps.

laser spécifique de ces 4 faisceaux seuls a un diamètre de 300 μm environ). La plaque est illuminée pendant 20 ns par une intensité de 200 TW/cm^2 alors que le centre "voit" une intensité majorée de 30 TW/cm^2 durant les dix premières nanosecondes.

Quatre simulations sont réalisées : deux correspondant au centre de la cible irradiée par l'intensité consigne et l'intensité réalisée sur l'expérience N160216-001, et deux pour un "bord" de cible (sans les 30 TW/cm^2 du quadruplet d'empreinte) avec à nouveau la distinction entre intensité consigne et réalisée. Les figures 4.12 permettent de constater dans un premier temps que l'écart entre consigne et impulsion réalisée n'a pas d'impact sur la trajectoire de la feuille. En revanche, les positions de la face arrière ou du front d'ablation présentent un écart d'environ 150 μm au bout de 20 ns et pour un déplacement de 2 mm de la feuille en vol, selon que l'intensité de quadruplet d'empreinte (le *quad imprint*) soit considérée ou non. Cet écart pourrait se traduire en 2D comme l'apparition d'une courbure de la feuille sous l'effet de cette inhomogénéité d'irradiation. En outre les positions

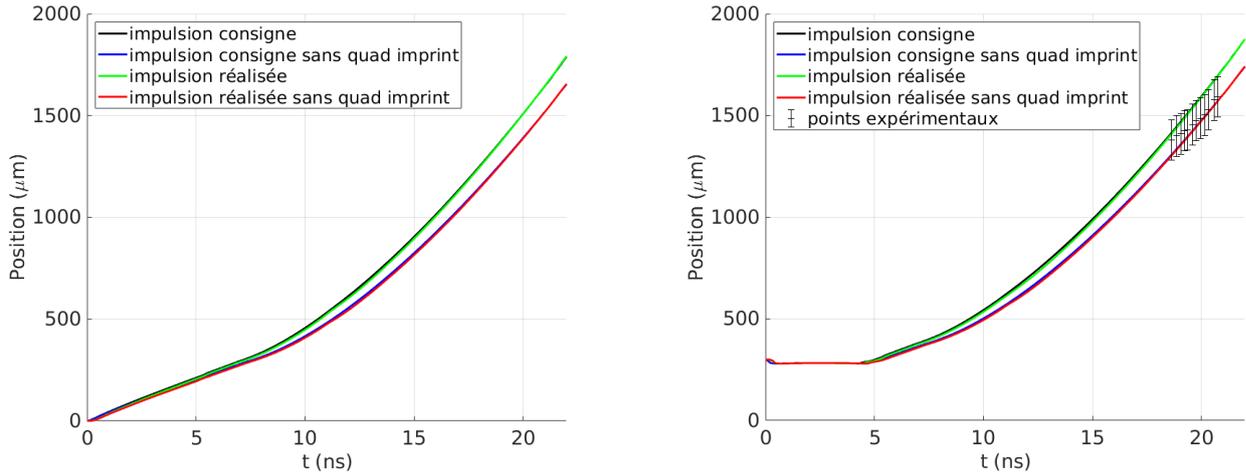


Figure 4.12 – À gauche : Position du front d’ablation au cours du temps pour les quatre simulations 1D considérées. À droite : Position de la face arrière de la plaque au cours du temps pour les quatre simulations 1D considérées et comparaison avec les valeurs expérimentales.

simulées de la face arrière sont comparées avec les mesures expérimentales issues de la radiographie obtenue avec la caméra à balayage de fente.

Les simulations monodimensionnelles CHIC des trois expériences reproduisent les comportements hydrodynamiques mesurés lors des expériences : les propagations et vitesses du choc et du front d’ablation pour la plaque épaisse ou la trajectoire de la feuille en vol correspondent aux données expérimentales après 20 et 30 ns d’impulsion laser. Ces simulations servent de base pour développer les calculs 2D avec la réutilisation des maillages 1D pour les simulations lagrangiennes et les estimations des grandeurs physiques qui servent à évaluer le comportement des instabilités hydrodynamiques en jeu.

4.2 Simulations 2D eulériennes complètes

Les simulations monodimensionnelles donnant des résultats satisfaisants, il est maintenant nécessaire de réaliser des simulations bidimensionnelles (2D) pour étudier le comportement de l’IRT dans les expériences réalisées. Ces simulations sont réalisées en géométrie demi-plane, c’est-à-dire uniquement pour des x positifs, l’autre moitié de l’espace étant symétrique par rapport à l’axe des abscisses. Cette considération permet de réduire le nombre de mailles et donc le temps de simulation par un facteur 2, ce qui a son importance comme discuté par la suite. Afin de mieux rendre compte visuellement des résultats, certaines vues sont symétrisées pour être comparées aux radiographies expérimentales. L’objectif des calculs numériques 2D est de trouver un jeu de paramètres numériques qui permette de simuler correctement les trois expériences. Afin de prendre en compte le comportement global de la cible sous l’effet de l’irradiation laser, le choix a été fait de réaliser des simulations eulériennes. Par ailleurs, des simulations d’instabilités hydrodynamiques sur 20 ns n’ayant jamais été réalisées auparavant avec le code CHIC en géométrie plane,

les maillages eulériens ont été choisis pour obtenir une meilleure robustesse numérique.

4.2.1 Paramètres des simulations

La première étape du développement de cette plateforme de simulation numérique 2D a été de dimensionner les paramètres de simulation : l'irradiation laser, les maillages et enfin le limiteur de flux.

Simulation de l'irradiation laser

Le code CHIC possède un algorithme de tracé de rayons 3D qui permet de rendre compte des angles d'incidence et de la géométrie (caustique, pointé...) des faisceaux. Ainsi pour chacune des trois expériences présentées, une "carte laser" a été créée. La position de chaque faisceau dans la chambre d'expérience sphérique (angle θ et ϕ) est prise en compte ainsi que leurs pointés et défocalisations pour chaque expérience (voir figure 3.6). Les simulations étant planes et non sphériques, le changement de coordonnées est effectué pour placer le faisceau correctement (chaque faisceau est défini par ses coordonnées sphériques dans la chambre d'expérience). La distance focale (fixée par les caractéristiques des dispositifs de focalisation) est prise égale au rayon de la chambre d'expérience à savoir 7.7 mètres, et la forme elliptique de la tache laser focale de chaque faisceau (selon son cône d'appartenance) est également décrite par ses demi-axes. Chaque faisceau est alors simulé par 1024 rayons tirés aléatoirement, respectant la distribution gaussienne de l'intensité laser propre à chaque groupe de faisceaux. La puissance laser expérimentale est mesurée par cône d'irradiation. Dans les simulations, chaque faisceau du même cône a donc la même puissance instantanée, égale à la puissance expérimentale divisée par le nombre de faisceaux du cône. Du fait de la propagation des rayons et de leur angle, l'énergie des faisceaux laser n'est pas totalement absorbée. En moyenne dans ces simulations bidimensionnelles, 85 à 90 % de l'énergie laser incidente est effectivement absorbée.

Maillages

Le maillage d'une simulation eulérienne étant fixe, il faut considérer l'expansion du plasma en amont de la cible sous l'effet de l'irradiation laser. Contrairement aux simulations lagrangiennes où le maillage va suivre la matière et donc son expansion, il est nécessaire pour une simulation eulérienne de bien décrire cette expansion, la matière étant advectée sur un maillage fixe. Le maillage initial est donc plus grand que la cible, pour prendre en compte ce phénomène. Cette zone est numériquement remplie avec le même matériau, le code ayant besoin d'une densité non-nulle initiale dans chaque maille pour fonctionner. La densité est en revanche négligeable (10^{-5} g cm $^{-3}$ ici) pour se rapprocher le plus possible du vide physique tout en restant dans les domaines définis par les équations d'état que le code utilise. Cette zone est appelée *pseudo-vide*. La taille de ce pseudo-vide a été déterminée par itération : l'objectif est d'avoir la taille la plus petite

(pour ne pas perdre du temps de calcul sans obtenir d'information physique) sans que le résultat diffère d'une taille à l'autre. En effet si le pseudo-vide est trop petit, le plasma de la couronne est mal décrit entraînant une augmentation des températures ionique et électronique qui peuvent influencer la simulation. Concernant les simulations réalisées ici, la taille du pseudo-vide a été fixée à 2.5 mm. La taille des mailles de cette zone peut être plus grande que celle du reste de la simulation étant donné qu'il n'est pas nécessaire d'avoir une grande précision pour ce pseudo-vide en face avant de la cible.

Pour les expériences avec plaque fine, un autre paramètre est à prendre en compte : la plaque va être mise en vol sous l'effet de l'irradiation laser. Il faut donc anticiper ce déplacement de la plaque et étendre le maillage derrière la cible. Il s'agit donc du *pseudo-vide* en face arrière. Étant donné que l'instabilité se développe durant ce déplacement de la plaque, la précision des mailles dans ce pseudo-vide en face arrière doit être la même que celle de la plaque elle-même. Les simulations 1D prédisent un déplacement de presque 1.6 mm environ sur 20 ns (la face arrière de plaque est à $z = 300 \mu\text{m}$ à l'instant initial et aux alentours de $z = 1900 \mu\text{m}$ après 20 ns. Ainsi la longueur du pseudo-vide en face arrière a été choisie à 2 mm pour conserver une légère marge, et a été étendue par la suite pour l'extension des calculs sur 30 ns.

Les maillages 2D eulériens sont réalisés à l'aide d'un outil appelé GMSH. Ce programme

```
// precision pas de la grille
step=1.;
//
//
N=11; // nombre de nodes
Lambda=150.0e-4; // longueur d'onde en cm
zz=0.5e-4; // amplitude de la deformation
H=Lambda*N; // hauteur du domaine en cm
L1=2000.0e-4; // Longueur du pseudo-vide face arriere
L2=300.0e-4; // epaisseur de la plaque
L3=2500.0e-4; // Longueur du pseudo vide
NS=16; // Nombre de secteurs / lambda
NS_Euler=N*NS; // Nombre de secteurs dans la zone eulerienne
NC_Euler_P=Floor((L2)/(H/NS/N)); // Nombre de couches dans la zone eulerienne plaque
NC_PS=Floor((L3)/(H/NS/N)); // Nombre de couches dans la zone pseudo-vide face arriere
L1=(NC_PS)*H/NS/N; // On ltere sur la longueur du pseudo vide en face arriere
// pour avoir des mailles carres ....
NC_Euler_PV=3*NC_Euler_P; // Nombre de couches dans la zone pseudo vide face avant
//
Printf("NC_EULER_P %g NC_PS %g NC_Euler_PV %g", NC_Euler_P, NC_PS, NC_Euler_PV);
Printf("L_Plaque %g L2 %g ", L2, L1);
// Points pseudo vide
Point(1) = {L1+L2, 0, 0, step};
Point(2) = {L1+L2, H, 0, step};
// Points plaque
Point(3) = {L2, H, 0, step};
Point(4) = {L2, 0, 0, step};
// Points plaque + pseudo vide face arriere
Point(5) = {0, 0, 0, step};
Point(6) = {0, H, 0, step};
// Points pseudo vide face arriere
Point(7) = {-L3, H, 0, step};
Point(8) = {-L3, 0, 0, step};

// lignes pseudo vide
Line(1) = {4, 1};
Line(2) = {1, 2};
Line(3) = {2, 3};
Line(4) = {3, 4};

// lignes plaque
Line(5) = {3, 6};
//// separatrice perturbée en x=0 entre les points 3 et 4
pList[0] = 5; // First point label
For i In {1 : NS_Euler-1}
    y= H*sqrt(NS_Euler);
    x=zz*(1.-Cos(2.0*Pi*N*y/H));
    pList[i] = newp;
    Point(pList[i])=(x, y, 0, step);
EndFor
pList[NS_Euler] =6; // Last point label (top-left point of the outlet region)
Spline(newl) = pList[];
//Line(6) = {6, 5};
Line(7) = {5, 4};
// lignes pseudo vide face arriere
Line(8) = {6, 7};
Line(9) = {7, 6};
```

Figure 4.13 – Capture d'écran des paramètres du maillage pour les simulations 2D des expériences avec plaque perturbée, réalisé avec le logiciel GMSH.

réalise des maillages à partir d'un fichier consigne. La figure 4.13 expose un fichier d'entrée

du logiciel GMSH avec les différents paramètres : la perturbation sinusoïdale initiale de $0.5 \mu\text{m}$ d'amplitude étudiée sur 11 modes, les longueurs des pseudo-vides... Chaque lon-

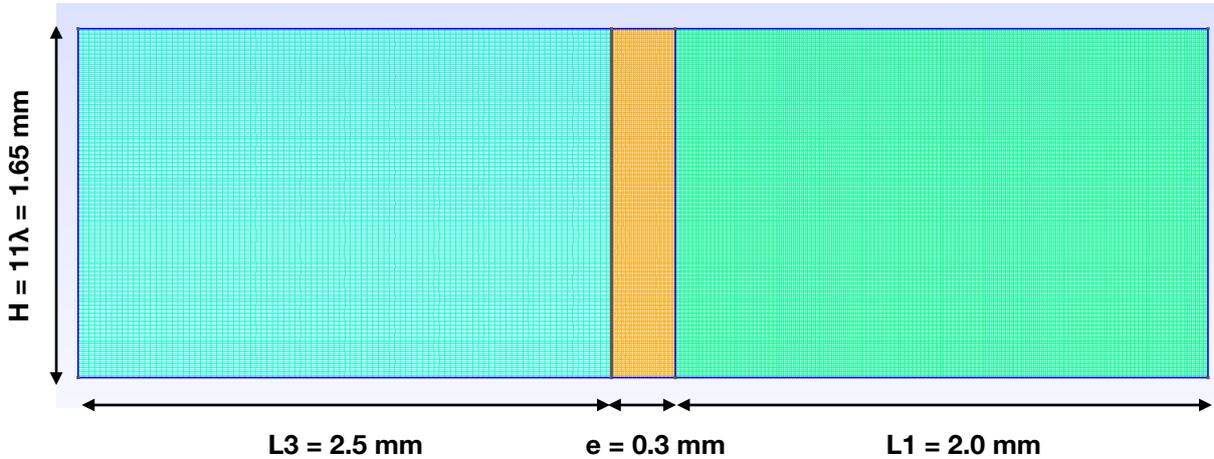


Figure 4.14 – Capture d'écran du maillage pour les simulations 2D des expériences avec plaque perturbée, réalisé par le logiciel GMSH. Le laser se propage de gauche à droite dans ces simulations. En bleu le pseudo-vide face avant, en orange la plaque de plastique et en vert le pseudo-vide face arrière. L'amplitude de la perturbation étant de 0.5 micron pour une longueur d'onde de 150 microns, la perturbation initiale n'est pas visible ici.

gueur d'onde est décrite par 16 mailles afin d'avoir une résolution suffisante pour décrire la sinusoïde, ce qui fait une largeur de maille d'environ $150/16 \simeq 9.4 \mu\text{m}$. Les mailles décrivant la cible et le pseudo-vide en face arrière sont carrées, de côté $9.4 \mu\text{m}$, tandis que le pseudo-vide avant est lui décrit par des mailles plus longues : cette zone est 8 fois plus longue mais ne possède que 3 fois plus de mailles, ce qui fait que les mailles font $25 \mu\text{m}$ de long et toujours $9.4 \mu\text{m}$ de large. Avec ces paramètres, le maillage total compte 69344 mailles.

Concernant les simulations de l'expérience N160216-002 sur la plaque de 2 mm d'épaisseur, le maillage est quasi-identique : le pseudo-vide face avant est le même. Concernant la zone de la plaque, les mailles sont des carrés de $10 \mu\text{m}$ de côté. Il n'y a en revanche pas besoin de pseudo-vide en face arrière car le choc n'atteint pas le bout de la plaque pendant les 30 ns d'expérience. Le maillage total contient ainsi 37650 mailles.

Limiteur de flux et temps de calcul

Les premières simulations réalisées en 2D durant cette thèse concernent l'expérience sur la plaque épaisse non perturbée. Cette expérience est en effet une bonne référence pour tester les paramètres de simulation : l'objectif est de retrouver les positions du front de choc et du front d'ablation après 28 ns de calcul. Pour ces simulations, la valeur du limiteur de flux n'a aucune influence, qu'elle soit prise à 5, 7 ou 9 %. Dans toutes les simulations, la valeur de f a donc été prise à 7%, la conduction électronique étant bien décrite à cette intensité d'environ $2.10^{14} \text{ W cm}^{-2}$. Les températures électroniques mises

en jeu dans ces simulations sont de l'ordre de 2 keV et atteignent jusque 5 keV. Pour simuler 30 ns d'expérience avec la plaque épaisse et le maillage décrit précédemment, 20 jours de calcul en utilisant 8 processeurs sont nécessaires. Le code CHIC est partiellement parallélisé en utilisant une méthode openMP, induisant une réduction du temps de calcul qui n'est pas linéaire avec le nombre de processeurs utilisés. Les simulations avec la plaque fine perturbée nécessitent quant à elles 1 mois de calcul avec 8 processeurs, ou 2 mois avec 2 processeurs, sachant que les simulations sont réalisées sur une station de calcul qui dispose de 24 processeurs.

4.2.2 Simulation de l'expérience N160216-002

La simulation numérique de l'expérience N160216-002 présente le même but de validation que l'expérience : l'idée est de vérifier les choix des paramètres précédemment décrits en comparant les positions des fronts de choc et d'ablation simulés avec les données expérimentales. La figure 4.15 présente les cartes de densité à différents temps et illustre les propagations du choc et du front d'ablation au cours du temps dans la plaque épaisse. Une radiographie de côté numérique similaire à celle réalisée dans l'expérience est ainsi reconstruite et comparée à la radiographie réelle sur la figure 4.16. Cette juxtaposition des radiographies simulées et expérimentales permet de visualiser les similitudes entre la simulation et l'expérience : les positions des fronts hydrodynamiques coïncident ainsi que la courbure de ces fronts. Afin de suivre la trajectoire au cours du temps des fronts de choc et d'ablation, une radiographie résolue en temps est également réalisée. Les positions de ces fronts après 26 et 28 ns de simulation sont ainsi en accord avec les données expérimentales. La comparaison de ces positions avec celles simulées en 1D est présentée sur la figure 4.18. Différentes grandeurs physiques peuvent à nouveau être obtenues à partir de cette simulation, la pression d'ablation présente un maximum à 32 Mbar, la densité au front d'ablation est de 4.5 g/cm^3 et la vitesse d'ablation est représentée sur la figure 4.19. La reproduction numérique des résultats expérimentaux de l'expérience N160216-002 est un point de départ à la simulation des expériences d'étude de l'IRT ablative : aucun paramètre n'est modifié pour simuler les expériences N160216-001 et N160331-001 à part les paramètres physiques que sont les pointés et l'impulsion du laser ainsi que le maillage rendant compte de la géométrie de la cible. Ces simulations reproduisent le comportement monodimensionnel de l'écoulement en prenant en compte, dans un calcul global de l'expérience, le détail de la configuration laser complexe (dépointés et défocalisations des faisceaux) permettant d'obtenir la tache laser homogène sur 2 mm de diamètre.

4.2.3 Simulations des expériences d'étude de l'IRT

Les deux expériences sur plaque fine perturbée sont simulées en utilisant les paramètres décrits précédemment. Ces deux simulations sont très proches l'une de l'autre étant donné que seuls le pointé des faisceaux et la puissance laser varient légèrement (l'écart mesuré entre les deux impulsions est de moins de 5% de l'énergie laser totale

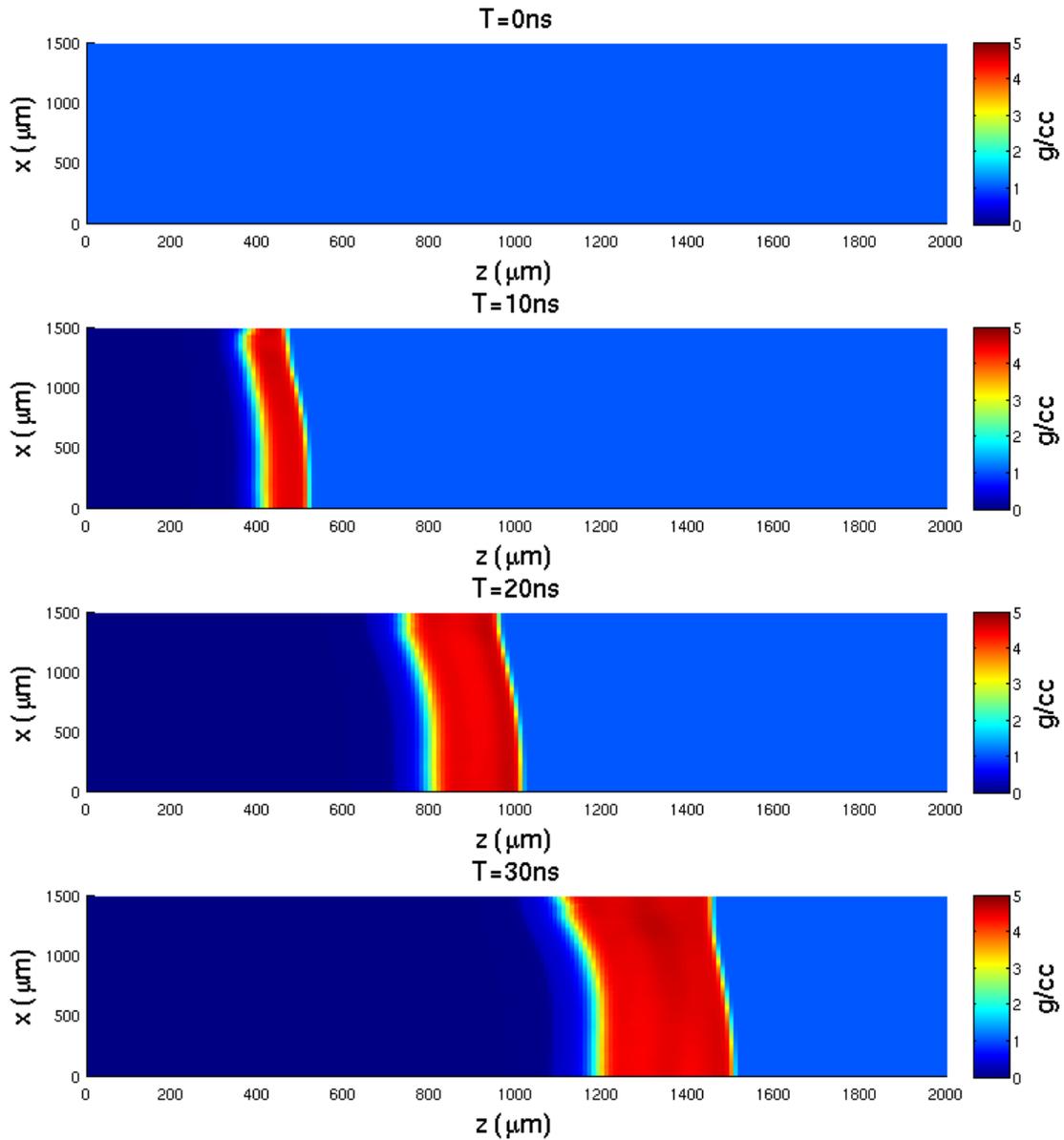


Figure 4.15 – Cartes de densité à $t = 0, 10, 20$ et 30 ns obtenues avec la simulation 2D CHIC de l'expérience N160216-002.

mise en jeu). L'effet de l'impulsion laser de chacune des deux expériences sera présenté ci-après. La figure 4.20 illustre ces simulations au travers des cartes de densité prises à trois instants. La croissance de la perturbation soumise à l'IRT est clairement visible entre ces différents instants. Les différentes phases de l'expérience obtenues lors des simulations sont les suivantes : le choc formé par le laser parcourt la plaque, jusqu'à déboucher en face arrière à $t = 5.5$ ns, puis l'onde de raréfaction remonte la plaque. L'accélération de

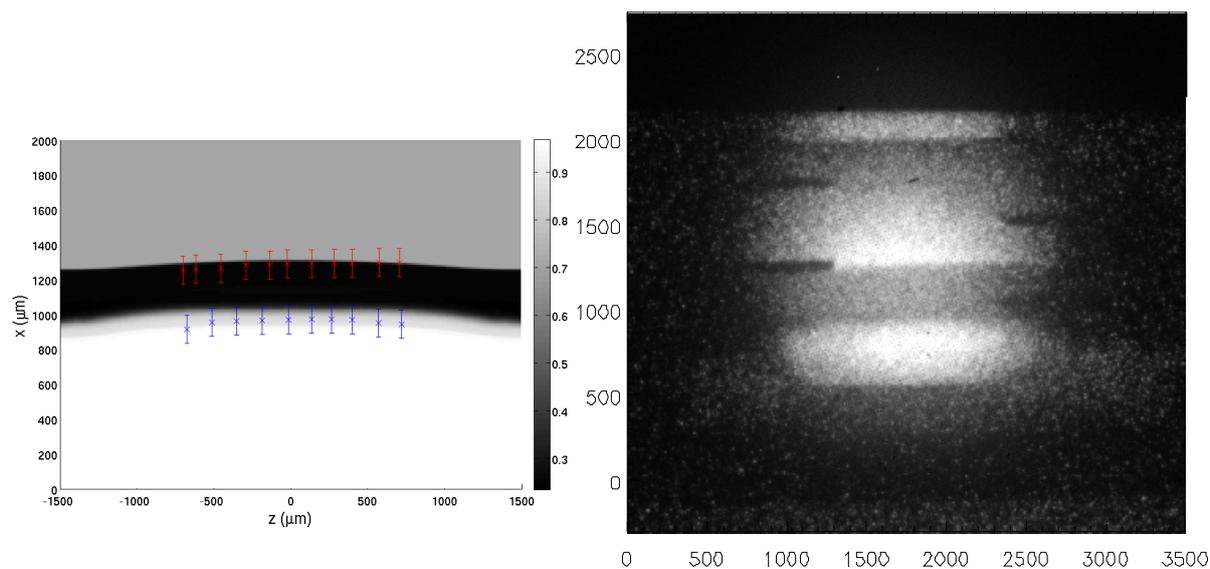


Figure 4.16 – Radiographie de côté pour l'expérience N160216-002 à $t = 26$ ns. À gauche, radiographie numérique simulée avec des relevés expérimentaux des positions du front d'ablation en bleu et du choc en rouge. À droite, radiographie expérimentale.

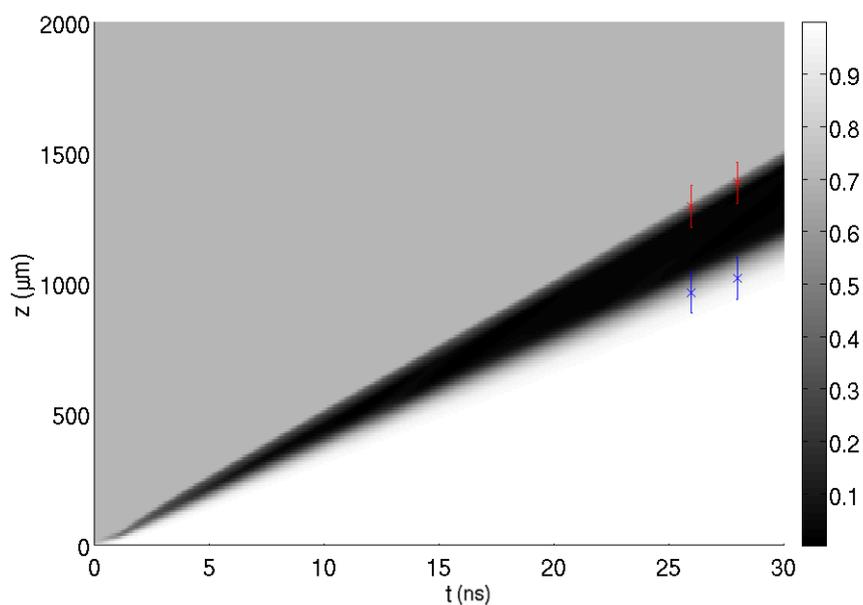


Figure 4.17 – Radiographie de côté simulée.

la plaque et donc du front d'ablation débute aux alentours de $t = 9.5$ ns. C'est à partir de cet instant que la perturbation devient instable au sens de l'IRT et croît de manière exponentielle. Pour $t < 9.5$ ns, la perturbation est instable au sens de l'IRM, mais la résolution des maillages utilisés dans ces simulations eulériennes est insuffisante pour étudier cette phase. L'IRM sera traitée grâce aux simulations lagrangiennes demi-modes dans la section suivante.

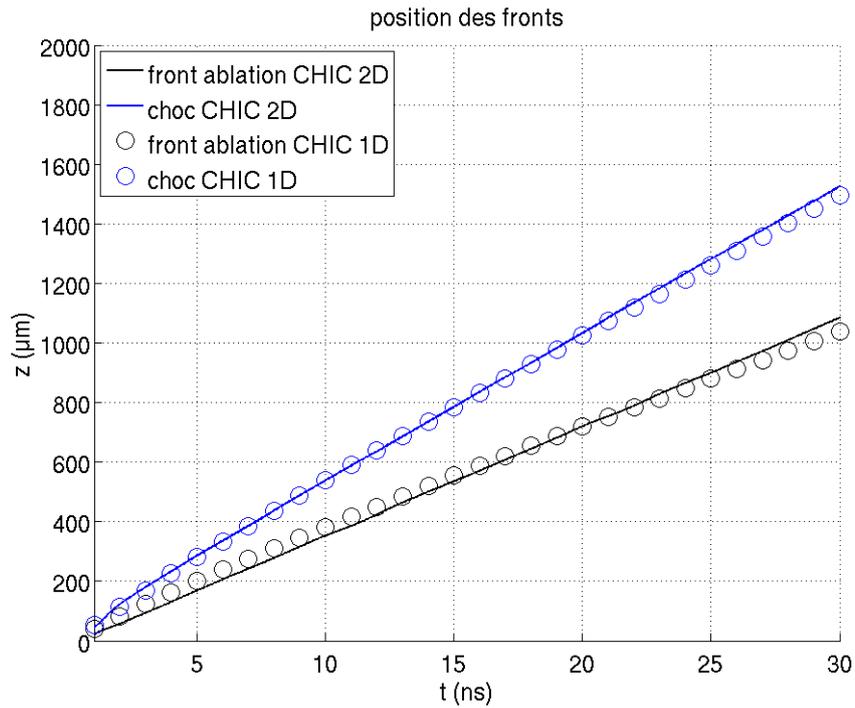


Figure 4.18 – Positions des fronts de choc et d'ablation simulées en 2D (lignes pleines) et en 1D (bulles).

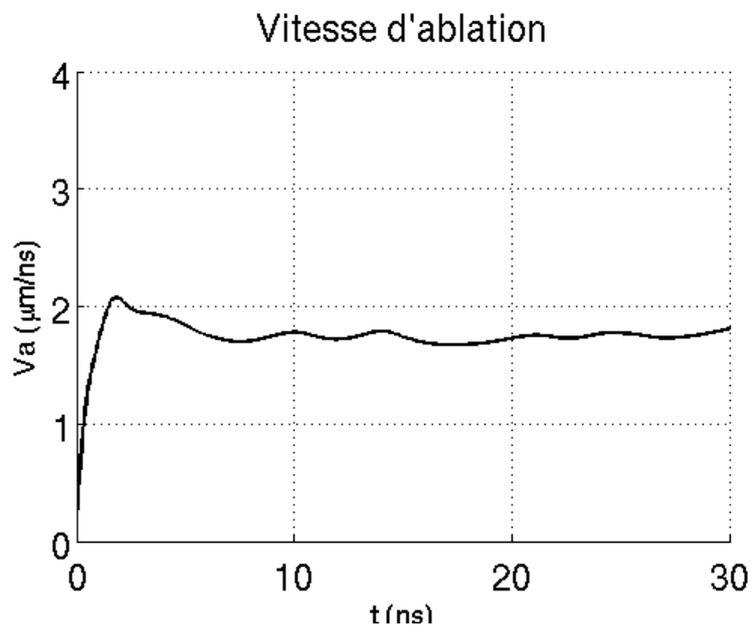


Figure 4.19 – Vitesse d'ablation simulée au cours du temps en 2D.

Analyse de l'IRT

L'objectif de ces deux expériences est d'analyser la croissance de la perturbation due à l'IRT. Concernant les simulations numériques 2D, il s'agit d'accéder aux paramètres physiques caractéristiques de l'IRT, afin de pouvoir extrapoler ces valeurs aux cas expéri-

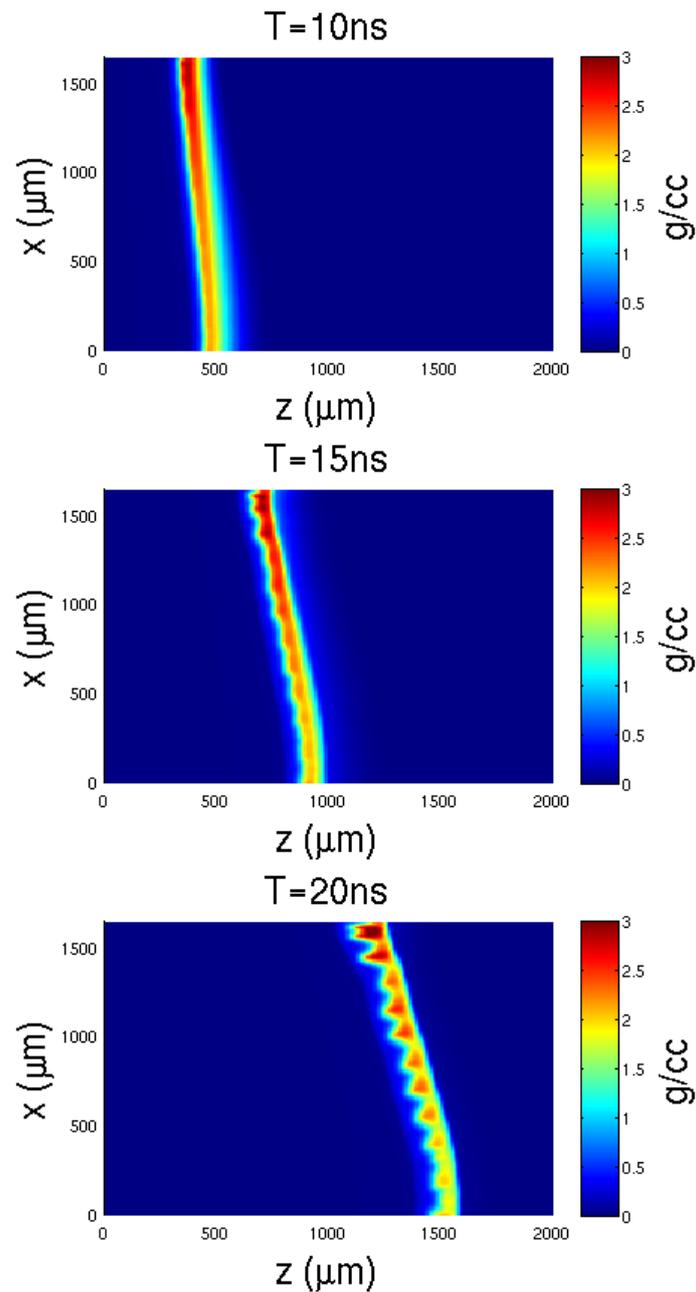


Figure 4.20 – Cartes de densité à $t = 10, 15$ et 20 ns obtenues avec la simulation 2D CHIC de l'expérience N160331-001.

mentaux 3D qui seront présentés dans le chapitre suivant.

Pour comparer les simulations numériques aux données expérimentales, il est nécessaire de comparer les mêmes grandeurs. Une radiographie de face est reconstruite en utilisant les paramètres du diagnostic expérimental (voir la section 2.4.3), à la différence près que la

radiographie numérique est ici continue en temps. La radiographie obtenue à l'aide de ce diagnostic est présentée sur la figure 4.21. Cette radiographie synthétique fait apparaître

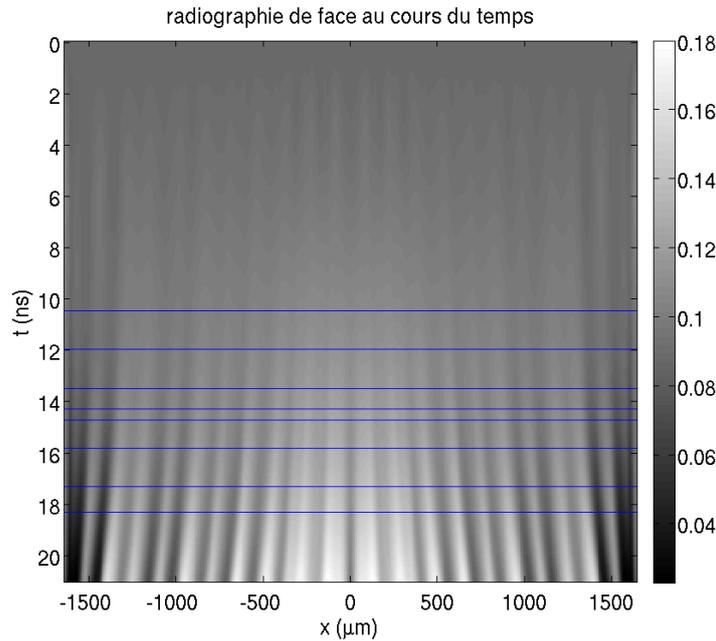


Figure 4.21 – Radiographie de face simulée de l'expérience N160331-001. Les lignes bleu représentent les temps des radiographies expérimentales des expériences N160331-001 et N160216-001.

le phénomène de courbure de la plaque qui n'est pas observé expérimentalement. Sur la figure 4.21, les positions des bulles et des aiguilles (en clair et en foncé respectivement) s'éloignent du centre de la feuille au cours du temps car celle-ci se courbe sous l'effet de l'impulsion laser : en effet selon les tirs, les pointés des faisceaux induisent des courbures différentes dans les calculs. Les données de cette radiographie numérique sont ensuite traitées comme celles des radiographies expérimentales : la coupe correspondant au temps voulu est extraite puis divisée par un polynôme d'ordre élevé (8 comme pour l'expérience) pour obtenir un signal corrigé de la courbure et des variations d'intensité. Dans le cas expérimental, cette division permet de s'affranchir de la forme spatiale de l'irradiation de la source (le backlighter) mais également de la courbure potentielle. Dans le cas numérique, il n'y a pas de source à décorrélérer mais cette division permet de s'affranchir de la courbure. La transformée de Fourier est ensuite réalisée sur le logarithme du signal décorrélé pour obtenir la variation de profondeur optique. Dans une simulation numérique, les bords de la "boîte" de simulation, c'est-à-dire les mailles extérieures du maillage sont particulières. La figure 4.22 illustre ce phénomène : la première longueur d'onde et les dernières présentent des irrégularités dues à la simulation. Pour éviter tout effet numérique dans l'analyse de l'IRT réalisée, les premières et dernières longueurs d'onde sont coupées avant l'étude. L'amplitude en profondeur optique du signal de nombre d'onde $k = 2\pi/\lambda = 4.19 \cdot 10^{-2} \mu\text{m}^{-1}$ est alors tracée au cours du temps sur la figure 4.23. La croissance apparaît bien exponentielle entre 9.5 et 16 ns comme attendu. Afin d'obtenir un taux de croissance γ

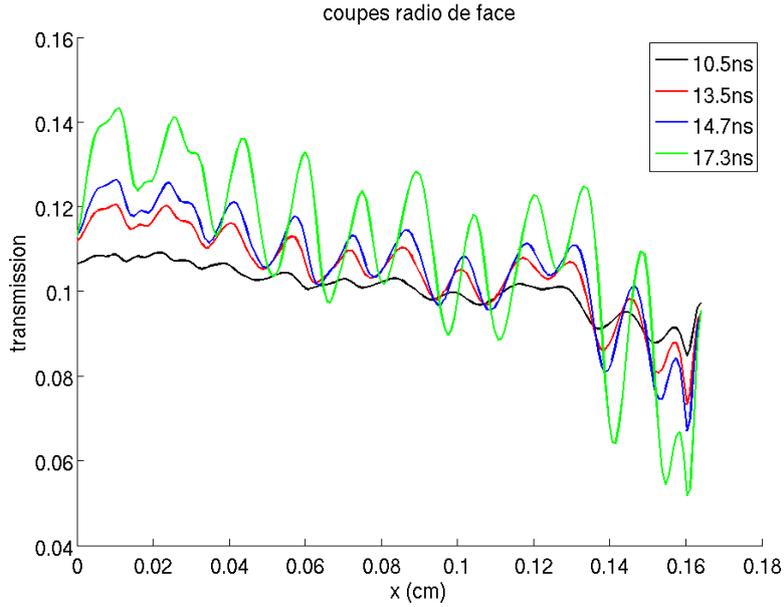


Figure 4.22 – Coupes de la radiographie numérique à différents instants.

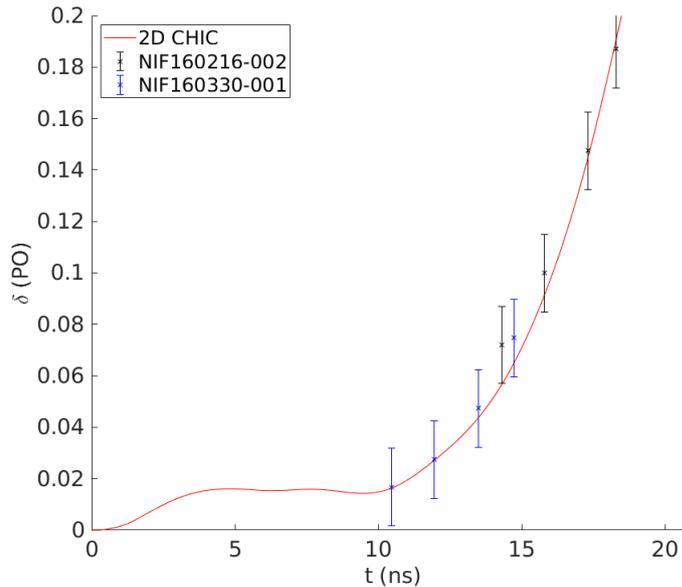


Figure 4.23 – Croissance de la perturbation sous l'effet de l'IRT.

de la simulation, un fit exponentiel est réalisé. La figure 4.24 reprend le tracé de la figure 4.23 en échelle semi-logarithmique, avec cette interpolation exponentielle qui donne un taux de croissance $\gamma = 0.3151 \text{ ns}^{-1}$. Un décrochement du régime linéaire est également constaté aux alentours de 17 ns. Cette transition à la non-linéarité est discutée par la suite. Le même processus de simulation et d'analyse pour la configuration laser de l'expérience N160216-001 donne un taux de croissance de $\gamma = 0.3108 \text{ ns}^{-1}$. Ainsi les simulations numériques globales réalisées en utilisation la configuration expérimentale permettent de

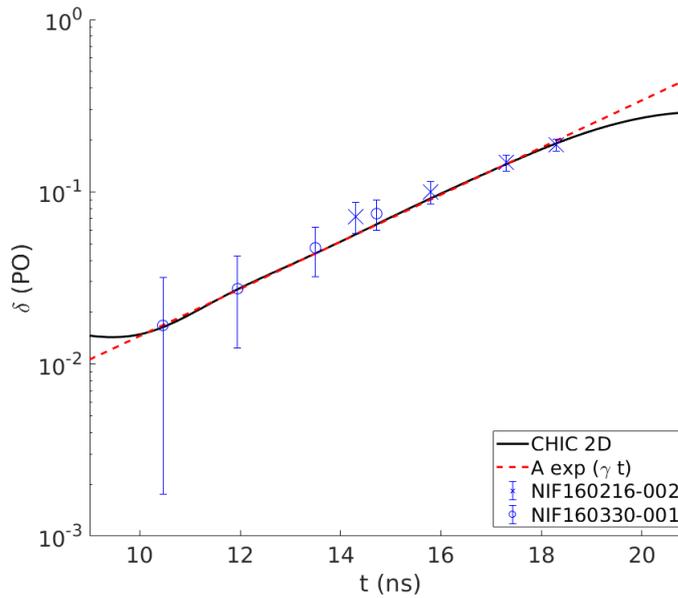


Figure 4.24 – Croissance de la perturbation sous l’effet de l’IRT et fit exponentiel.

reproduire le comportement de la phase linéaire de l’IRT mesuré expérimentalement. Cette phase linéaire débute après 10 ns d’impulsion laser à 200 TW cm^{-2} et dure environ 7 ns.

Trajectoire de la feuille en vol

La trajectoire de la feuille en vol est simulée numériquement à l’aide d’une radiographie numérique de côté présentée à la figure 4.25. La courbure de la plaque, détaillée ci-dessous, perturbe la détection des faces avant et arrière de la plaque aux temps les plus longs où ont été prises les données expérimentales.

Comme pour les simulations concernant la plaque épaisse, la trajectoire simulée en 2D est en accord avec celle obtenue en 1D sur la figure 4.26 . De la position de la plaque au cours du temps, la position du centre de masse de la cible est évaluée. Un fit polynomial d’ordre 2 est ensuite réalisé pour comparer la trajectoire simulée à celle d’une parabole et à la position expérimentale de la plaque. La figure 4.27 expose l’accord entre la trajectoire du centre de masse de la cible et une simple trajectoire parabolique. L’accélération de la plaque g est ainsi constante sur 20 ns avec $g = 6.8 \mu\text{m ns}^{-2}$, prouvant la qualité de l’impulsion laser et du ”suivi” de la plaque par les faisceaux du deuxième groupe d’impulsion dépointés pour prendre en compte le déplacement de la plaque.

Les courbures des faces avant et arrière de la plaque sont évaluées en traçant l’isocontour en densité de la plaque mise en vol à un instant donné. La figure 4.28 compare ainsi les contours des plaques simulées pour chacune des deux expériences. Cette représentation permet de constater que les positions des faces avant et arrière de la plaque sont les mêmes sur l’axe ou au bord de la boîte de simulation, cependant les courbures sont en revanche bien différentes. Ces différences sont le résultat des pointés des faisceaux laser : pour l’ex-

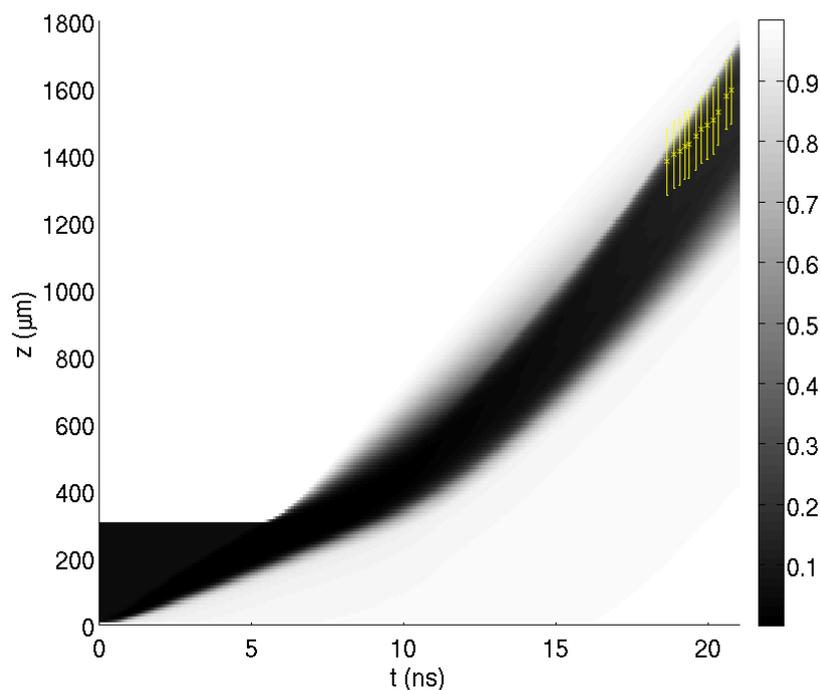


Figure 4.25 – Radiographie numérique de côté de l'expérience N160331-001.

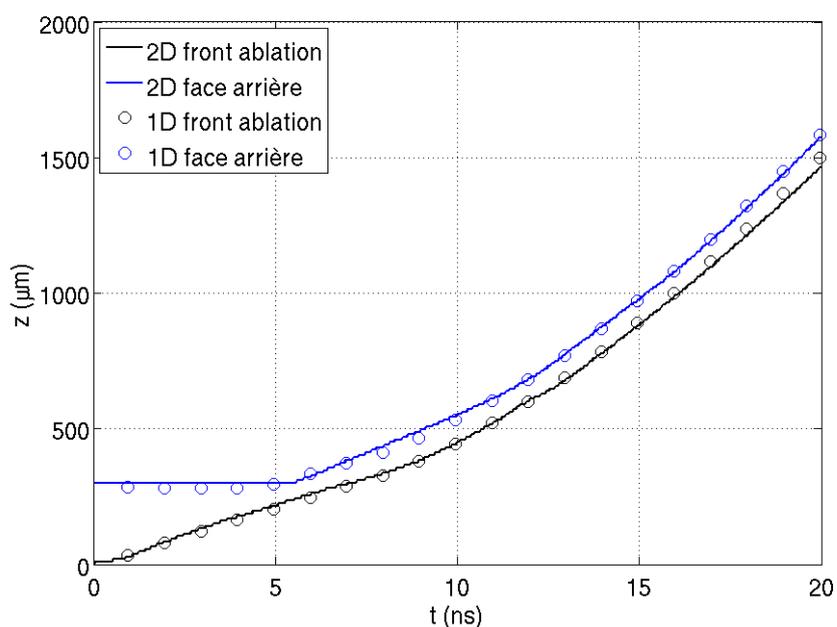


Figure 4.26 – Positions des fronts de choc et d'ablation simulées en 2D (lignes pleines) et en 1D (bulles).

périence N160330-001 (en noir) le quadruplet "d'empreinte" pointe au centre de la cible tandis que pour N160216-002, ces quatre faisceaux sont répartis sur un cercle de rayon $500\ \mu\text{m}$, ce qui entraîne une courbure plus régulière pour la plaque (en bleu).

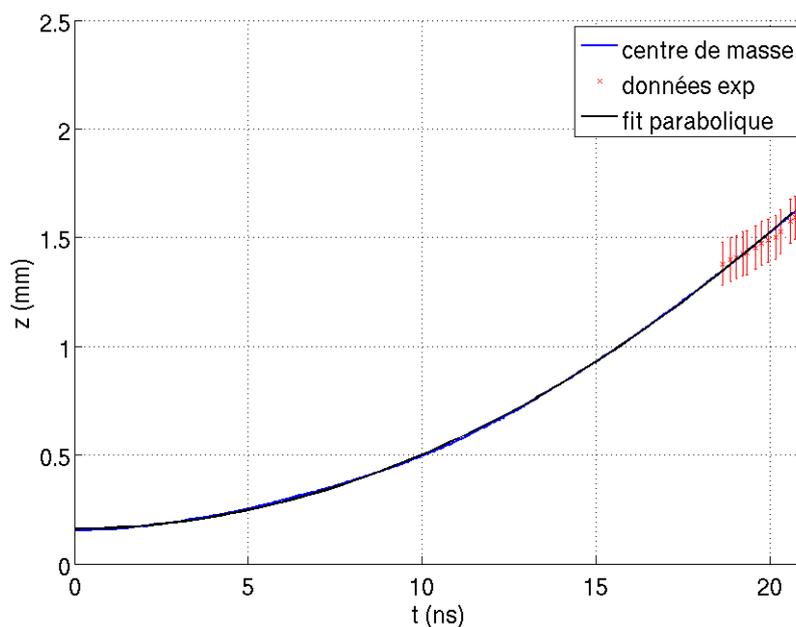


Figure 4.27 – Comparaison de la position du centre de masse simulée (bleu) avec une parabole (noir) et les points expérimentaux de la radiographie de côté (rouge) .

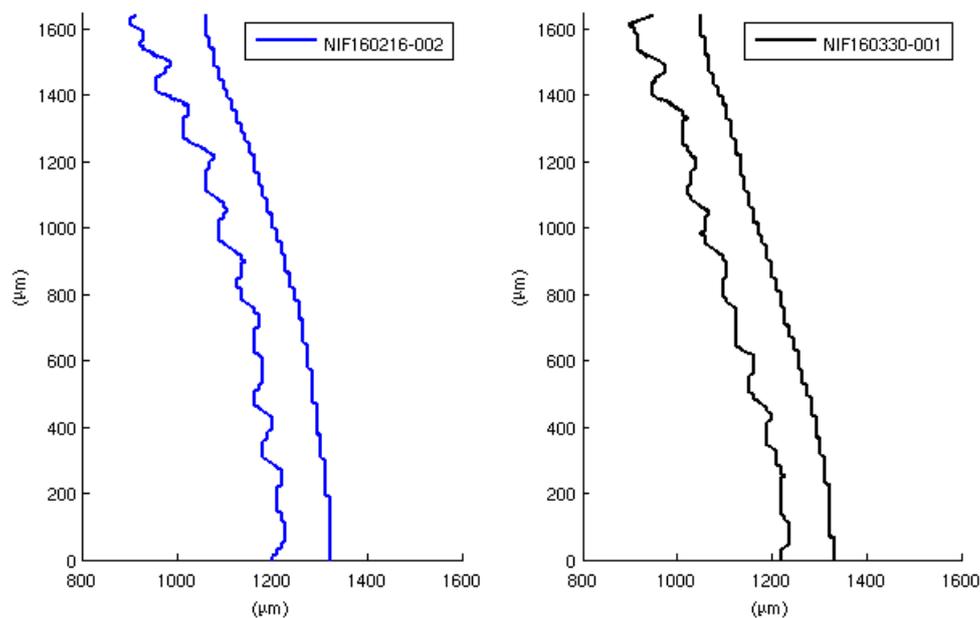


Figure 4.28 – Isocontours $\rho = 1 \text{ g/cm}^3$ à $t = 18 \text{ ns}$ simulés pour les expériences N160216-001 et N160331-001.

Relation de dispersion

L'accélération de la plaque étant connue, les autres paramètres physiques nécessaires à l'analyse de l'IRT sont évalués : la longueur minimale de gradient est de $L_m = 10 \text{ }\mu\text{m}$ et

la vitesse d'ablation est de $V_a = 1.8 \mu\text{m ns}^{-1}$. Le nombre de Froude (1.32) est lui égal à :

$$Fr = \frac{V_a^2}{gL_0} \simeq 5.10^{-2} \quad (4.2)$$

L'expression du taux de croissance est donnée par l'équation (1.51) et permet de tracer la courbe de la relation de dispersion de la figure 4.29. La relation de dispersion prédit alors

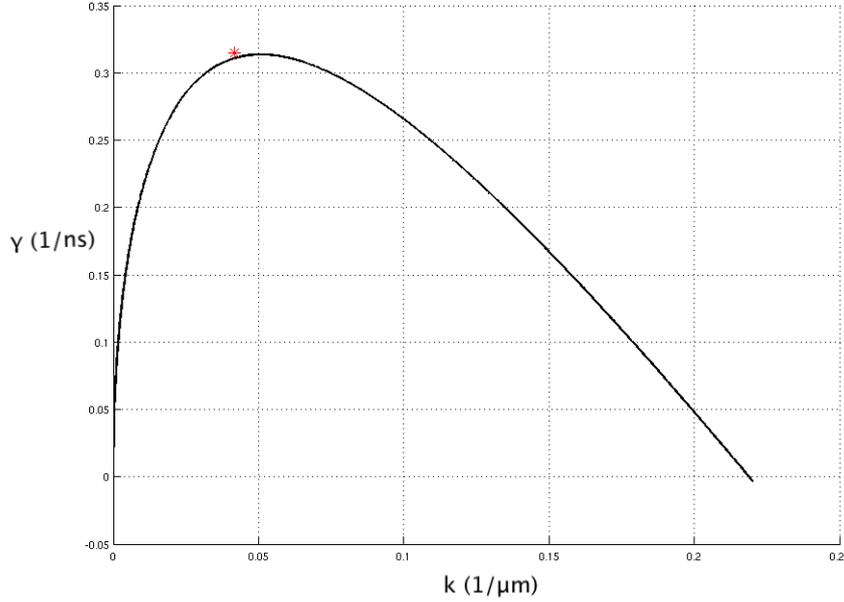


Figure 4.29 – Relation de dispersion théorique calculée avec les grandeurs issues de la simulation CHIC et taux de croissance extrait de la simulation.

une coupure pour des nombres d'onde supérieur à $k_c = 0.22 \mu\text{m}^{-1}$. Toutes les longueurs d'onde plus petites que $\lambda_c = 2\pi/k_c = 28.5 \mu\text{m}$ ne seront pas instables au sens de l'IRT. Le mode de croissance maximale est $k_{opt} = 0.05 \mu\text{m}^{-1}$, correspondant à une longueur d'onde $\lambda = 125 \mu\text{m}$.

Extension de l'impulsion laser jusqu'à 30 ns

Dans le but d'explorer le comportement de l'IRT et la transition à la non-linéarité amorcée à la fin de l'impulsion de 20 ns, une extension de l'impulsion laser à 30 ns est testée sur la simulation de l'expérience N160331-001. Afin de rendre compte des capacités expérimentales possibles tout en s'appuyant sur les calculs déjà effectués dans un souci d'efficacité (un mois est nécessaire pour réaliser la simulation des 20 ns), les 10 ns supplémentaires sont rajoutées en utilisant les faisceaux des cônes à 23 et 30 degrés. La puissance laser est la même qu'entre 10 et 20 ns, mais les faisceaux sont à nouveau dépointés, de 1.5 mm contre 0.75 entre 10 et 20 ns précédemment, pour suivre la trajectoire de la feuille, en n'oubliant pas d'étendre la zone de pseudo-vide en face arrière du maillage pour ces calculs eulériens.

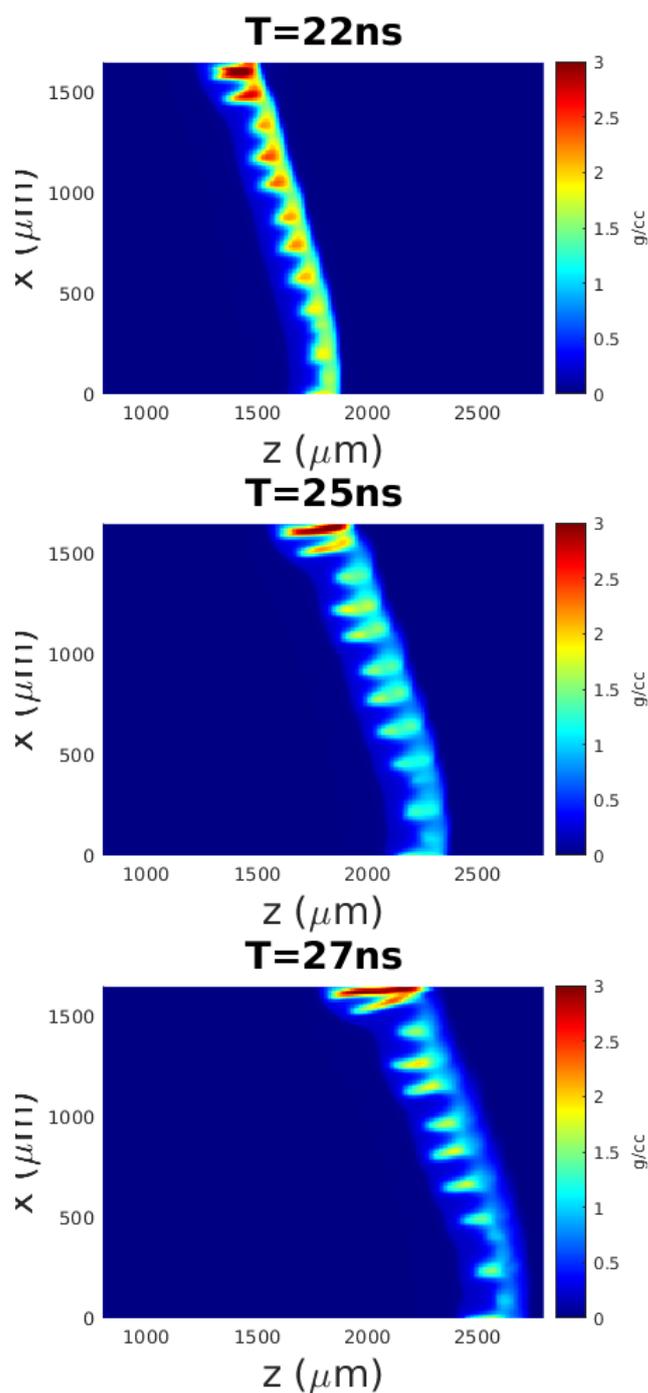


Figure 4.30 – Cartes de densité à différents instants de la simulation étendue.

La figure 4.30 expose des cartes de densité à différents temps de cette simulation étendue. La perturbation au front d'ablation continue de croître et la feuille continue d'avancer. A $t = 27$ ns, la feuille est percée là où se trouvaient les bulles auparavant. Le

traitement de la radiographie numérique permet de suivre la transition à la non-linéarité, entamée vers $t = 17$ ns.

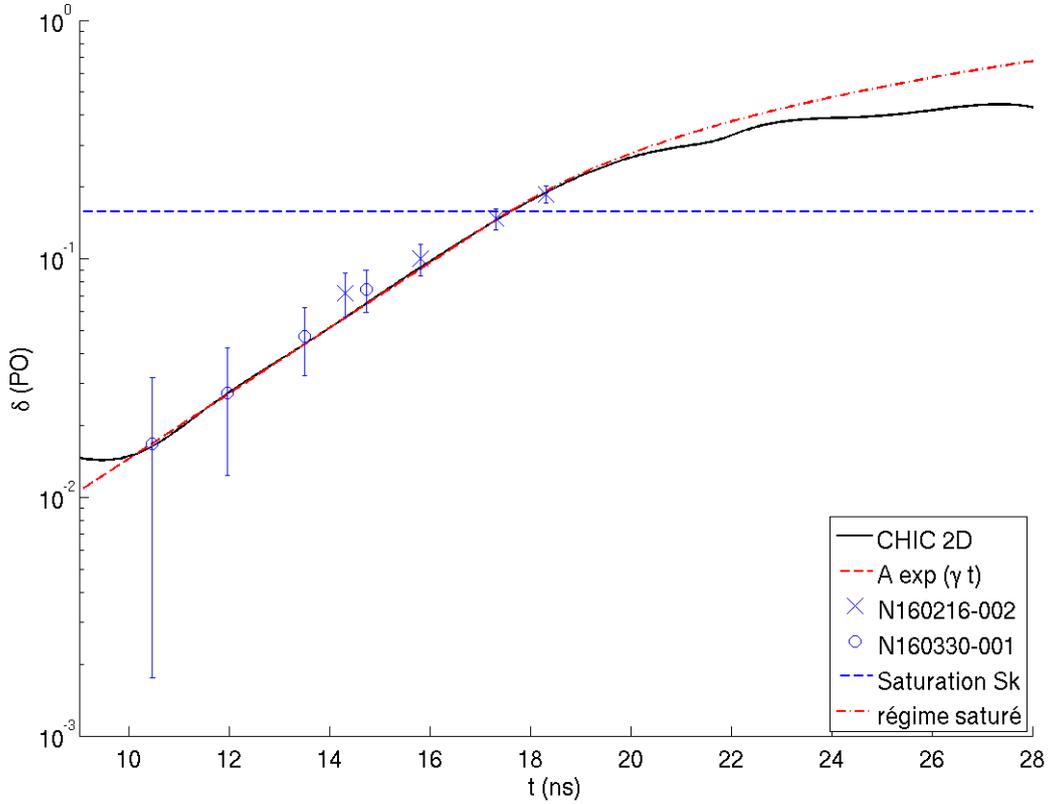


Figure 4.31 – Croissance de la perturbation au cours du temps et comparaison aux modèles théoriques.

Sur la figure 4.31, l'amplitude de la perturbation est comparée aux modèles théoriques. La phase linéaire a déjà été abordée précédemment sur la figure 4.24, avec le taux de croissance $\gamma = 0.3151 \text{ ns}^{-1}$. La perturbation atteint ensuite la valeur de saturation définie à la section 1.1.1. En profondeur optique, il vient :

$$S_k = 0.1\lambda\rho\mu \quad (4.3)$$

$\lambda = 150 \text{ }\mu\text{m}$, $\mu = 50 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ pour le plastique irradié par les rayons X provenant d'un backlighter d'argent (en accord avec le paramètre μ_{Ag} défini et appliqué à la radiographie numérique à l'équation (2.9) et $\rho = 2.1 \text{ g cm}^{-3}$ pour la densité de la plaque en vol, il vient : $S_k = 0.1575$.

La saturation du régime linéaire est donc atteinte à $t = 17.5$ ns, lorsque l'amplitude atteint S_k . La croissance de la perturbation devient donc non-linéaire au sens de l'IRT avec la vitesse de saturation :

$$V_{sat} = \gamma S_k = 0.0496 \text{ ns}^{-1} \quad (4.4)$$

Cette valeur est plus élevée que celle estimée expérimentalement car l'amplitude de saturation calculée ici d'après les résultats numériques est plus grande que l'amplitude estimée, ce qui se répercute sur la vitesse de saturation.

Discussion sur le traitement des simulations

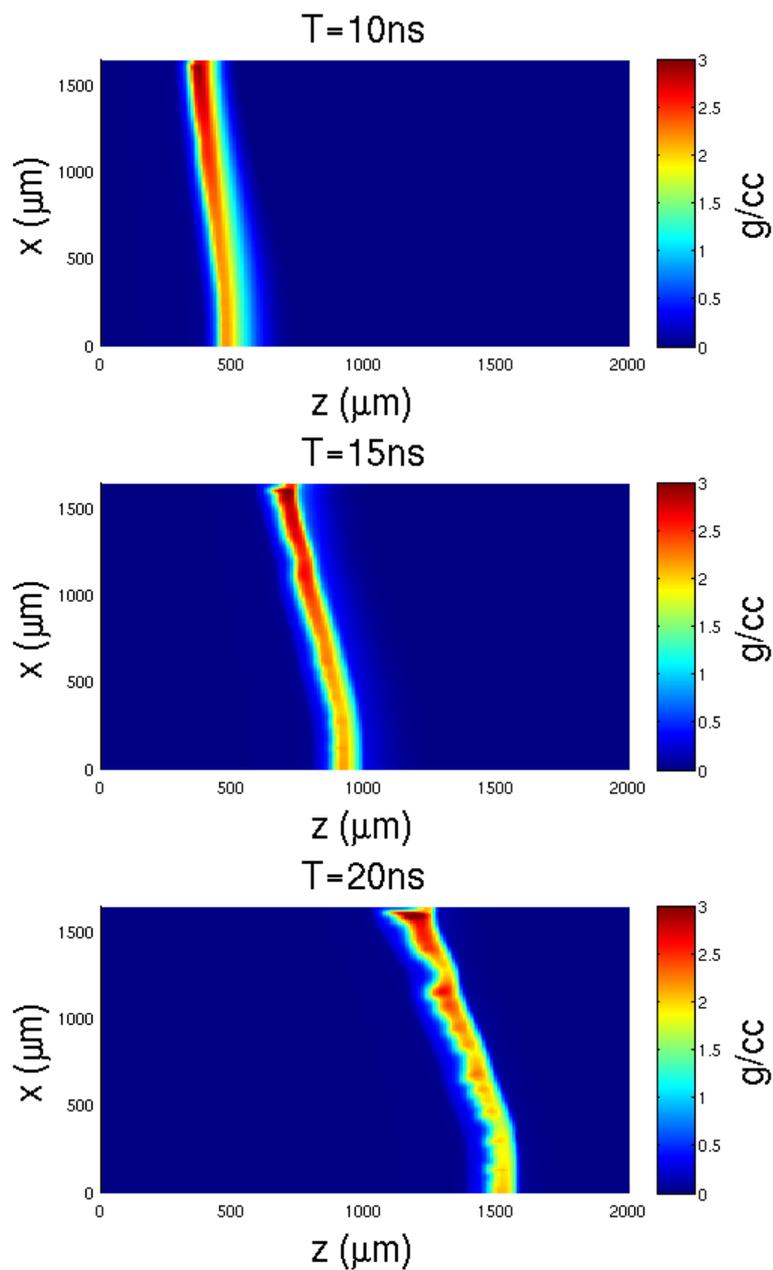


Figure 4.32 – Cartes de densité à différents instants de la simulation du "bruit" numérique dans la description du laser.

Afin de vérifier que la croissance de la perturbation durant la simulation est bien le résultat de la perturbation initiale, il faut vérifier l'effet du laser. En effet la représentation numérique des faisceaux laser avec des ensembles de rayons tirés peut introduire une "empreinte laser numérique", c'est-à-dire que le bruit numérique issu de ce traitement des faisceaux laser crée des surintensités à certains instants et que celles-ci peuvent se répercuter sur l'état de surface comme le fait l'empreinte laser dans les expériences. Pour quantifier ce phénomène, des calculs sont réalisés à l'identique à l'exception de la plaque initiale qui est régulière et non plus perturbée. Ces différents calculs utilisent également un nombre de rayons différents pour décrire la tache laser. La figure 4.32 présente les cartes de densité obtenues durant une simulation. Le bruit laser numérique introduit comme attendu des perturbations au front d'ablation, exactement comme l'empreinte laser classique. Ces données sont traitées exactement comme la simulation de l'expérience. La figure 4.33

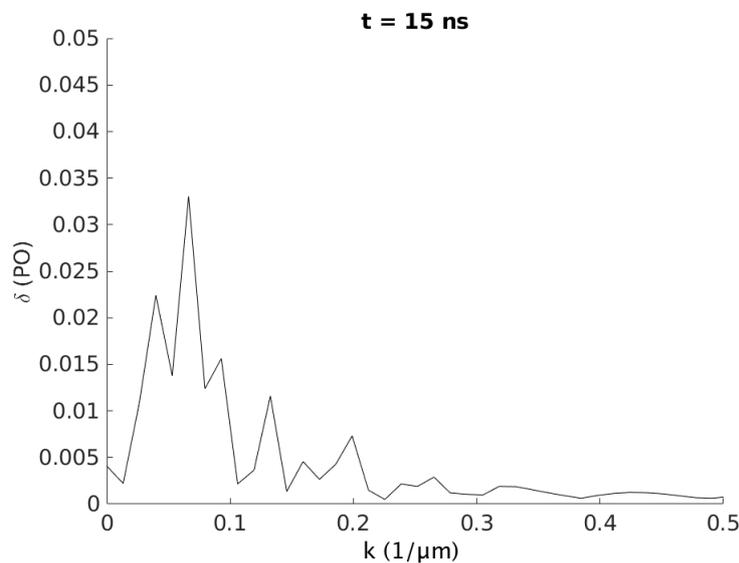


Figure 4.33 – Spectre issu de la perturbation due au bruit laser.

représente le spectre issu du traitement de la perturbation due au bruit laser numérique. Aucun mode particulier ne se détache de cette étude. De plus, le mode maximal n'est pas le mode associé à la perturbation de $150 \mu\text{m}$ étudiée et a une amplitude de 0.03 à $t = 15 \text{ ns}$ contre 0.08 au même temps pour la perturbation préimposée. Il est donc possible de conclure sur l'effet négligeable du bruit laser numérique sur l'étude numérique de la croissance préimposée effectuée ci-dessus.

Dans le traitement des radiographies de face, qu'elles soient expérimentales ou numériques, le signal obtenu est divisé par un polynôme d'ordre 8 afin de s'affranchir des effets de la forme du backlighter pour les données expérimentales ou encore de la courbure. Ce traitement a été réitéré avec des ordres de polynômes de 2 à 10 sur les radiographies simulées afin d'évaluer l'impact du choix de l'ordre du polynôme. Cet ordre est supposé ne pas avoir d'impact significatif étant donné qu'il n'y a pas de backlighter et que seule

la courbure de la feuille est concernée. L'écart entre tous ces ordres n'excède pas de 10% la valeur obtenue pour l'ordre 8 utilisé.

Bilan des simulations 2D

Une plateforme de simulation 2D demi-plan a ainsi été développée sur le code CHIC, capable de reproduire avec un unique jeu de paramètres trois expériences réalisées sur le NIF. L'hydrodynamique des cibles (propagation de choc, trajectoires, et croissance de perturbations) est reproduite dans les conditions expérimentales (prise en compte des faisceaux défocalisés et dépointés, puissance laser expérimentale) pendant 30 ns pour l'ensemble des plaques en vol. Les simulations numériques ont également permis de démontrer les capacités de la plateforme d'irradiation laser développée sur le NIF qui permet d'obtenir des cibles en vol avec des accélérations constantes de $6.8 \mu\text{m ns}^{-2}$ sur 20 ou 30 ns. Dans ce régime, les cibles de plastique de 300 microns d'épaisseur utilisées se déplacent de 1.5 mm sur 20 ns. La croissance de la perturbation due à l'IRT a ainsi pu être étudiée pour un nombre de Froude d'environ 5.10^{-2} . La phase linéaire de l'instabilité entraîne ainsi une multiplication par 10 de l'amplitude de la perturbation monomode en 8 ns, la transition à la non-linéarité a également été suivie pour donner une estimation de la vitesse de saturation de la croissance.

4.3 Simulations 2D lagrangiennes demi-modes

4.3.1 Simulations monomodes sur une demi-longueur d'onde

La plateforme de simulation numérique en maillage eulérien présente néanmoins un défaut : du fait de la taille des mailles, la résolution est insuffisante pour suivre l'évolution de la perturbation aux temps courts et notamment la phase RM. L'objectif est donc de réaliser des simulations lagrangiennes demi-modes pour simuler des petites portions de la cible et accéder à des informations locales plus précises. Une telle simulation lagrangienne permet en outre de donner une vérification supplémentaire aux calculs eulériens. Les simulations lagrangiennes sont réalisées à partir du maillage 1D à 1204 mailles en double progression géométrique avec les conditions périodiques dans la direction transverse. 16 secteurs sont alors pris sur une demi-longueur d'onde donnée, ce qui porte le nombre de mailles à 19264, soit une trentaine de jours de simulations pour 20 ns sur 8 processeurs. Dans les simulations lagrangiennes demi-modes, le laser a une description qui est très proche des simulations 1D. Un rayon par secteur se propage en ligne droite en incidence normale, sans réfraction (désactivée numériquement dans le tracé de rayons), et porte la fraction d'énergie correspondante au nombre de secteurs. Les paramètres de simulation du matériau sont les mêmes que précédemment. Les seuls prérequis sont dans les paramètres numériques du code. Les pas de temps de calcul doivent en effet être plus faibles que ceux utilisés lors des simulations 1D ou 2D eulériennes afin d'assurer la stabilité des calculs. L'intensité laser est adaptée afin de prendre en compte l'énergie laser déposée dans les

calculs 2D globaux. En effet, environ 85 à 90 % de l'énergie laser était absorbée dans ces calculs. Cette valeur s'explique notamment avec la réfraction d'une portion de l'énergie et par l'angle des faisceaux qui traversaient donc plus de plasma d'ablation et déposaient leur énergie dans un plasma moins dense qu'en incidence de face.

La figure 4.34 présente la carte de densité après 20 ns de simulation de la demi-longueur d'onde de 75 microns. Le laser vient de la droite, ainsi la plaque se déplace ensuite dans la direction des x négatifs. La bulle de plasma de faible densité et l'aiguille de fluide dense

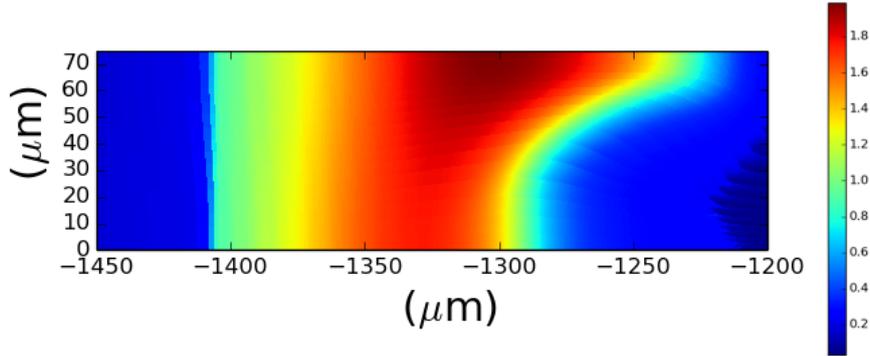


Figure 4.34 – Carte de densité à $t = 20$ ns.

sont bien visibles, preuve que le régime linéaire de l'IRT est terminé à cet instant. La simulation est poursuivie au-delà de 20 ns comme pour le cas en maillage eulérien pour voir le développement du régime saturé faiblement non-linéaire. Afin de comparer cette simulation aux autres résultats précédemment exposés, une radiographie est reconstituée et traitée de la même manière que précédemment. La figure 4.35 expose la variation de la perturbation en profondeur optique sur 25 ns, avec une interpolation exponentielle dans la phase linéaire de l'IRT entre 10 et 17 ns, et une modélisation du régime faiblement non-linéaire appelé régime saturé. La succession des deux régimes est ainsi bien reproduite par les simulations. La première particularité de cette courbe est que la variation de profondeur oscille (tout comme l'amplitude de la perturbation) dans un premier temps, en accord avec la théorie de l'instabilité de Richtmyer-Meshkov au front d'ablation. Ainsi le minimum, atteint autour de $t = 7$ ns, correspond à une inversion de phase de la perturbation. Au temps initial, le sommet de la perturbation se trouve sur le bord supérieur de la boîte de simulation, alors qu'aux temps longs, la bulle est sur le bord inférieur. Ainsi la perturbation s'est inversée durant la phase RM, et le moment de cette inversion est défini comme le minimum de la variation de profondeur optique.

Concernant l'IRT, le taux de croissance γ obtenu grâce à l'interpolation exponentielle dans la phase linéaire de l'instabilité est de $\gamma = 0.3774 \text{ ns}^{-1}$. Ce taux de croissance est ainsi plus important que celui obtenu lors de la simulation eulérienne complète. Les simulations eulériennes complètes ($\gamma = 0.3151 \text{ ns}^{-1}$ et lagrangiennes demi-modes ($\gamma = 0.3744 \text{ ns}^{-1}$) donnent ainsi des taux de croissance qui encadrent le taux de croissance expérimental obtenu sur l'intervalle [10,17] ns et estimé à $\gamma = 0.3462 \text{ ns}^{-1}$. Le temps de saturation

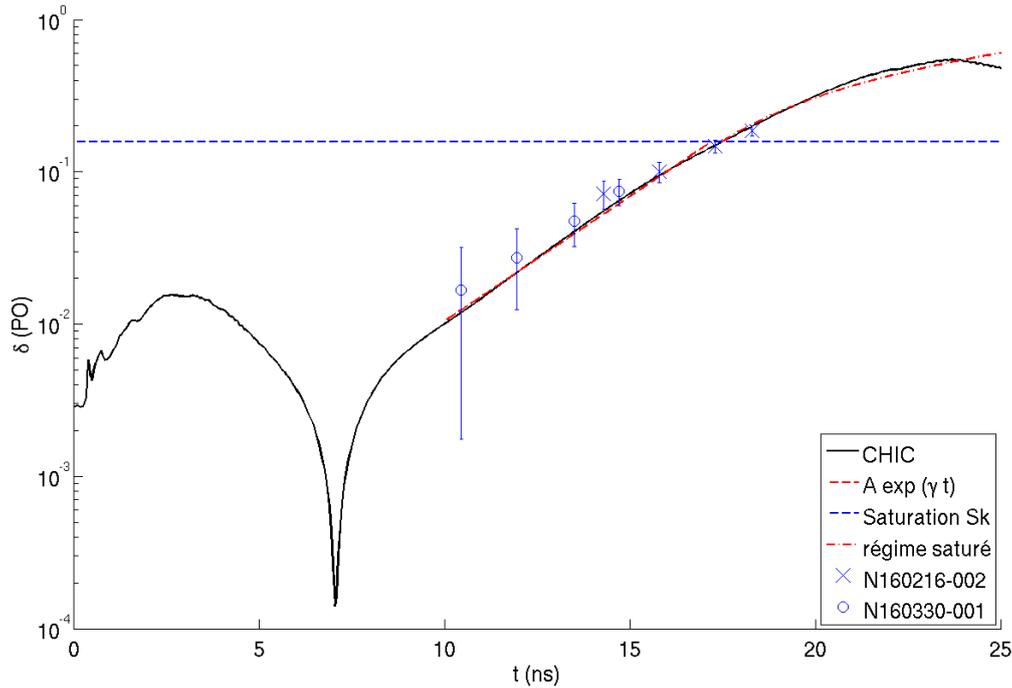


Figure 4.35 – Évolution de la perturbation au cours du temps.

est en revanche le même : $t_{sat} = 17.5$ ns pour les deux méthodes de simulation, ce qui indique que l'écart vient de la phase RM, que le maillage eulérien ne peut suivre. La carte de densité à 20 ns précédente représentait seulement la demi-longueur d'onde simulée. Cependant il est possible d'étendre ce résultat pour reconstituer une structure moyenne sur une longueur d'onde complète. La figure 4.36 présente la carte de densité sur une longueur d'onde après 25 ns de calcul. Sur cette figure, le sommet de la bulle, au centre de l'image, s'est aplati tandis que la longueur des aiguilles est d'environ 100 μm . L'accord entre la simulation et le modèle faiblement non-linéaire est montré pendant toute la durée de l'expérience et des 25 ns de simulation sur la figure 4.35.

Ces simulations lagrangiennes présentent un intérêt supplémentaire : la résolution spatiale est suffisante pour obtenir une conversion amplitude réelle (sur les cartes de densité notamment) et variation profondeur optique (à partir du traitement de la radiographie simulée). Ainsi, en prenant par exemple la valeur de la variation de profondeur optique à $t = 20$ ns, on obtient 0.33 pour une perturbation de 55 microns d'amplitude (totale, distance pic à sommet de bulle). Le ratio amplitude réelle/variation de profondeur optique serait donc de $165\mu\text{m}/1$.

4.3.2 Comparaison des simulations CHIC à un modèle théorique

Les simulations numériques réalisées à l'aide du code CHIC permettent de reproduire les résultats expérimentaux et d'avoir accès à des estimations des valeurs physiques mises en jeu. Cependant ces simulations nécessitent des ressources importantes (temps de calcul

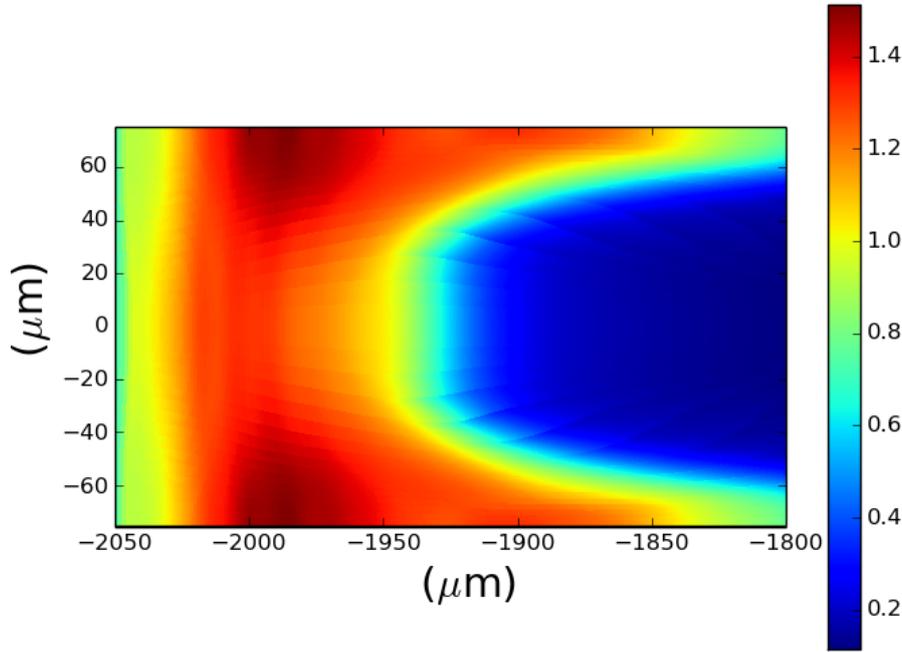


Figure 4.36 – Carte de densité symétrisée à $t = 25$ ns.

de plusieurs semaines sur des dizaines de processeurs). Un modèle numérique a ainsi été développé en Python pour suivre le comportement hydrodynamique de la perturbation au front d’ablation due au développement de l’IRM et de l’IRT. Ce modèle résout l’équation (1.44) jusqu’à décorrélation de l’empreinte laser avant de traiter la phase RM à l’aide de l’équation (1.46). Dans le cas d’une perturbation préimposée, le modèle utilise donc l’équation (1.46) dès l’instant initial. Une fois que la cible est accélérée, la croissance linéaire de la perturbation due à l’IRT est suivie à l’aide de la formule (1.51) de Betti-Goncharov pour le taux de croissance puis une fois la saturation atteinte, le régime saturé est donné par l’équation du régime faiblement non-linéaire (1.28) pour le cas du monomode.

La figure ci-dessous présente la comparaison des deux méthodes de simulations numériques présentées dans ce chapitre avec ce modèle qui utilise comme paramètres d’entrée les valeurs des grandeurs physiques issues des simulations. Concernant la phase RM, la figure 4.37 montre que les équations théoriques prédisent également une inversion de la phase de la perturbation autour de 7.5 ns. Un écart de quelques centaines de picosecondes sur l’instant de l’inversion est présent entre le modèle et la simulation lagrangienne. Cet écart est dû au fait que le modèle utilise des grandeurs physiques constantes moyennées sur les 10 ns de la phase RM avant l’accélération de la plaque. Durant cette phase, la simulation eulérienne n’est pas capable de distinguer cette oscillation et inversion de phase à cause de la taille de ses mailles. À partir de $t = 10$ ns, la croissance exponentielle du défaut est suivie correctement par les trois modes de calcul, ainsi que le début de la non-linéarité. Cette comparaison permet ainsi de valider le modèle théorique, qui permettra d’étudier plus facilement des perturbations multimodes par la suite. Afin de s’assurer de l’accord entre les simulations et le modèle sur différentes longueurs d’onde, la variation

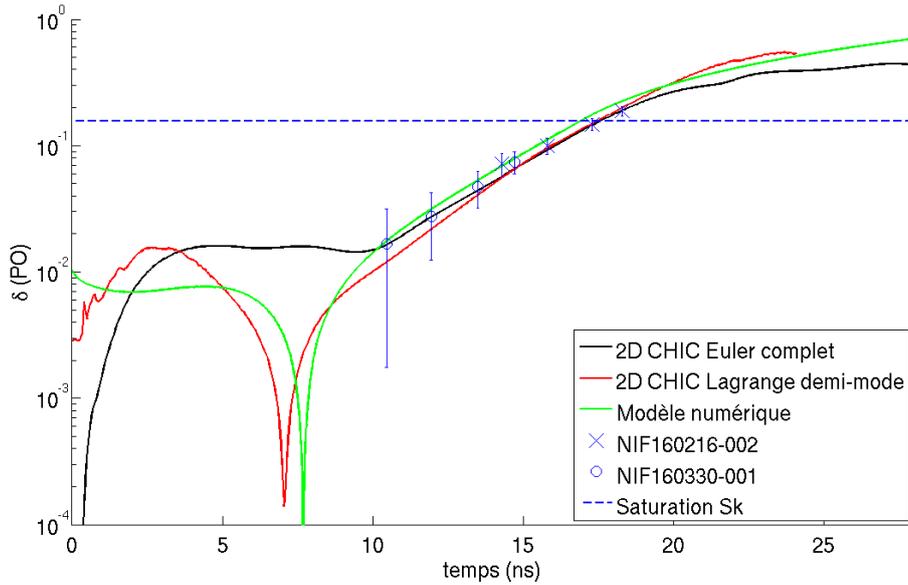


Figure 4.37 – Évolution de la perturbation au cours du temps selon les trois méthodes : Simulation CHIC eulérienne de la plaque complète, Simulation CHIC lagrangienne demi-mode et Modèle théorique

de profondeur optique du monomode prévue par le modèle est comparée à la simulation lagrangienne demi-mode correspondante.

Par exemple, pour une perturbation de longueur d'onde $\lambda = 300 \mu\text{m}$, irradiée par l'impulsion expérimentale N160331-001, la carte de densité issue de la simulation lagrangienne est présentée sur la figure 4.38. Ici, l'aiguille de fluide dense est au milieu de la carte de densité étendue sur une longueur d'onde, ce qui indique que contrairement à la perturbation précédente de longueur d'onde $\lambda = 150 \mu\text{m}$, la perturbation $\lambda = 300 \mu\text{m}$ ne s'inverse pas durant la phase RM. Cela est confirmé par l'étude de la variation de la profondeur optique au cours du temps. Il n'y a bien pas d'inversion durant la phase RM pour une perturbation de longueur d'onde $\lambda = 300 \mu\text{m}$. La phase linéaire de l'IRT est ensuite bien plus longue, durant de 10 à 25 ns environ, car le taux de croissance est plus faible ($\gamma = 0.2617 \text{ ns}^{-1}$) et surtout la limite de saturation est deux fois plus grande.

Le modèle numérique est ainsi vérifié sur plusieurs longueurs d'onde pour s'assurer de la validité du modèle au regard des simulations numériques lagrangiennes. Ainsi il sera possible par la suite d'utiliser le modèle pour prédire le comportement de chaque longueur d'onde d'une perturbation multimode dans les régimes linéaires de l'IRM et de l'IRT, ce qui nous sera utile dans la suite pour étudier des écoulements multimodes instables dans d'autres expériences sur le NIF.

La comparaison de la carte de densité à la variation de profondeur optique nous donne une amplitude de 150 microns (pic-bulle) pour une variation de profondeur optique de 0.9, ce qui permet de retrouver le ratio de 165/1 mentionné précédemment. Ce ratio sera réutilisé dans le chapitre suivant concernant les perturbations 3D.

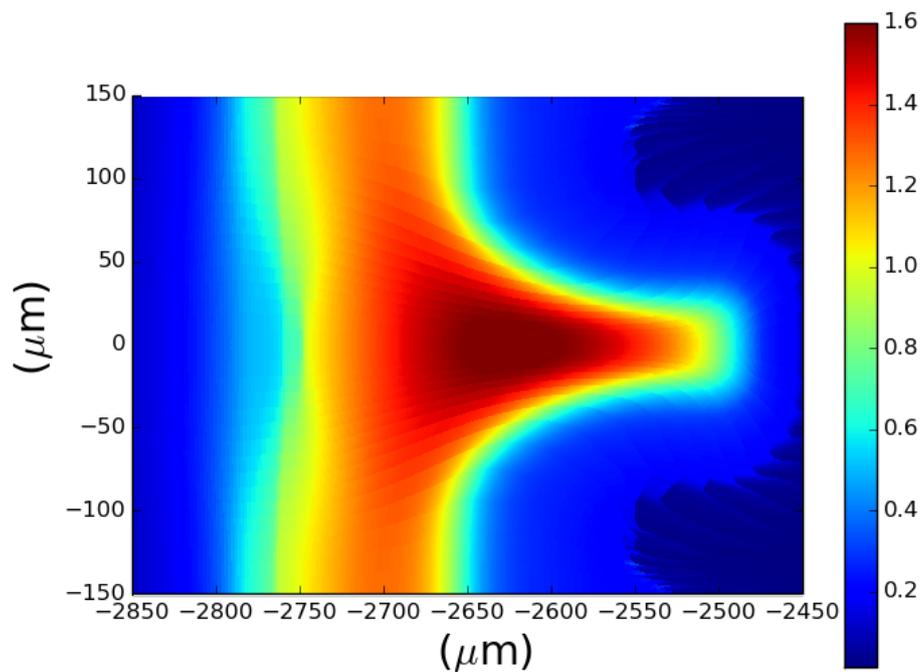


Figure 4.38 – Carte de densité symétrisée à $t = 30$ ns pour $\lambda = 300$ μm .

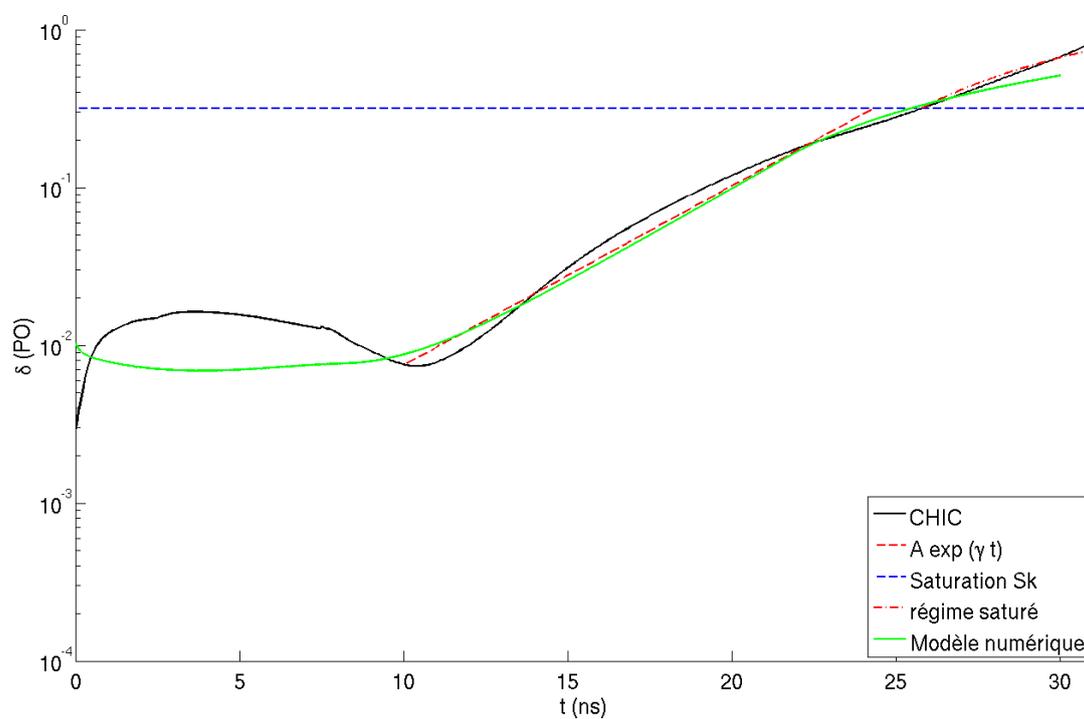


Figure 4.39 – Évolution de la perturbation de longueur d'onde 300 μm au cours du temps : comparaison entre la simulation lagrangienne et le modèle numérique

4.4 Conclusion des simulations numériques

Une plateforme de simulation numérique a été développée avec le code 2D CHIC. Cette plateforme permet de simuler correctement, avec un même ensemble de paramètres, les trois expériences réalisées sur le NIF. La propagation durant 30 ns des fronts de choc et d'ablation dans une plaque de plusieurs millimètres d'épaisseur est reproduite. La croissance d'une perturbation au front d'ablation d'une plaque en vol, avec un déplacement de l'ordre de 2 mm, est restituée après 20 ns d'irradiation laser, et les grandeurs physiques extraites de ces simulations sont en accord avec les prédictions théoriques. De plus cette plateforme donne la possibilité soit de simuler la plaque complète (c'est-à-dire sur 2 mm de largeur) avec une irradiation laser conforme à celle utilisée expérimentalement sur un maillage eulérien ou de simuler uniquement un demi-mode de perturbation avec une irradiation laser équivalente simplifiée. Ces deux méthodes de simulation permettent d'étudier différents aspects tels que la courbure de la cible ou la valeur de l'accélération de la feuille pour les simulations complètes, ou de se focaliser sur des phénomènes plus précis comme l'inversion de phase dans la phase RM. Enfin, un modèle numérique basé sur les équations de la théorie des instabilités RM et RT a été développé. Ce modèle permet, à l'aide des grandeurs physiques obtenues lors des simulations CHIC, de prédire le comportement de la perturbation en seulement quelques minutes contre plusieurs semaines pour les simulations CHIC.

Chapitre 5

Étude de la croissance d'un défaut 3D imprimé par laser

L'objectif de ce chapitre est de caractériser et de quantifier la croissance d'une perturbation 3D multimode obtenue par empreinte laser sous l'effet de l'IRT précédemment décrite dans une expérience en attaque directe sur le NIF. Pour cela, des expériences ont été réalisées sur la plateforme expérimentale présentée au chapitre 3. Dans un premier temps, la configuration expérimentale globale ainsi que les différentes expériences sont présentées. L'analyse à bas flux du faisceau d'empreinte utilisé est également réalisée pour obtenir des informations quantitatives sur le spectre des perturbations initiales. La croissance de la perturbation sous l'effet de l'IRT est ensuite mesurée à l'aide de radiographies de face à différents instants pour les deux conditions initiales : avec et sans lame de phase. L'analyse de ces radiographies dans l'espace réel et dans l'espace de Fourier permet de caractériser le stade non-linéaire de l'IRT et de remonter à une évaluation du paramètre α .

5.1 Réalisation d'expériences avec empreinte laser 3D

Les expériences présentées dans ce chapitre sont l'objectif final de la campagne *Discovery Science* Hydro Planar Direct Drive présentée précédemment. Le tableau de la figure 5.1 récapitule les cinq expériences réalisées dans le cadre de l'étude de la croissance d'une perturbation 3D obtenue par empreinte laser. Toutes ces expériences utilisent la même configuration expérimentale globale, inspirée des expériences avec perturbation 2D préimposée présentées aux chapitres précédents.

5.1.1 Configuration expérimentale

La configuration expérimentale est similaire à celle présentée sur la figure 3.1 pour les expériences 2D : les faisceaux de la moitié inférieure du NIF irradient une plaque de plastique (CH à $\rho = 1.05$ g/cc) pendant 20 ou 30 ns selon l'expérience. Les faisceaux

Expérience	Cible	Impulsion Laser	Empreinte laser	Objectifs	Diagnostics
N160330-002 « Imprint Mars »	CH 300 μ m d'épaisseur sans perturbation	20ns - 395,3kJ (-4,2%) dont 134kJ sur sources X	B428 sans CPP ni SSD de -300ps à 9.7ns Intensité 7,5TW/cm ²	Croissance d'une perturbation 3D imprimée par les défauts laser	GXD de face (Ag 116kJ) DISC de coté (V 18kJ)
N160802-002 « Imprint Aout 1 »	CH 300 μ m d'épaisseur sans perturbation	20ns - 410,0kJ (-2,4%) dont 134kJ sur sources X	B428 sans CPP ni SSD de -300ps à 9.7ns Intensité 7,5TW/cm ²	Croissance d'une perturbation 3D imprimée par les défauts laser	GXD de face (Ag 116kJ) DISC de coté (V 18kJ)
N160802-003 « Imprint Aout 2 »	CH 300 μ m d'épaisseur sans perturbation	30ns - 502,1kJ (-2,9%) dont 134kJ sur sources X	B428 sans CPP ni SSD de -300ps à 9.7ns Intensité 7,5TW/cm ²	Croissance d'une perturbation 3D imprimée par les défauts laser	GXD de face (Ag 116kJ) DISC de coté (V 18kJ)
N180212-001 « Imprint Février 1 »	CH 300 μ m d'épaisseur sans perturbation	30ns - 653,7kJ (-0,5%) dont 218kJ sur sources X	B428 sans CPP ni SSD de -300ps à 9.7ns Intensité 7,5TW/cm ²	Croissance d'une perturbation 3D imprimée par les défauts laser	GXD de face (Ag 200kJ) DISC de coté (V 18kJ)
N180213-001 « Imprint Février 2 »	CH 300 μ m d'épaisseur sans perturbation	30ns - 654,4kJ (-0,4%) dont 218kJ sur sources X	B427 avec CPP sans SSD de -300ps à 9.7ns Intensité 7,5TW/cm ²	Comparaison des effets de la lame de phase sur la perturbation	GXD de face (Ag 200kJ) DISC de coté (V 18kJ)

Figure 5.1 – Liste des expériences de croissance d'une perturbation 3D réalisées

sont dépointés et défocalisés comme présenté pour obtenir une tâche laser d'intensité quasi constante sur un diamètre de 2 mm et suivre la trajectoire de la plaque en vol. La plaque de plastique ne présente aucun défaut préalablement gravé. En revanche, un faisceau laser est utilisé comme faisceau d'empreinte : ce faisceau du cône à 23.5 degrés (B428 ou B427 selon l'expérience) irradie la cible avec 300 ps d'avance sur l'impulsion principale. Cette avance de 300 ps permet en effet de maximiser l'effet de l'empreinte laser [63]. Ce faisceau est lui aussi défocalisé pour obtenir des structures (points chauds, tavelures...) plus grandes qu'à son meilleur foyer. Dans 4 expériences, le faisceau B428 est utilisé sans système de lissage, c'est à dire sans lame de phase ni lissage par dispersion spectrale. L'objectif est alors d'obtenir les défauts les plus prononcés possibles pour s'assurer qu'ils soient mesurables, contrairement aux premières expériences de la campagne où l'utilisation d'un quadruplet avec lissage par dispersion spectrale n'avait pas abouti à la mesure d'une perturbation due au phénomène d'empreinte laser. À titre de comparaison et afin de mesurer l'influence des conditions initiales, l'expérience N180213-001 utilise comme source d'empreinte le faisceau B427 avec lame de phase standard (mais toujours sans lissage par dispersion spectrale). Dans toutes ces expériences, la croissance de la perturbation est mesurée par radiographie de face et la trajectoire de la plaque par radiographie de côté résolue en temps.

5.1.2 Caractéristiques du faisceau d'empreinte

La figure 5.2 présente les images à bas flux (c'est-à-dire avant amplification) du faisceau B427 avec lame de phase standard mais sans lissage SSD et du faisceau B428 du même quadruplet, sans lame de phase ni lissage et défocalisé de 18 mm comme dans les expériences réalisées. On peut comparer ici les deux faisceaux d'empreinte utilisés dans les expériences : le faisceau B428 défocalisé utilisé dans toutes les expériences exceptées la N180213-001 et le faisceau B427 utilisé dans sa configuration standard dans l'expérience N180213-001. La lame de phase permet d'obtenir comme attendu un faisceau plus homogène. Pour le faisceau B428 sans lame de phase, les points chauds sont plus gros et plus intenses qu'avec la lame de phase. Afin de quantifier ces remarques, l'analyse du

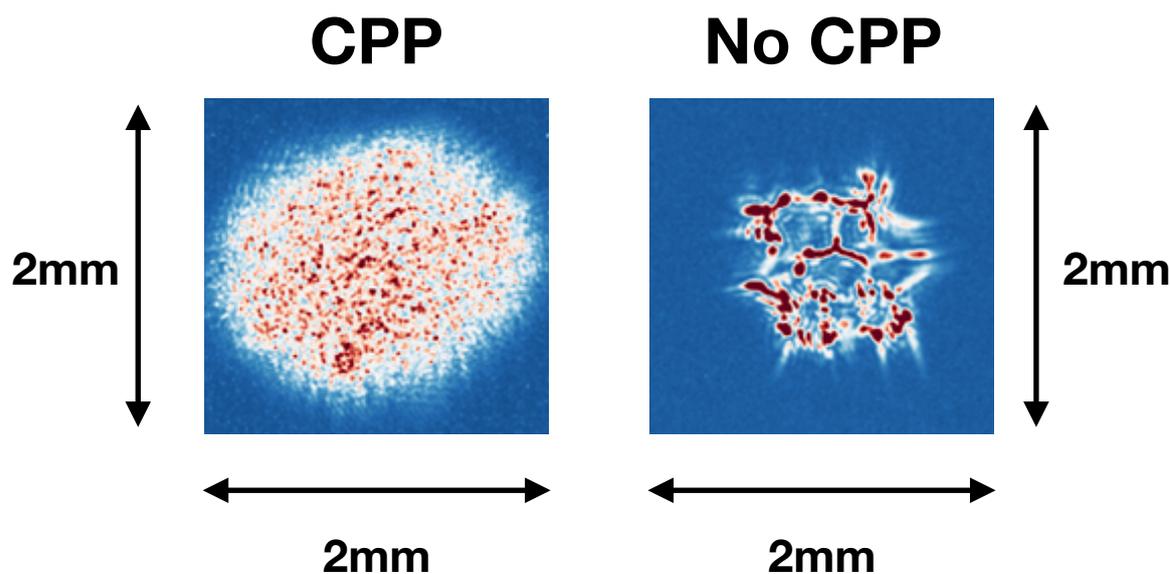


Figure 5.2 – À gauche, faisceau B427 avec lame de phase standard et sans lissage SSD, à droite le faisceau B428, sans lame de phase ni lissage SSD tel qu'utilisé dans les expériences. Images obtenues à bas flux.

Le spectre de puissance de ces deux faisceaux est réalisé et présentée sur la figure 5.3. Cette

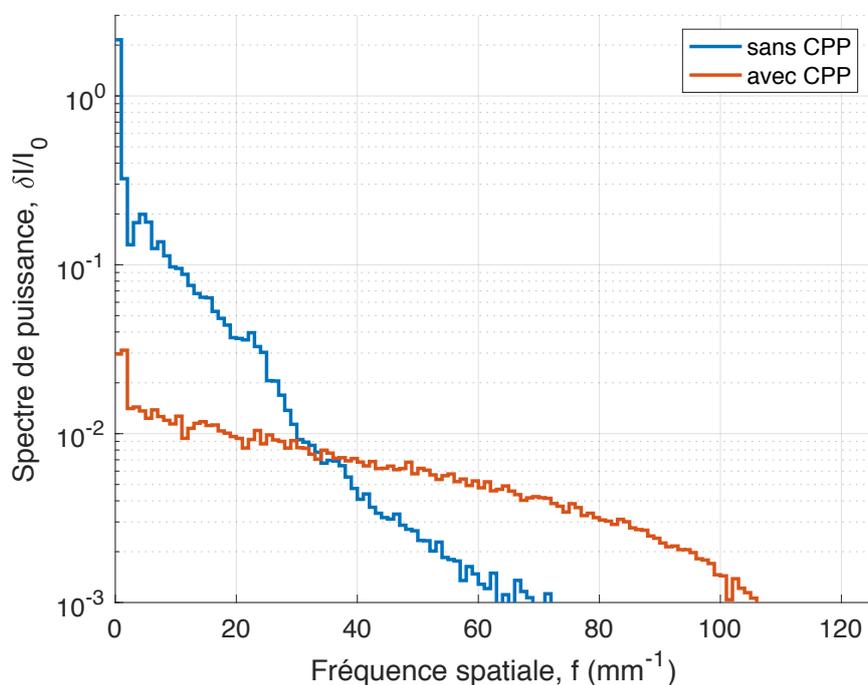


Figure 5.3 – Spectres de puissance des faisceaux B427 avec lame de phase (rouge) et B428 sans lame de phase (bleu).

visualisation spectrale permet de constater que, pour le faisceau lissé, la distribution de la puissance est presque homogène sur toutes les fréquences. Pour le faisceau non lissé,

la puissance se concentre sur les grandes structures, en particulier pour des structures de plus de 40 microns. Ce sont ces longueurs d'onde qui sont les plus instables au sens de l'IRT, étant donné que la longueur d'onde de coupure, c'est-à-dire pour laquelle les perturbations ne croissent plus sous l'effet de l'IRT, a été estimée à environ 30 microns dans le chapitre précédent. Ces deux faisceaux permettent ainsi de réaliser deux expériences avec une condition initiale différente et d'étudier l'effet de la condition initiale sur le développement de l'IRT aux temps longs.

Les mesures de ces tâches laser ont été réalisées à bas-flux. Cependant les structures et longueurs d'onde présentes dans les faisceaux amplifiés sont comparables à celles-ci : en effet pour la puissance du faisceau mise en jeu, seules les très hautes fréquences sont modifiées [67]. Or ces hautes fréquences ne sont pas celles qui sont intéressantes dans notre étude de l'IRT.

5.2 Déroulé de l'expérience

5.2.1 Hydrodynamique globale de la cible

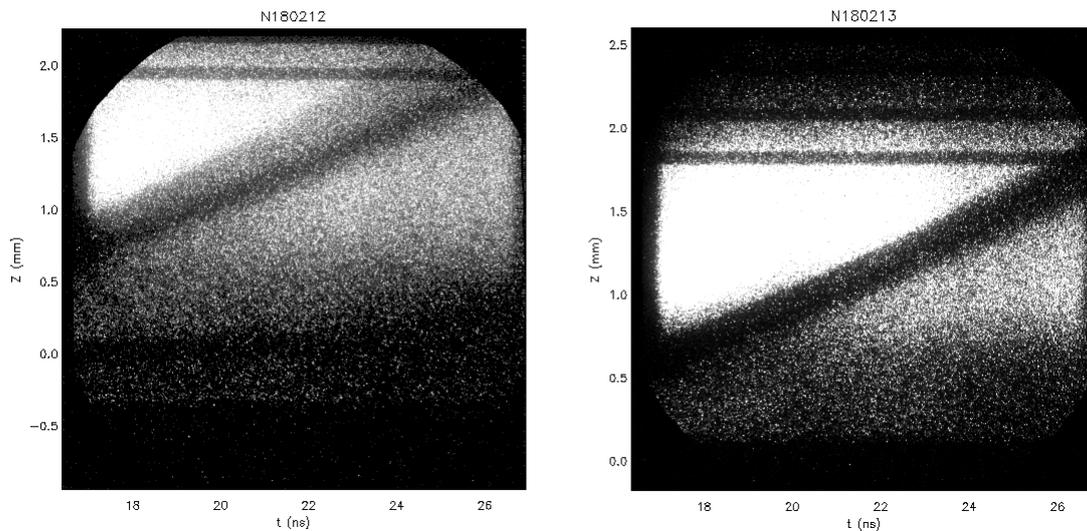


Figure 5.4 – Radiographies de côté résolues en temps obtenue lors des expériences N180212 (à gauche, sans lame de phase) et N180213 (à droite, avec lame de phase). La visée du diagnostic est différente entre les deux expériences.

Ces expériences sur l’empreinte laser ont une configuration expérimentale similaire à celle des deux expériences concernant les plaques perturbées présentées aux chapitres précédents. Il s’agit donc dans un premier temps de vérifier que l’hydrodynamique globale de la cible est semblable pour ces expériences. Pour ce faire, une radiographie de côté résolue en temps permet d’extraire la trajectoire de la feuille en vol au cours du temps. La figure 5.4 présente les radiographies obtenues lors des expériences N180212 et N180213. Un zoom sur la partie utile de ces radiographies est réalisé sur la figure 5.5. Sur les images

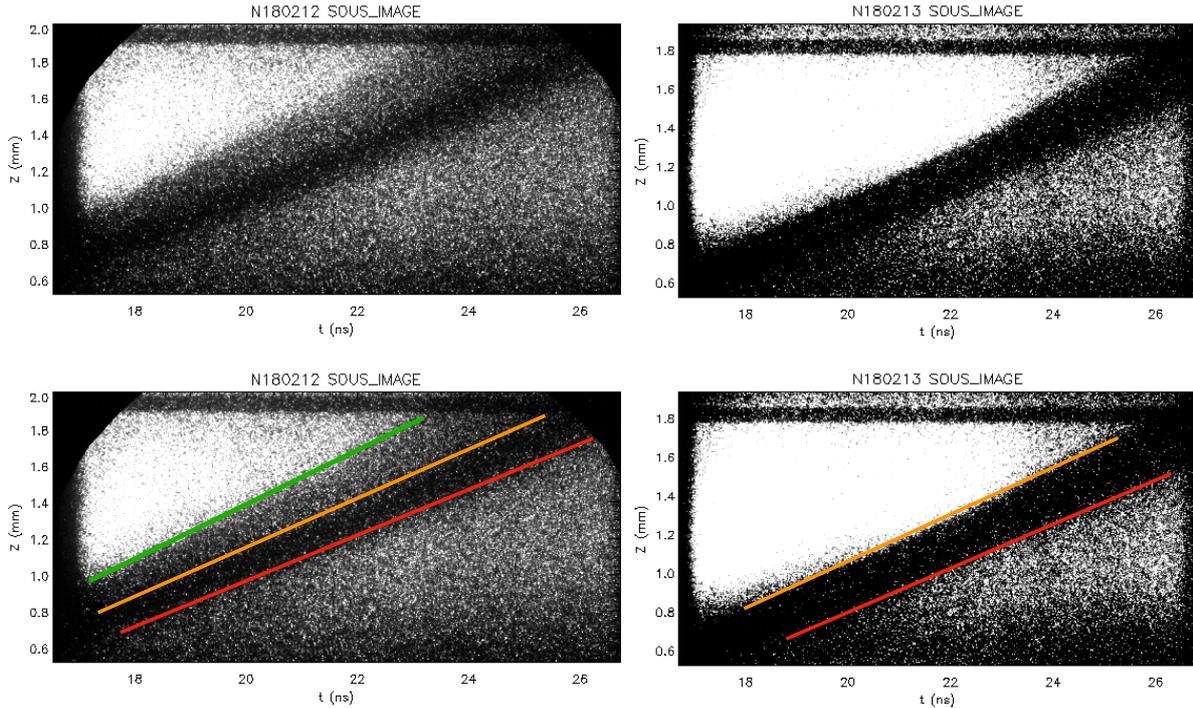


Figure 5.5 – Zoom sur les trajectoires et schématisation pour la discussion.

de la partie basse, des lignes ont été tracées pour clarifier la description qui va suivre. Sur les deux images provenant des expériences N180212 et N180213, une bande sombre est représentée, encadrée par les lignes rouges et oranges. Cette bande sombre est interprétée comme la partie la plus dense de la cible. Ainsi, pour l'expérience N180213 (à droite), il vient en rouge le front d'ablation et en orange la face arrière de la plaque. Au-dessus de la ligne orange, le signal du backlighter n'est pas absorbé ce qui explique l'intensité du signal détecté dans cette zone, tandis qu'en dessous de la ligne rouge, le plasma en expansion absorbe une partie des rayons X, ce qui donne cette zone grise. La radiographie de l'expérience N180212 présente une différence : une zone grise est également présente derrière la partie la plus dense de la cible. Le front d'ablation et la face arrière de la plaque dense sont représentés à nouveau en rouge et orange respectivement, mais une ligne verte délimitant cette zone grise en face arrière est également tracée. Cette zone grise est interprétée comme étant due à la perturbation : de très grandes structures (des bulles) grandissent tellement qu'elles déforment la face arrière de la feuille en certains endroits.

Ces radiographies sont ensuite analysées pour relever précisément la position de la feuille en vol à différents instants. La figure 5.6 compile les positions des faces arrière (représentées par les lignes oranges ci-dessus) des feuilles en vol pour les deux types d'expérience (avec et sans lame de phase pour le faisceau d'empreinte) ainsi que les positions relevées dans le cas de la feuille avec perturbation 2D préimposée. Dans le cas de l'expérience N180212, les positions relevées correspondent au bord de la bande sombre, et non pas à la zone grisée décrite précédemment. D'après les radiographies de côté, la face arrière de la

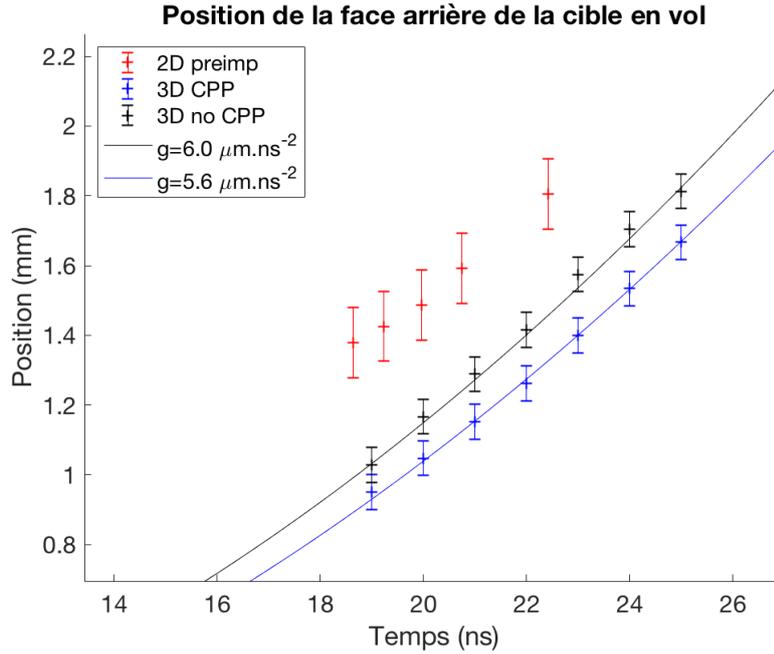


Figure 5.6 – Relevés de positions de la cible en vol au cours du temps pour les différentes configurations expérimentales : en rouge, l'expérience avec perturbation préimposée décrite au chapitre 3, en bleu l'expérience N180212 et en noir le tir N180213. Les courbes représentent les fits paraboliques associés afin de déterminer l'accélération de la plaque.

cible de l'expérience N180212, où le faisceau d'empreinte n'a pas de lame de phase, semble avoir parcouru davantage de distance que dans le cas d'un faisceau d'empreinte lissé. En revanche, ces deux expériences 3D présentent une trajectoire de la feuille en vol plus lente que dans le cas 2D étudié aux chapitres précédents. L'accélération obtenue pour la face arrière de la cible est ainsi de $g = 6.0 \mu\text{m}\cdot\text{ns}^{-2}$ pour l'expérience sans lame de phase et de $g = 5.6 \mu\text{m}\cdot\text{ns}^{-2}$ pour l'expérience avec lame de phase. Cette accélération concerne la face arrière de la plaque, et non pas son centre de masse comme pour l'accélération de $g = 6.8 \mu\text{m}\cdot\text{ns}^{-2}$ déterminée numériquement au chapitre précédent pour l'expérience 2D.

Un autre phénomène est d'ailleurs observé lors des relevés des positions des fronts d'ablation et des faces arrière des plaques : la plaque s'élargit sur la radiographie de la figure N180213. Cet élargissement serait lui aussi dû à la croissance de la perturbation : les positions mesurées correspondraient en réalité aux extrema de la perturbation. Les lignes rouges tracées sur la figure 5.5 seraient les maxima des aiguilles de fluide dense tandis que la ligne verte pour l'expérience N180212 donnerait une indication sur la position du sommet des plus grandes bulles de fluide léger. L'hypothèse est alors faite que la mesure de l'épaisseur à partir des radiographies de côté donne une estimation de l'amplitude de la perturbation, au sens de l'amplitude entre le sommet de la plus grande bulle et le pied de la plus grande aiguille. La figure 5.7 présente l'amplitude estimée au cours du temps de la perturbation comme définie ci-avant. Pour obtenir ces mesures, la position de la face avant de la plaque (le front d'ablation en rouge sur la figure 5.5 est soustraite à la

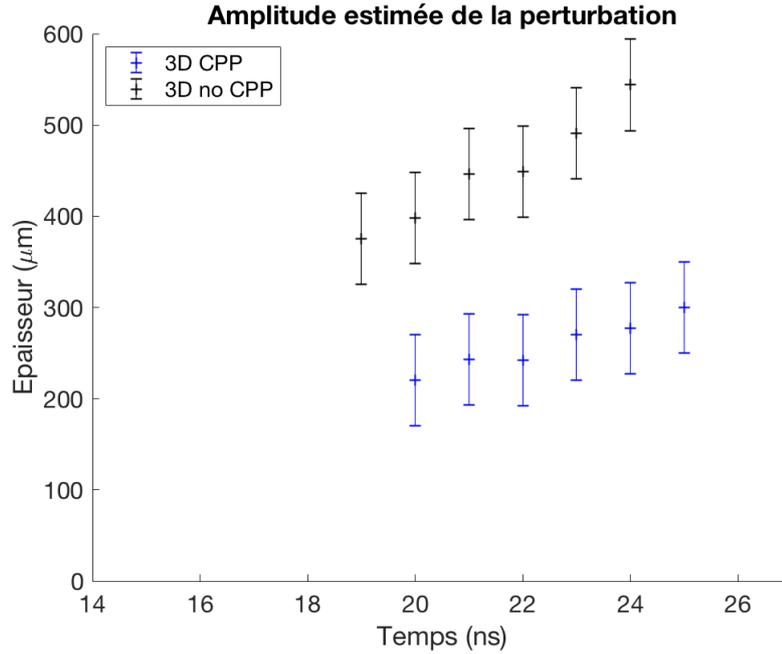


Figure 5.7 – Amplitude (du sommet de la plus grande bulle au pied de la plus grande aiguille) estimée à partir des radiographies de côté; en bleu l'expérience N180212 et en noir la N180213.

position de la zone grisée en face arrière (ligne verte pour l'expérience N180212) ou à la face arrière (ligne orange pour l'expérience N180213).

5.2.2 Dynamique de la perturbation

À l'instant initial, la plaque est plane, sans perturbation. Durant les 300 premières picosecondes, les défauts du faisceau laser d'empreinte vont se transmettre à la cible, sur sa face avant. Ensuite, la cible étant irradiée pendant 30 ns à intensité constante, une phase RM d'environ 9 ns, d'après l'étude précédente en 2D, puis une phase RT vont se succéder. La phase d'empreinte et la phase RM libre vont alors aboutir à la condition initiale de la perturbation au front d'ablation avant l'accélération de la cible et la croissance de ces défauts sous l'effet de l'IRT.

L'ensemble des radiographies de face obtenues sur les différentes expériences sur cette étude sont présentées aux figures 5.8 et 5.9. La figure 5.8 présente trois expériences réalisées avec le faisceau d'empreinte B428 dans des conditions semblables. Ces trois expériences permettent de suivre l'évolution de la perturbation de $t = 11.3$ ns pour la première bande de la radiographie N160816-002 jusqu'à $t = 23.8$ ns pour la dernière bande sur la radiographie N160816-003. Les instants concernés sont, dans l'ordre : 11.3 ns, 12.8 ns, 14.2 ns et 15.5 ns pour l'expérience N160816-002 ; 15.5 ns, 17.0 ns, 18.5 ns et 19.7 ns pour l'expérience N160330-002 ; 19.7 ns, 21.0 ns, 22.4 ns et 23.8 ns pour l'expérience N160816-003. Sur la première bande (en haut à gauche), il est presque impossible de distinguer une quelconque perturbation. Sur les suivantes, les structures apparaissent et grandissent

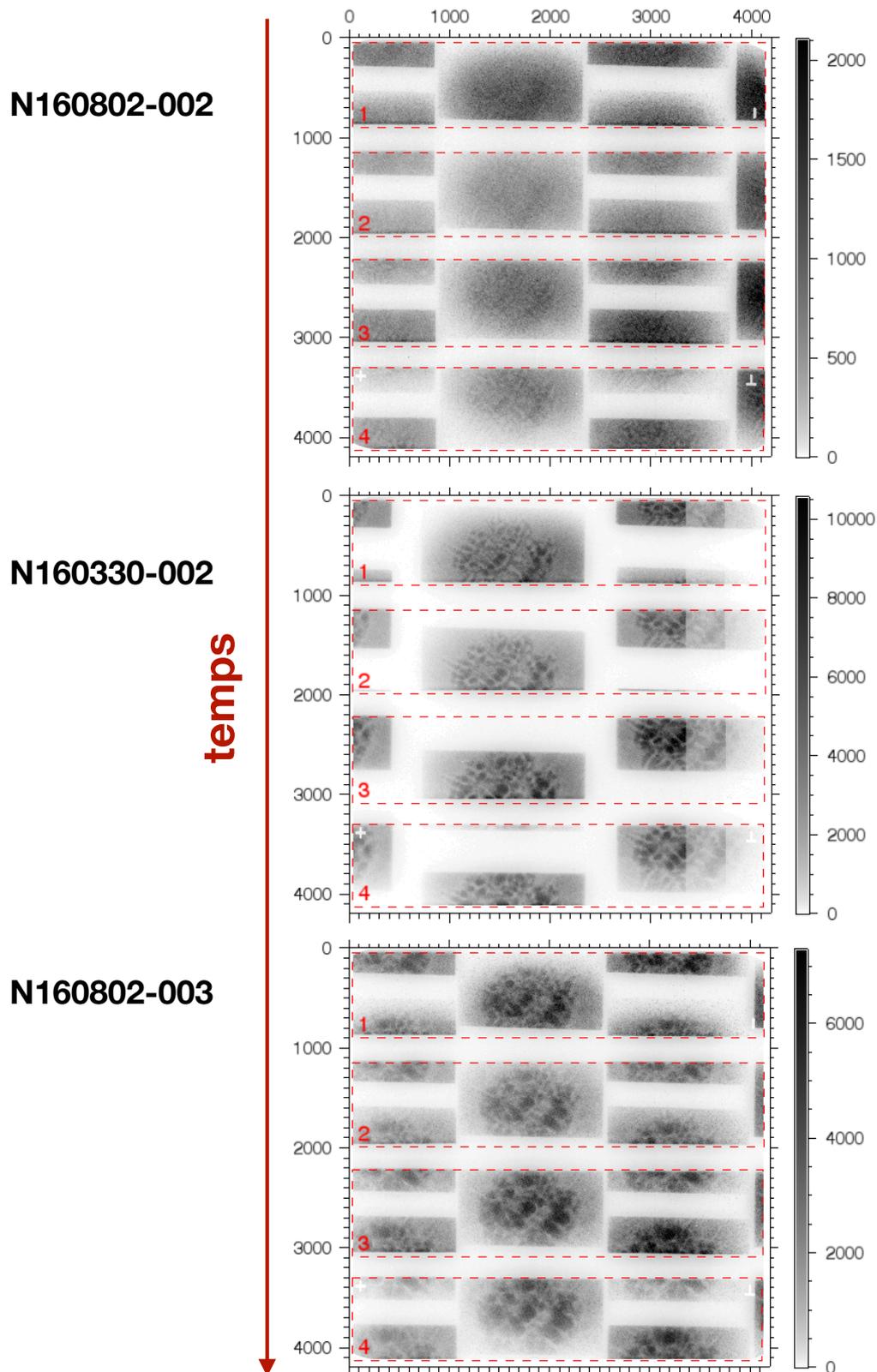


Figure 5.8 – Radiographies de face obtenues lors des expériences N160816-002, N160330-002 et N160816-003 (de haut en bas respectivement).

de plus en plus nettement, pour finir avec des bulles de plusieurs centaines de microns de largeur sur les dernières bandes.

Cependant il y a de légères différences expérimentales entre l'expérience N160330-002 et les deux autres : les cônes de faisceau laser utilisés ne sont pas les mêmes : 44.5° puis 30° et 22.5° (deux fois 10 ns) pour l'expérience N160330-002 contre 50° , 44.5° puis 30° et 22.5° (trois fois 10 ns). De plus la visée du diagnostic n'était pas optimale pour la première expérience donc la zone utilisable sur les dernières bandes de la radiographie N160330-002 est très faible. Pour ces raisons, les données de l'expérience N160330-002 ne sont pas directement comparables aux autres et ne seront pas intégrées dans l'étude qui suit.

Les deux dernières expériences (N180212-001 et N180213-001) visent à étudier l'impact de la condition initiale, à savoir le faisceau d'empreinte laser lissé ou non. Pour ces raisons, ces deux expériences sont strictement identiques à ce changement de faisceau (et de lissage) près. L'expérience N180212-001 est d'ailleurs également semblable aux expériences N160816-002 et 003. Les dernières bandes de la radiographie de l'expérience N160816-003 sur la figure 5.8 sont d'ailleurs très semblables à la dernière bande de la radiographie N180212-001. La figure 5.9 présente les deux radiographies obtenues pour étudier l'effet de cette condition initiale d'empreinte laser. Les radiographies sont traitées, puis des sous-images sont extraites de chaque piste. Un algorithme de corrélation croisée est utilisée sur ces sous-images afin de bien étudier sur chaque piste la même zone de la perturbation. Des images corrélées sont présentées ci-dessous.

Les figures 5.10 et 5.11 présentent la profondeur optique obtenue à l'aide des radiographies de face lors de l'expérience N180212-001. Ces radiographies permettent de constater que les défauts du faisceau B428 ont bien imprimé une perturbation 3D sur la plaque. Cette perturbation se présente comme suit : les bulles de fluide léger apparaissent claires et les aiguilles de fluide dense sont sombres. Les deux radiographies sont obtenues au cours de la même expérience (le diagnostic possède 4 pistes permettant des enregistrements à 4 temps différents), les zones ayant été corrélées par corrélation croisée. Cela permet de voir comment la perturbation évolue au cours du temps. Pour $t = 14$ ns, les structures sont assez petites, alors que sur la radiographie à $t = 23$ ns, quelques grosses bulles prennent tout l'espace disponible. Il est possible de retrouver l'origine de ces grosses bulles dans l'image précédente, à partir de structures déjà plus grosses que leurs voisines.

Concernant l'expérience N180213-001 pour laquelle le faisceau laser d'empreinte est lissé en utilisant la lame de phase continue (CPP), il est possible de remarquer la même évolution : les petites structures fusionnent entre elles pour former de plus grandes structures. Cependant, comme le montrent les figures 5.12 et 5.13 et comme attendu, la taille des structures mises en jeu est bien plus faible. Cette nette différence entre les deux expériences est visible aussi bien au début de la phase RT ($t = 14$ ns) qu'à des temps très longs ($t = 23$ ns). En effet, la seule différence entre ces deux expériences est dans le lissage (ou l'absence de lissage) du faisceau laser d'empreinte. Le faisceau laser d'empreinte avec lame de phase induit des structures bien plus petites. Or ici il est évident que la condition

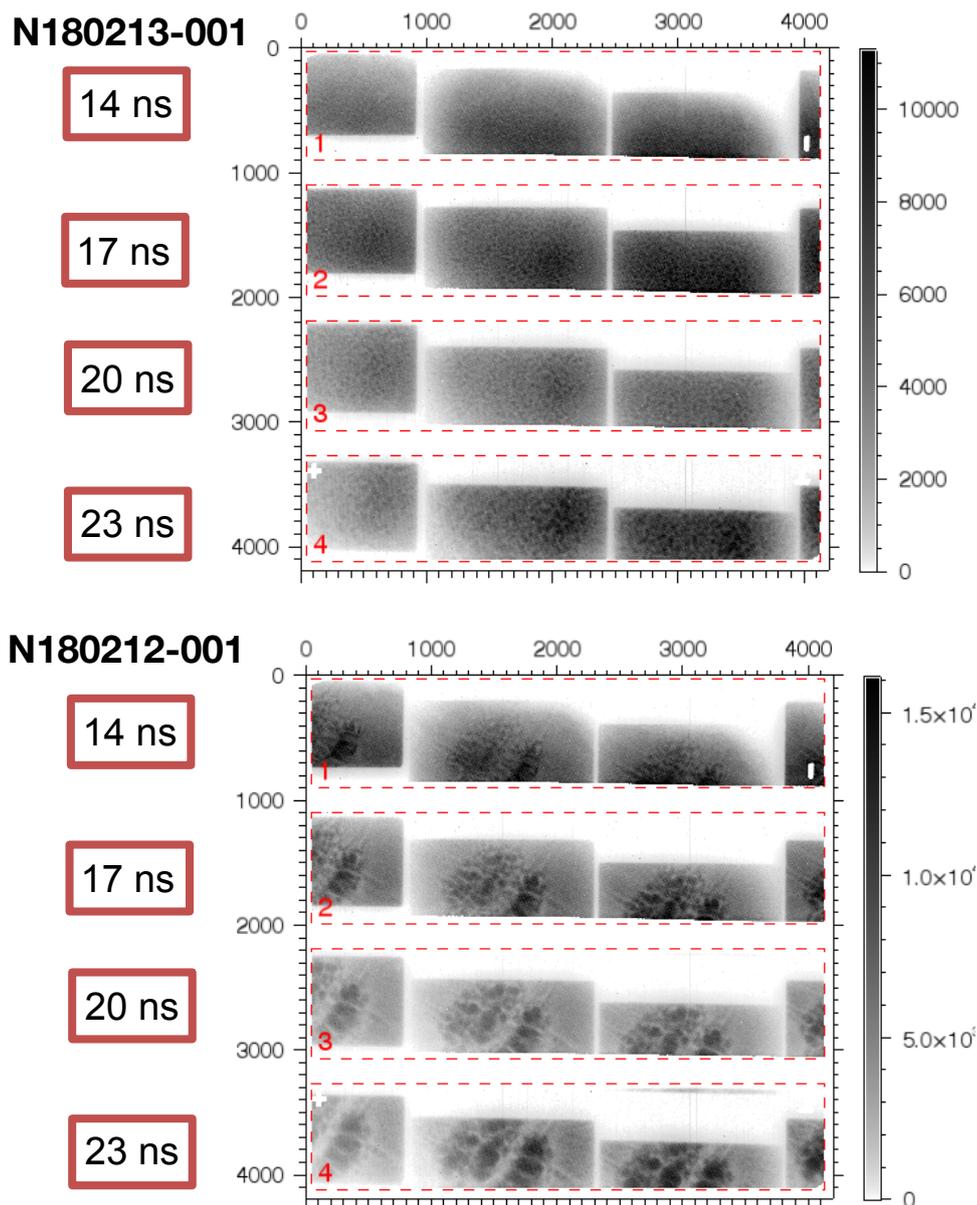


Figure 5.9 – Radiographies de face obtenues lors des expériences N180213-001 (avec CPP) et N180212-001 (sans CPP), de haut en bas respectivement.

initiale est conservée en mémoire par le système à la vue de ces deux radiographies aux temps longs.

Ces radiographies vont être analysées de deux manières. Premièrement, l'analyse de ces images peut être réalisée dans l'espace de Fourier pour accéder au spectre en fréquence de cette distribution des bulles et suivre la dynamique de la perturbation en comparaison aux modèles analytiques. Dans l'espace réel, il est possible avec l'algorithme de watershed présenté précédemment, de déterminer le nombre de bulles de taille donnée et d'accéder à la distribution de la taille des bulles.

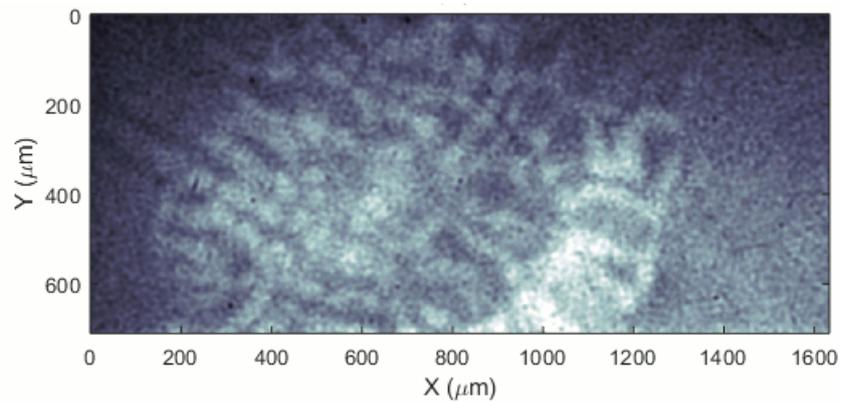


Figure 5.10 – Profondeur optique à $t = 14$ ns pour l'expérience N180212-001 avec le faisceau laser d'empreinte B428 sans lame de phase, obtenue par radiographie de face.

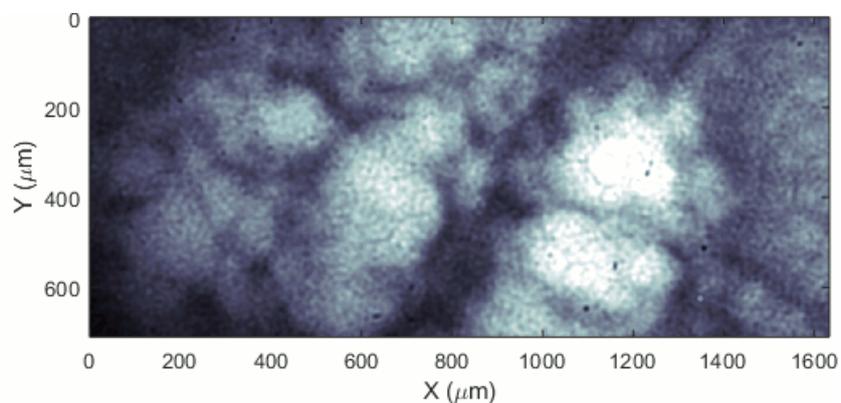


Figure 5.11 – Radiographie de face à $t = 23$ ns pour l'expérience N180212-001 avec le faisceau laser d'empreinte B428 sans lame de phase, obtenue par radiographie de face.

5.3 Étude de la croissance d'une perturbation 3D imprimée par laser

5.3.1 Traitement des radiographies de face dans l'espace de Fourier

La perturbation étudiée étant tridimensionnelle, il convient de réaliser une transformée de Fourier 2D pour analyser toutes les directions de l'espace. La transformée dans le plan de Fourier est ensuite moyennée azimutalement (en moyennant sur des cercles concentriques). En effet aucune direction n'est privilégiée dans la perturbation. Il est alors plus facile de se ramener à travailler avec la courbe issue de cette moyenne azimutale qu'avec le plan complet issu de la transformée de Fourier, sans pour autant perdre d'information utile à l'analyse réalisée. Cette analyse est réalisée à partir des radiographies en profondeur optique.

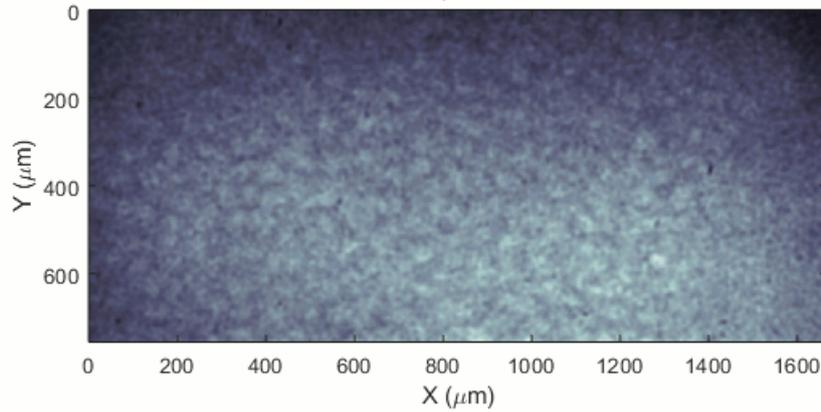


Figure 5.12 – Profondeur optique à $t = 14$ ns pour l'expérience N180213-001 avec le faisceau laser d'empreinte B427 avec lame de phase, obtenue par radiographie de face.

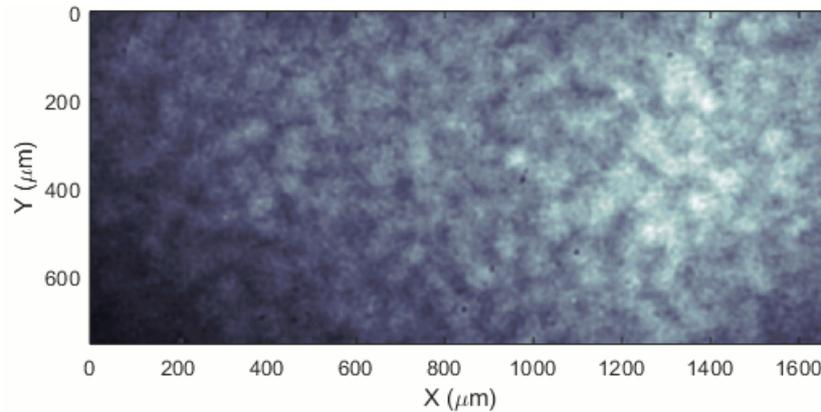


Figure 5.13 – Radiographie de face à $t = 23$ ns pour l'expérience N180213-001 avec le faisceau laser d'empreinte B427 avec lame de phase, obtenue par radiographie de face.

Comparaison des conditions initiales

La figure 5.14 présente la comparaison des spectres issus des deux expériences N180212 et N180213 à la limite de saturation prédite par S.W. Haan [55] présentée précédemment. Pour rappel, chaque longueur d'onde présente dans le spectre multimode a une amplitude de saturation propre, donnée par $S(k) = \frac{2}{Lk^2}$ pour une perturbation 3D, avec L la dimension d'étude de l'échantillon et k le nombre d'onde associé à la perturbation. Pour comparer cette amplitude aux signaux en profondeur optique ici étudiés, il est nécessaire de multiplier le terme $S(k)$ par la densité ρ et le coefficient d'absorption massique μ , ce qui donne $S_k = \frac{2}{Lk^2} \rho \mu$. Comme mentionné, la valeur de μ est obtenue dans la base de données en ligne du site www.cxro.lbl.gov tandis que la densité est estimée à la densité moyenne simulée numériquement. Cette double hypothèse (de prendre la densité égale à la densité moyenne ainsi que d'utiliser l'absorption à froid) est forte et induit des incertitudes sur les valeurs de S_k . Cependant cette hypothèse est la seule possible et a déjà été utilisée dans le cas 2D. Les résultats obtenus lors de l'étude 2D tendent à conforter cette hypothèse.

Cette comparaison des deux expériences dans l'espace de Fourier permet de souligner

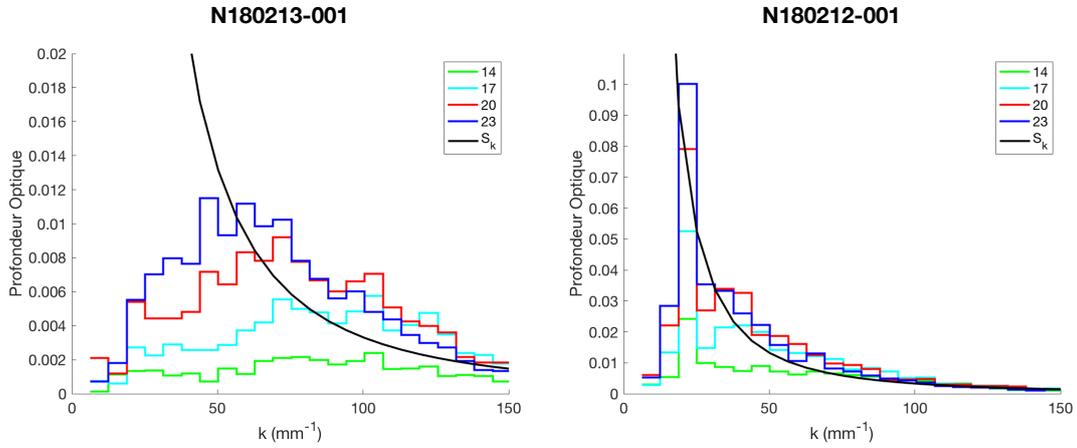


Figure 5.14 – Spectres (en profondeur optique) issus de la transformée de Fourier 2D des signaux en profondeur optique pour les expériences N180212 et N180213 et comparaison à la valeur de saturation prédite par le modèle de Haan S_k .

la prépondérance des grandes structures pour le cas du faisceau sans lame de phase (à droite). Ces grandes structures ayant une limite de saturation plus élevée croissent pour dominer l'ensemble des structures. Pour le cas avec lame de phase, les grandes structures émergent peu à peu du spectre initial homogène, mais ce phénomène est ici beaucoup plus lent.

Les expériences N160816-002 et 003 permettent de suivre l'évolution spectrale du cas sans lame de phase avec plus de précision. La figure 5.15 illustre ainsi cette émergence des grandes longueurs d'onde précédemment décrite entre $t = 15$ et $t = 19$ ns. L'avantage des mesures dans l'espace de Fourier est de pouvoir étudier les différents régimes (croissance exponentielle et saturation) pour chaque longueur d'onde. En effet, les plus grandes longueurs d'onde sont toujours dans le régime linéaire et suivent le modèle de Betti-Takabe, tandis que les plus petites structures, au-delà de la limite de saturation S_k sont elles dans un régime non-linéaire où la croissance est pilotée par la vitesse de saturation de chaque mode. La vitesse de saturation de chaque longueur d'onde peut ainsi être extraite sur les longueurs d'onde saturées comme le présente la figure 5.16. Cette figure illustre cette croissance à vitesse constante (en pointillés), cette vitesse étant la vitesse de saturation, puis une faible décroissance au delà de $t = 20$ ns. La vitesse de saturation est donc estimée expérimentalement sur toutes les longueurs d'onde au-delà de la limite S_k , ces valeurs sont présentées sur la figure 5.17 et sont comparées à la valeur théorique de la vitesse de saturation exprimée par $V_{sat} = S_k \gamma(k)$ avec γ le taux de croissance du régime linéaire (défini à l'équation (1.51) et calculé avec les grandeurs physiques issus des simulations numériques 2D).

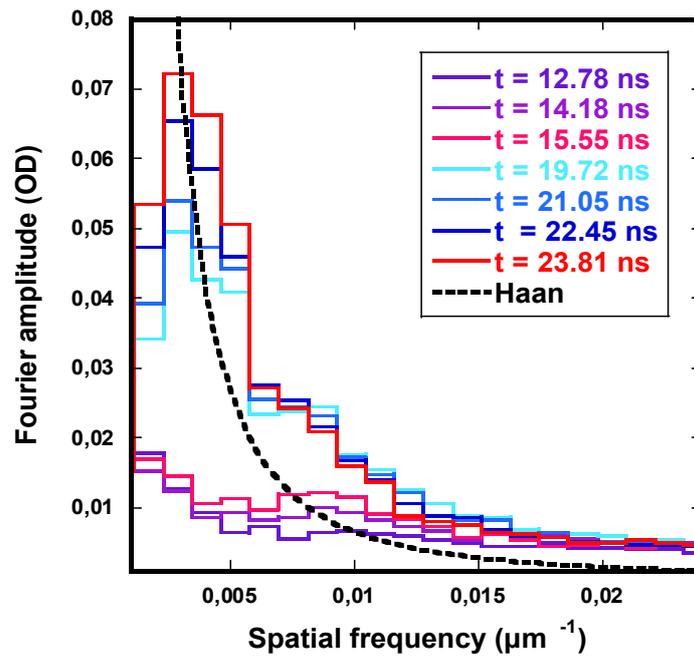


Figure 5.15 – Spectres (en profondeur optique) issus de la transformée de Fourier 2D des signaux en profondeur optique pour les expériences N160816-002 et N160816-003 et comparaison à la valeur de saturation prédite par le modèle de Haan S_k .

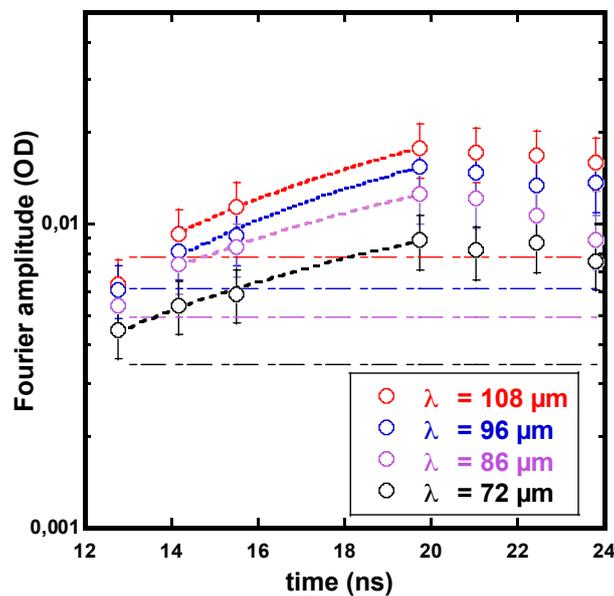


Figure 5.16 – Profil temporel de plusieurs longueurs d'onde et détermination de la vitesse de saturation pour ses longueurs d'onde.

Régimes de l'IRT mis en jeu

Différents modèles complémentaires permettent de décrire la croissance d'une perturbation multimode sous l'effet de l'IRT. Le régime de croissance exponentielle piloté par le

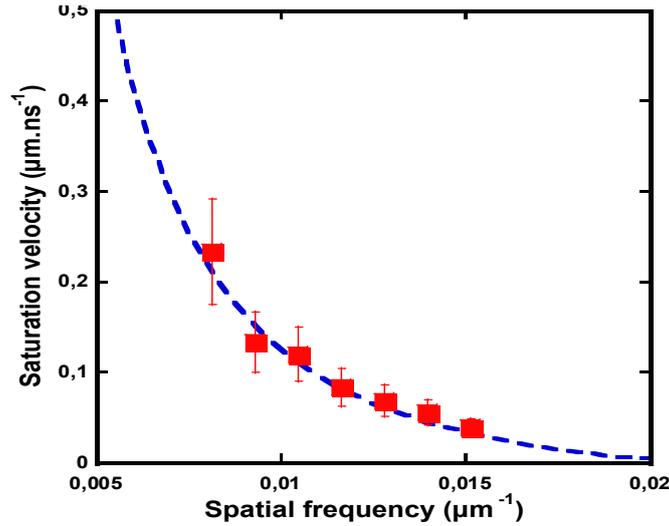


Figure 5.17 – Vitesses de saturation déterminées expérimentalement sur les spectres des expériences N160816, et comparaison à la théorie.

taux de croissance $\gamma(k)$ permet de décrire la croissance mode-à-mode jusqu'à atteindre, pour chaque mode, la valeur de saturation S_k . Deux modèles permettent ensuite de décrire le régime non-linéaire de la perturbation. Le modèle de Haan permet de prédire la croissance de chaque mode au-delà de la valeur de saturation. Selon ce modèle, la croissance est pilotée par une vitesse de saturation $V_{sat}(k)$ propre à chaque mode. Il existe également un moyen de décrire la perturbation en ne regardant pas chaque mode mais la forme spatiale de la perturbation. En effet, la théorie prédit que la forme d'une perturbation multimode évolue selon le modèle auto-semblable [44, 56, 122].

Régime linéaire et modèle de saturation de Haan

Comme écrit précédemment, les mesures réalisés sur les expériences N160816-002 et N160816-003 ont permis de déterminer une vitesse de saturation expérimentale en accord avec la valeur théorique pour plusieurs longueurs d'onde, et ce jusqu'à $t = 20$ ns.

L'idée est alors de voir si il est possible de reconstruire numériquement les spectres expérimentaux en utilisant un modèle alliant les croissances linéaire et non-linéaire prenant en compte la formule de Betti-Takabe pour la phase linéaire de l'IRT et le modèle de saturation de Haan ensuite. Il s'agit simplement d'utiliser le modèle présenté au chapitre précédent, sans tenir compte de la phase RM. Cette approche a été réalisée pour les expériences N180212, N180213 et N160816. Les figures 5.18, 5.19 et 5.20 présentent les comparaisons entre les spectres mesurés et ceux modélisés. Pour ces trois expériences, le même comportement est mis en évidence : la modélisation et les données expérimentales sont en bon accord jusqu'à $t = 20$ ns. À $t = 17$ ns, les données expérimentales et les modélisations pour les expériences N180212 et N180213 sont presque confondus. Pour $t = 20$ ns, les modélisations prévoient une croissance un peu plus grande de l'ensemble des

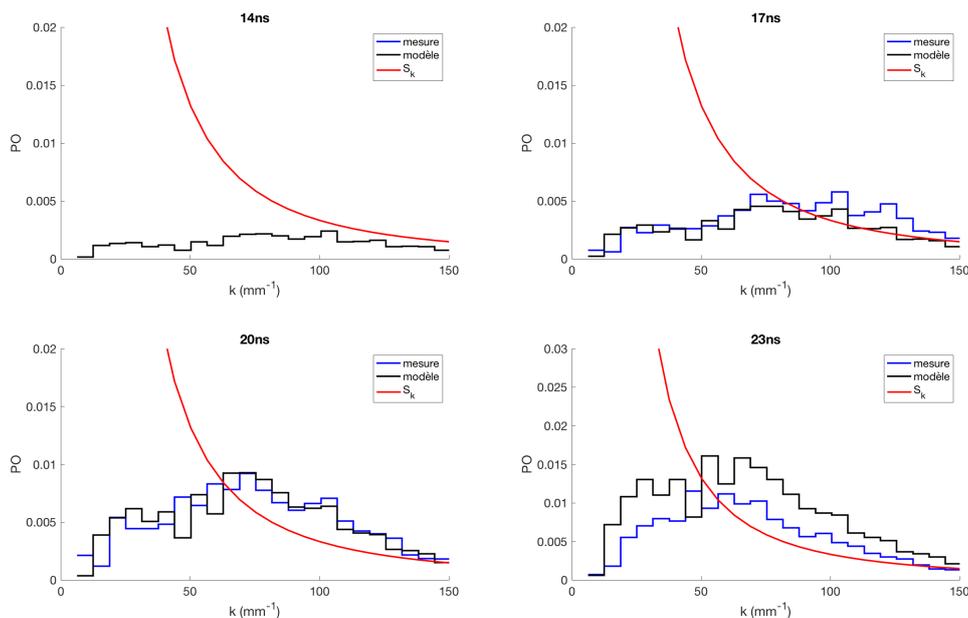


Figure 5.18 – Comparaison des spectres expérimentaux (en profondeur optique) N180213 avec le modèle avec comme condition initiale le spectre expérimental à $t = 14$ ns.

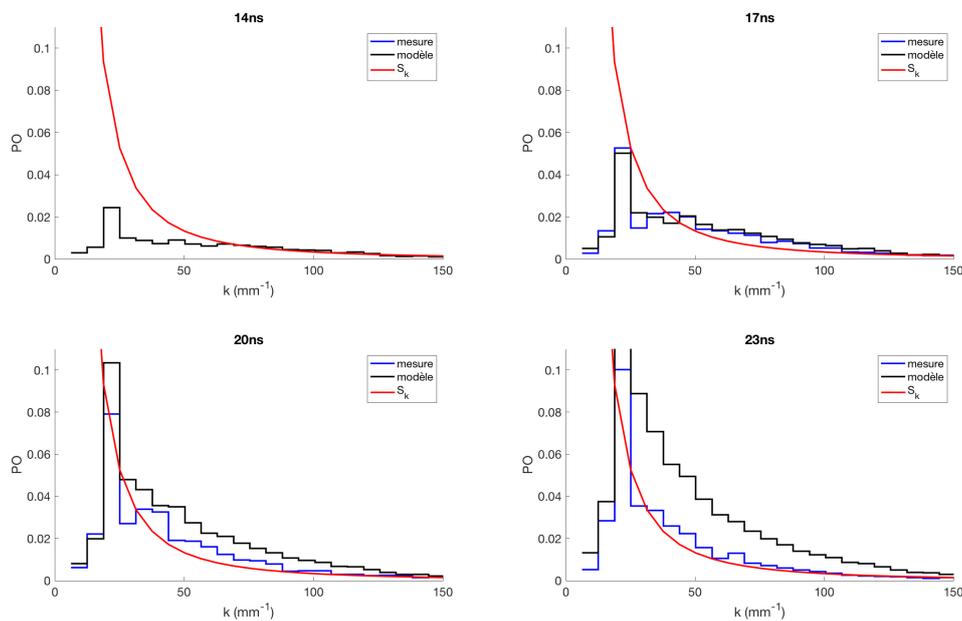


Figure 5.19 – Comparaison des spectres expérimentaux (en profondeur optique) N180212 avec le modèle avec comme condition initiale le spectre expérimental à $t = 14$ ns.

modes pour l'expérience N180212, tandis que données et prédictions pour les expériences N180213 et N160816 à $t = 19.72$ ns sont en très bon accord. Enfin pour $t = 23$ ns, les prédictions sont en large excès, notamment pour les expériences N180212 et N180213.

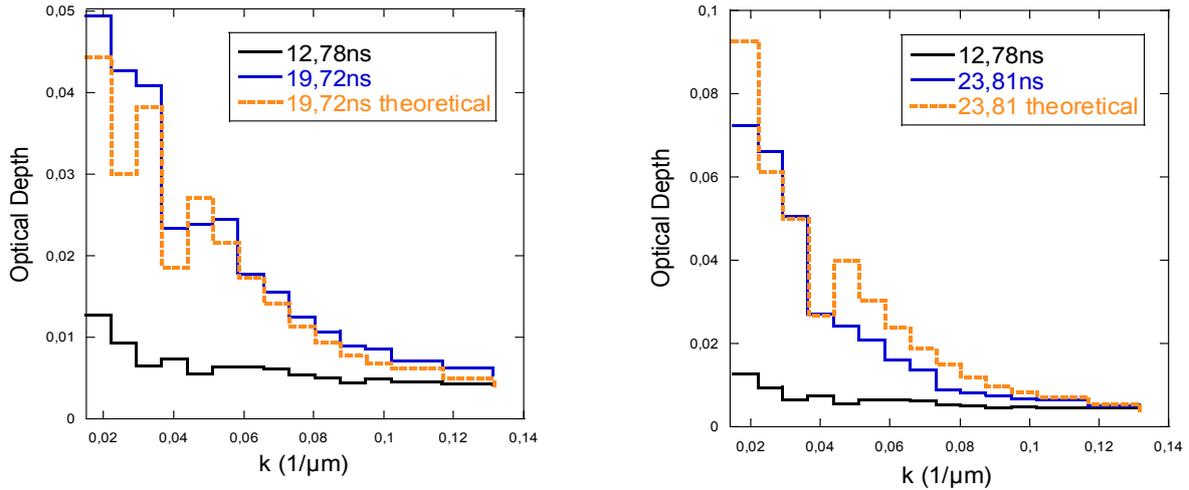


Figure 5.20 – Spectres reconstruits à $t = 19.7$ et $t = 23.8$ ns (en orange), comparés aux spectres expérimentaux N160816 (bleu) et au spectre "point de départ" en noir N160816 à $t = 12.78$ ns

Ainsi la modélisation linéaire et non-linéaire mode à mode permet de rendre compte de la croissance de la perturbation 3D entre 13 et 20 ns. Après $t = 20$ ns, le désaccord entre modèle et mesures indique qu'un nouveau régime, fortement non-linéaire, est atteint car même les longueurs d'onde non saturées ne sont plus correctement prédites (voir les petits nombres d'onde sur la figure 5.18). Cette interprétation est également cohérente avec les mesures présentées sur la figure 5.16, où les plus faibles longueurs d'onde ne suivent plus le régime saturé faiblement non-linéaire, et également avec l'analyse de la perturbation préimposée 2D monomode $\lambda = 150$ μm qui sature autour de $t = 17$ ns et suit la prédiction faiblement non-linéaire jusqu'à $t = 21$ ns environ.

Il semble donc que la perturbation atteigne un régime fortement non-linéaire après $t = 20$ ns. Il convient maintenant de regarder si cette perturbation évolue globalement de manière auto-semblable comme prédit par le modèle théorique [44, 56, 122]. Pour cela, l'analyse est donc poursuivie dans l'espace réel.

5.3.2 Traitement des radiographies de face dans l'espace réel

Les radiographies (en profondeur optique) sont traitées à l'aide de l'algorithme de watershed présenté précédemment. L'objectif de ce traitement est de compter le nombre de bulles de chaque taille. La figure 5.21 présente un exemple de découpage de l'algorithme de watershed sur les radiographies à $t = 14$ ns pour les deux expériences. Les structures détectées sont bien plus petites et nombreuses pour le cas où le faisceau d'empreinte laser est lissé (à gauche) que pour le cas non lissé (à droite).

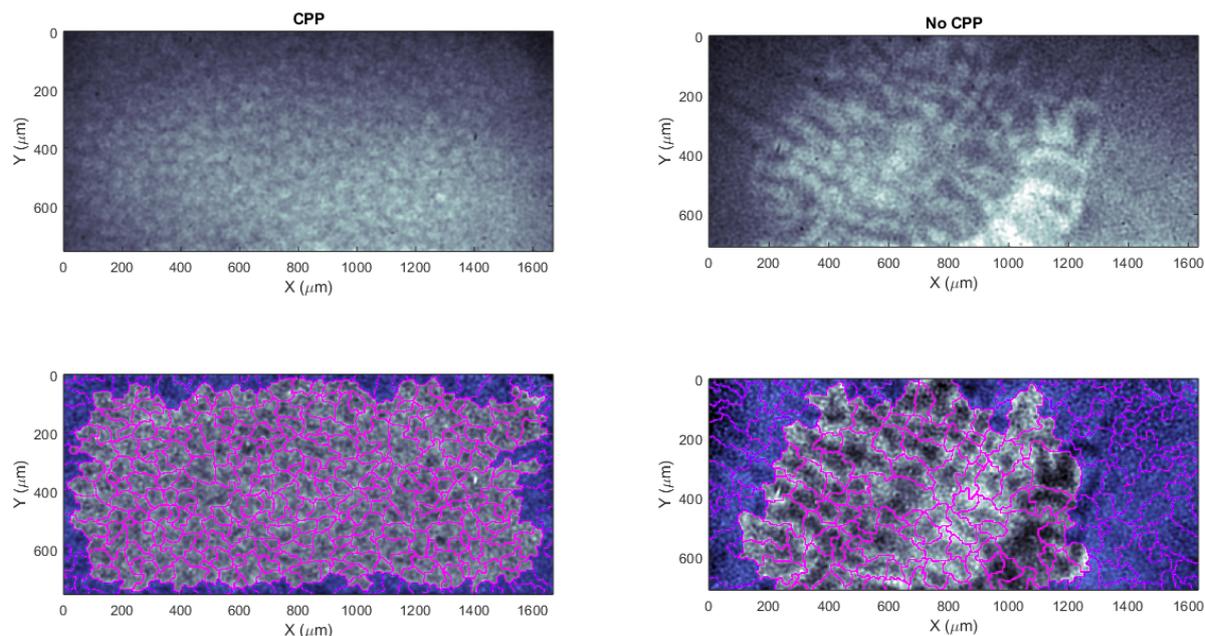


Figure 5.21 – Radiographies en profondeur optique à $t = 14$ ns (au-dessus) et illustration du découpage par l’algorithme de watershed de ces radiographies inversées (en-dessous).

Étude des tailles et des nombres de bulles

À partir du découpage obtenu par l’algorithme de watershed, il est possible de représenter les distributions de la taille des structures à chaque instant radiographié pour chacune des deux expériences. Les figures 5.22 et 5.23 soulignent les observations faites

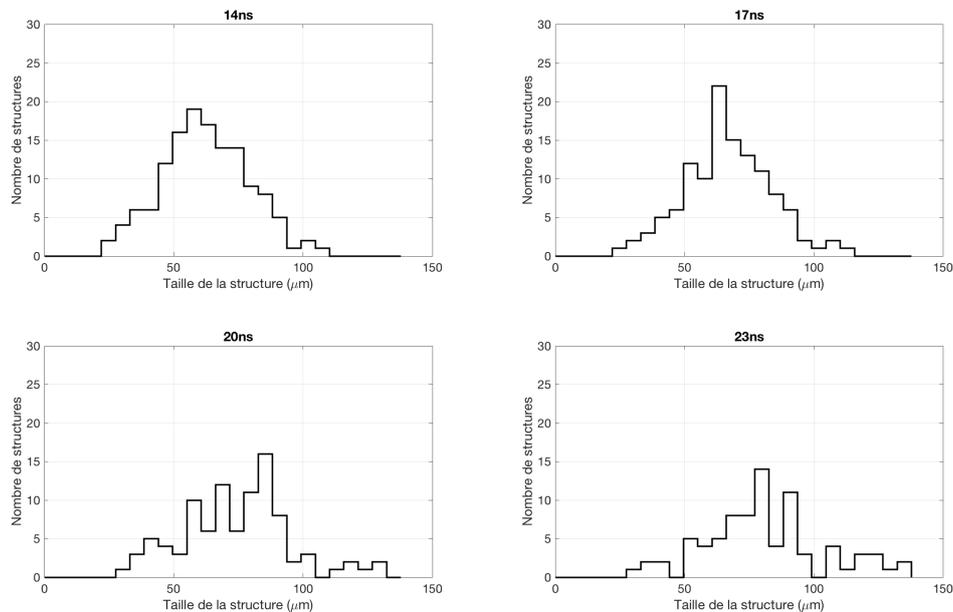


Figure 5.22 – Distributions de la taille des structures obtenues par l’algorithme de watershed pour l’expérience N180213 (faisceau d’empreinte lissé).

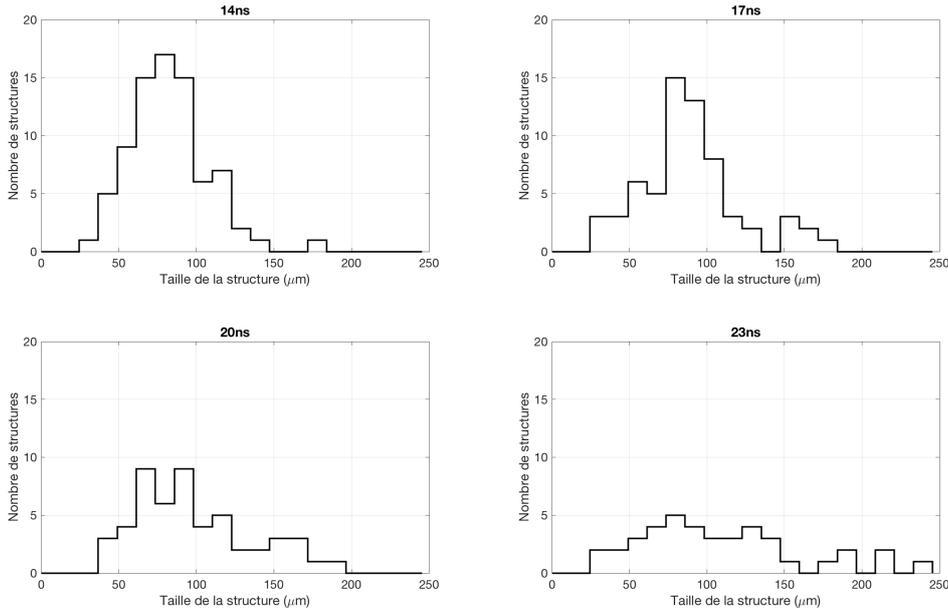


Figure 5.23 – Distributions de la taille des structures obtenues par l’algorithme de watershed pour l’expérience N180212 (faisceau d’empreinte non lissé).

au sujet des radiographies de face. En effet, au cours du temps le nombre de structures tend à diminuer tandis que leur taille augmente. Ainsi les distributions se déplacent de plus en plus vers les grandes dimensions, mais s’aplatissent du fait d’un plus faible nombre de structures. Pour l’expérience N180212, le pas de ces distributions est plus grand dû au plus faible nombre de structures. Étant donné la taille des bulles mises en jeu, une quarantaine de bulles est présente sur la dernière image (en excluant celles incomplètes). Ce faible nombre est à prendre en compte lors de l’étude de ces résultats, car il ne permet pas une description statistique optimale.

Les figures 5.22 et 5.23 peuvent être retracées en utilisant cette fois la distribution normalisée des structures, c’est à dire en divisant la taille par la taille moyenne. La figure 5.24 illustre que l’évolution de la perturbation de l’expérience N180213 avec lame de phase sur le faisceau d’empreinte est auto-semblable. En effet, toutes les distributions normalisées ont une forme semblable, qui suit la loi normale $P(x)$ avec l’écart type C_l :

$$P(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}C_l} \exp\left(-\frac{(x-1)^2}{2C_l^2}\right) \quad (5.1)$$

où le paramètre C vaut environ 0.26. Ces distributions sont assez proches de la distribution théorique issue de l’étude de Oron et al. [123]. La distribution prévue théoriquement est obtenue numériquement, ainsi il n’y a pas de formule analytique pour la décrire. Cependant elle est assez proche d’une distribution gaussienne, ce qui a justifié l’interpolation par une loi normale réalisée. Concernant les distributions de l’expérience N180212 sans lame de phase, les distributions normalisées présentées sur la figure 5.25 aux différents instants ne suivent pas la même loi tendance. Pour la loi normale, l’écart type atteint 0.47 aux temps

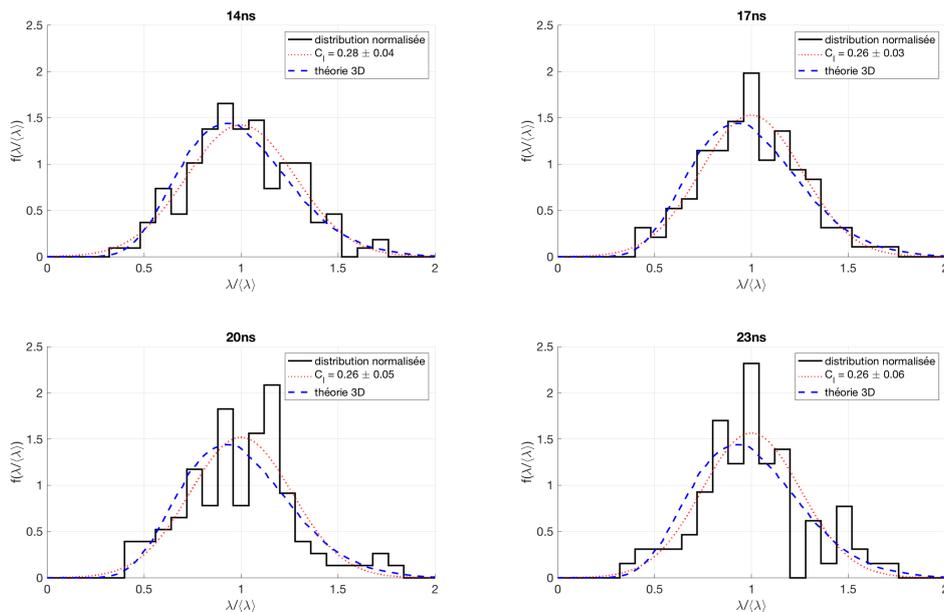


Figure 5.24 – Distributions normalisées du nombre de bulles en fonction de la taille normalisée pour l'expérience N180213. Chaque distribution est interpolée par une loi normale d'espérance 1 et d'écart type C_l et est comparée à la distribution théorique issue de [56, 123]

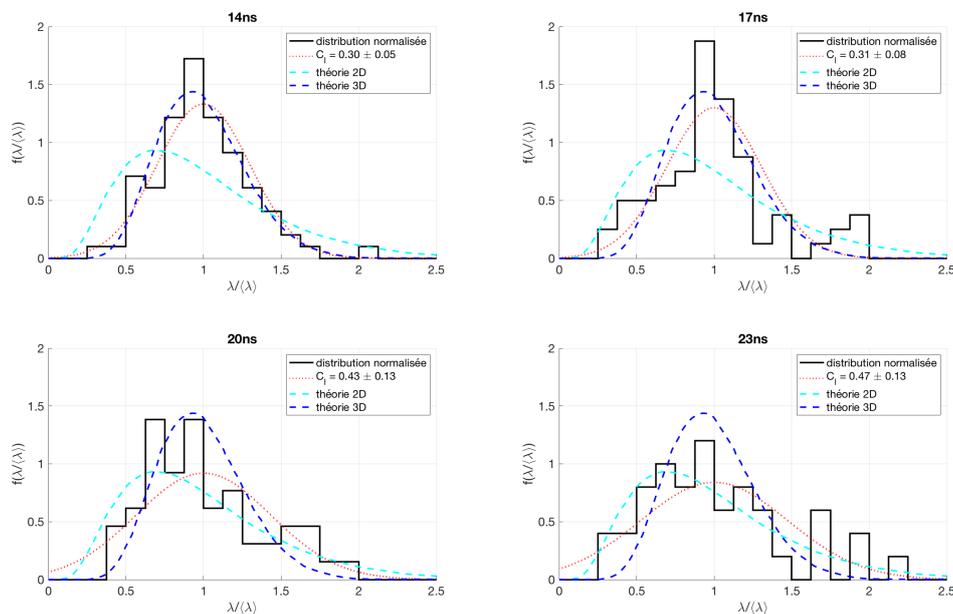


Figure 5.25 – Distributions normalisées du nombre de bulles en fonction de la taille normalisée pour l'expérience N180212. Chaque distribution est interpolée par une loi normale d'espérance 1 et d'écart type C_l et est comparée aux distributions théoriques 2D et 3D issues de [56, 123]

les plus longs. La forme de la distribution est tout de même en accord avec la théorie jusqu'à $t = 20$ ns. Cependant à $t = 23$ ns, la distribution a une forme plus proche de celle

attendue pour une perturbation 2D que pour une perturbation 3D. Cette observation pourrait indiquer que la cible est percée ou sur le point de l'être et que la perturbation n'a plus suffisamment d'épaisseur pour se développer. La perturbation se développerait alors uniquement en deux dimensions dans son plan, et sa statistique se rapprocherait du cas 2D.

Afin d'obtenir plus d'informations sur les perturbations étudiées, la taille moyenne et le nombre de bulles détectées pour les deux expériences sont représentés sur les figure 5.26 et 5.27. La taille moyenne des structures pour l'expérience N180213 est comprise entre

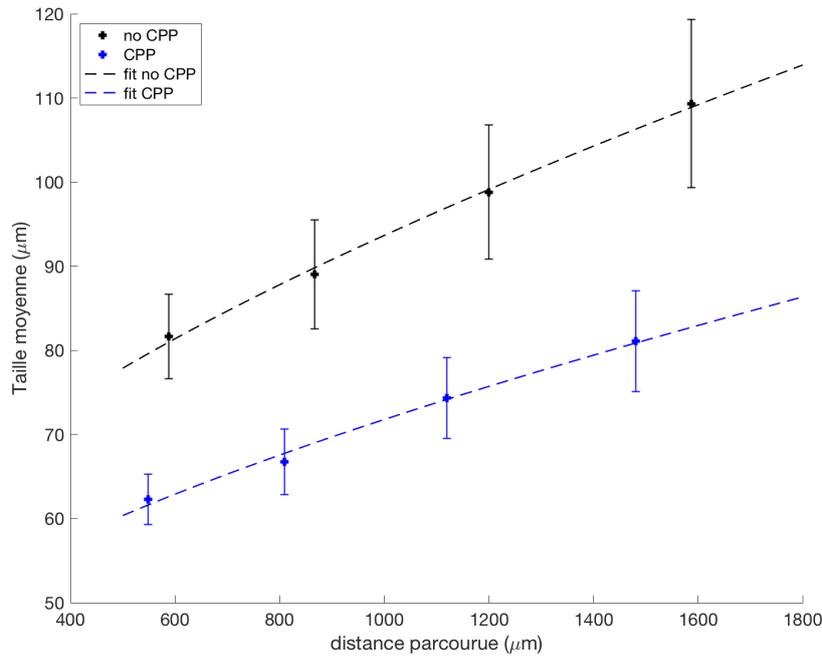


Figure 5.26 – Taille moyenne des structures détectées. En noir pour l'expérience N180212, en bleu pour l'expérience N180213 et comparaison à la théorie.

60 et 80 microns pour les instants radiographiés. Le fait que la longueur moyenne soit croissante est cohérent avec le fait que certaines bulles coalescent. Pour le faisceau non lissé, la taille moyenne des structures est d'environ 80 microns à $t = 14$ ns et atteint 110 microns à $t = 23$ ns. Certaines bulles ont ainsi une taille du même ordre de grandeur que l'épaisseur de la plaque estimée, ce qui signifie que si leur amplitude est semblable à leur taille dans le plan, alors certaines structures pourraient avoir percé la cible. En toute logique, le nombre de structures mesurées décroît au fur à mesure que les structures grandissent. Sur la radiographie de l'expérience N180212, 80 bulles sont ainsi détectées sur la première bande de la radiographie, contre 40 sur la dernière, ce qui signifie qu'environ une bulle sur deux a été absorbée ou a fusionné durant les 9 ns qui séparent les deux mesures. Cette diminution est un peu plus lente pour l'expérience N180213, où le nombre de bulles passe d'environ 150 à 85 bulles.

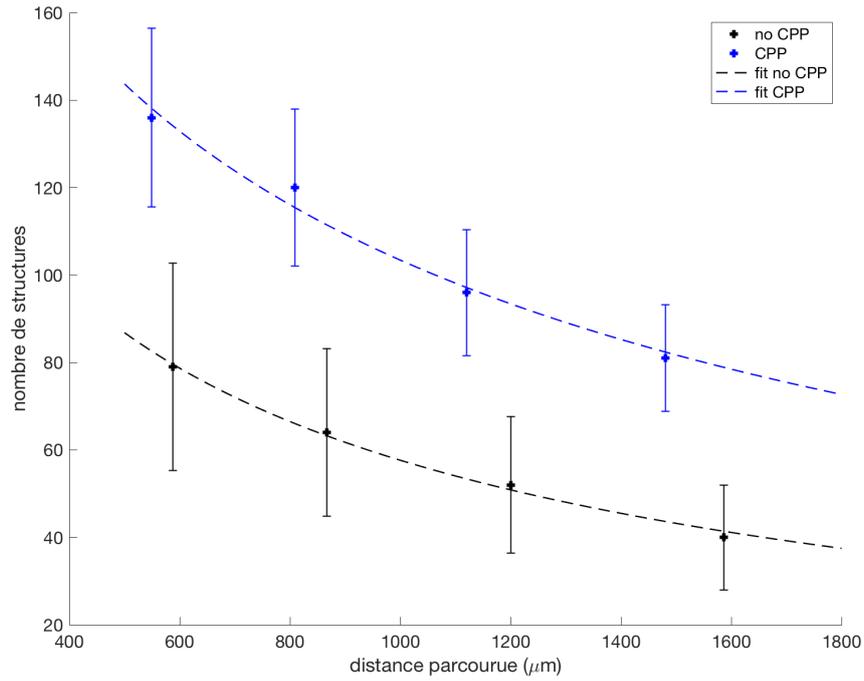


Figure 5.27 – Nombre moyen de structures détectées. En noir pour l'expérience N180212, en bleu pour l'expérience N180213 et interpolations issues de la théorie.

D'après les modèles théoriques [44, 56, 124], le nombre de bulles $N(t)$ varie selon la loi :

$$\frac{dN}{dt} = -\sqrt{\frac{g}{\langle\lambda\rangle}}\hat{\omega}N \quad (5.2)$$

avec $\hat{\omega}$ le taux de coalescence de bulles et $\langle\lambda\rangle$ la taille moyenne des bulles. De cette équation et de la conservation de l'aire, il vient :

$$\frac{d\langle\lambda\rangle}{dt} = -\frac{1}{2}\hat{\omega}\sqrt{g\langle\lambda\rangle} \quad (5.3)$$

Ces deux équations ont pour solutions :

$$N(t) = D(\hat{\omega}t\sqrt{g} + 2C)^{-4} \quad (5.4)$$

$$\langle\lambda\rangle(t) = \hat{\omega}^2\frac{gt^2}{16} + \frac{\sqrt{gt}}{4}\hat{\omega}C + \frac{C^2}{4} \quad (5.5)$$

avec C et D des constantes. Ainsi N et $\langle\lambda\rangle$ ne dépendent que de la distance parcourue $d = \frac{1}{2}gt^2$ et des constantes C , D et $\hat{\omega}$. Ces deux expressions sont utilisées sur les figures 5.26 et 5.27 pour obtenir les interpolations des données expérimentales. Il en découle les valeurs des paramètres présentés dans le tableau 5.28.

Il vient donc, pour l'expérience N180212 sans lame de phase sur le faisceau d'empreinte : $\hat{\omega} = 0.27 \pm 0.08$, $C = 13.22 \pm 1.31 \mu\text{m}^{0.5}$ et $D = (1.287 \pm 0.2) \cdot 10^8 \mu\text{m}^2$ et pour l'expérience

Expérience	ω (fit N)	ω (fit λ)	C (fit N) ($\mu\text{m}^{0.5}$)	C (fit λ) ($\mu\text{m}^{0.5}$)	D (fit N) (μm^2)
N180212 (no CPP)	0,270 (+/- 0,08)	0,245 (+/- 0,05)	12,91 (+/- 1,0)	13,53 (+/- 1,05)	1,287 (+/- 0,2) E+08
N180213 (CPP)	0,184 (+/- 0,07)	0,195 (+/- 0,05)	12,28 (+/- 1,20)	12,14 (+/- 1,20)	1,322 (+/- 0,18) E+08

Figure 5.28 – Valeur des paramètres $\hat{\omega}$, C et D obtenue.

N180213 : $\hat{\omega} = 0.184 \pm 0.07$, $C = 12.21 \pm 1.30 \mu\text{m}^{0.5}$ et $D = (1.322 \pm 0.18).10^8 \mu\text{m}^2$.

Les paramètres C et D peuvent être rattachés aux conditions initiales. En effet, d'après les équations 5.5 et 5.4, $C = 2\sqrt{\lambda_0}$ et $D = N_0(2C)^4$. Ces expressions donnent :

$$\lambda_0^{N180213} = 37 \pm 7 \mu\text{m}$$

$$N_0^{N180213} = 372 \pm 205$$

$$\lambda_0^{N180212} = 44 \pm 8 \mu\text{m}$$

$$N_0^{N180212} = 263 \pm 120$$

Il vient qu'à l'instant initial, le faisceau lissé (expérience N180213) engendrerait 372 bulles de taille moyenne 37 microns tandis que le faisceau non lissé engendrerait 263 structures de taille moyenne 44 microns. L'aire associée peut se calculer par : $A = N\pi\lambda^2$ ce qui donne à l'instant initial : $A_0^{N180213} = N_0\pi\lambda_0^2 = 1.60 \text{ mm}^2$ et $A_0^{N180212} = 1.60 \text{ mm}^2$. L'aire étudiée sur les deux expériences est bien constante au cours du temps comme présenté sur la figure 5.29.

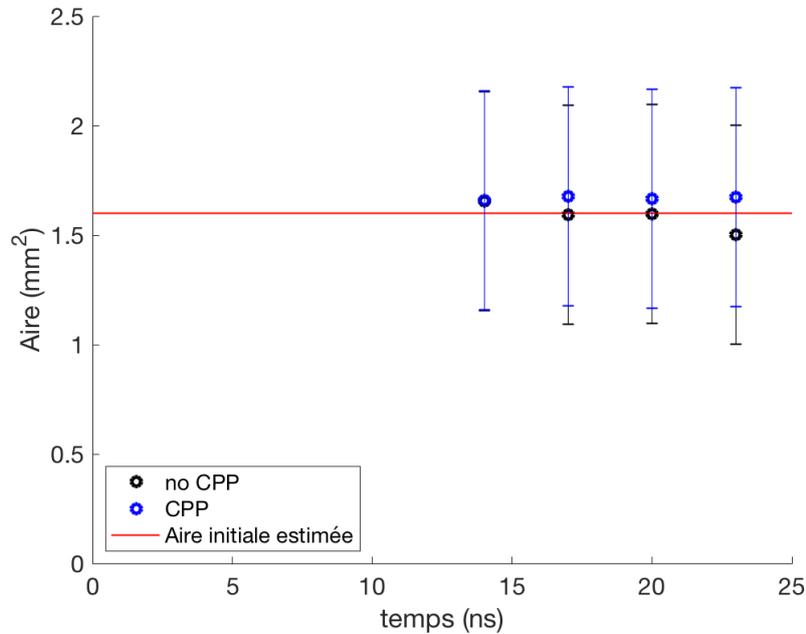


Figure 5.29 – Aire étudiée, obtenue à partir du nombre de structures et de leur taille moyenne pour les expériences N180212 et N180213.

Étude de l'amplitude des bulles

Méthodologie

Le paragraphe précédent a consisté à étudier le nombre et la taille des structures dans le plan. Une autre information peut être mesurée à partir des radiographies, à savoir l'amplitude de chaque bulle, c'est-à-dire sa hauteur. Pour estimer l'amplitude d'une bulle, il est possible d'en calculer l'amplitude rms *root mean square* définie par :

$$a_{rms} = \sqrt{\sum_{i \in \text{Bulle}} \frac{1}{N_{pixels}} PO^2(i)}$$

où PO désigne la variation de la profondeur optique (par rapport à la moyenne de la plaque) et où la somme porte sur l'ensemble des N_{pixels} pixels de la bulle telle que délimitée par l'algorithme de watershed. En effet, la profondeur optique est une mesure de la densité de la cible traversée par les rayons X. L'amplitude rms ainsi calculée donne donc pour chaque bulle une estimation de l'épaisseur de matière traversée, et donc par comparaison à la profondeur optique moyenne de la cible, une estimation de son amplitude. Cette mesure doit néanmoins être corrigée, car elle sous-estime l'amplitude de la bulle. L'amplitude de la bulle est par définition la hauteur de son sommet, ainsi les modèles théoriques [44, 55] donnent :

$$h_b = \sqrt{2} a_{rms} \quad (5.6)$$

Ce coefficient $\sqrt{2}$ prend en compte la forme théoriquement sphérique des bulles, et le fait qu'en prenant la moyenne rms sur l'ensemble de la structure, la valeur de l'amplitude est inférieure à celle du sommet.

Il est alors possible de regarder la distribution des bulles en fonction de leur amplitude afin de regarder l'accord éventuel à la théorie auto-semblable. De plus, il est possible de comparer l'amplitude des bulles à la théorie définie à l'équation (1.31), et d'obtenir ainsi une estimation expérimentale du paramètre α pour la croissance asymptotique des bulles. Pour ce faire, il convient de regarder l'amplitude moyenne des bulles $\langle a_{rms} \rangle$. Afin de conserver les mêmes notations que dans l'article de Sadot et al. [44], cette amplitude moyenne sera notée σ_{rms} avec $\sigma_{rms} = \langle a_{rms} \rangle$. D'après l'étude de Sadot et al., l'amplitude rms évolue de manière linéaire avec la distance parcourue. Le paramètre α régissant l'IRT non-linéaire est alors supposé égal à $\sqrt{2}$ fois la pente obtenue pour σ_{rms} en fonction de la distance parcourue, où le facteur $\sqrt{2}$ prend en compte l'écart entre h_B et l'amplitude rms défini précédemment.

Résultats expérimentaux

L'amplitude rms est calculée pour chaque bulle pour les deux expériences N180212 et N180213. Il est possible de tracer la distribution des bulles en fonction de leur amplitude comme présenté sur les figures 5.30 et 5.31. Un phénomène analogue à celui de la distribution en taille de bulles est constaté : l'amplitude rms des structures grandit au cours

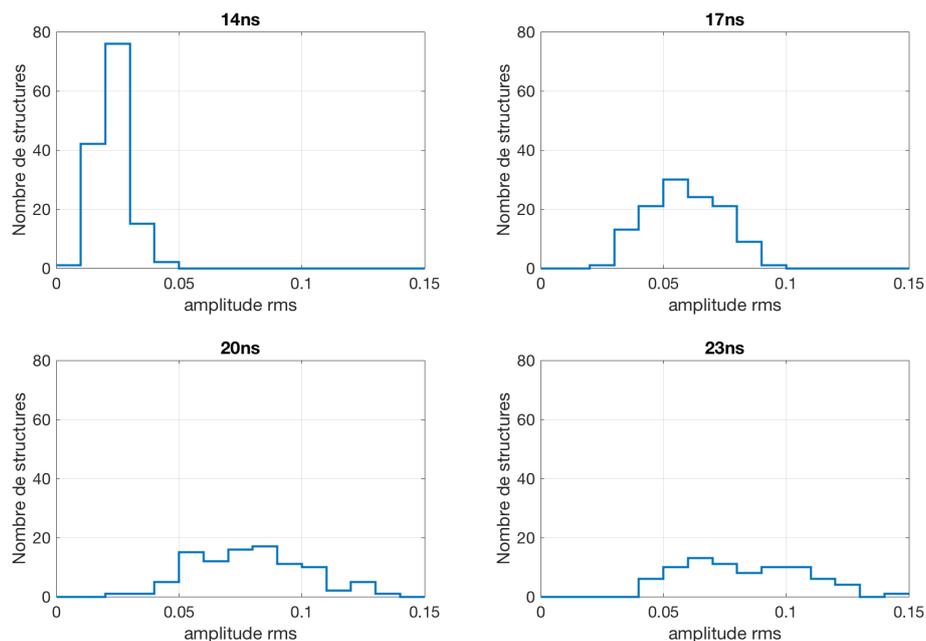


Figure 5.30 – Distributions des bulles en amplitude rms (en variation de profondeur optique) au cours du temps pour l'expérience N180213.

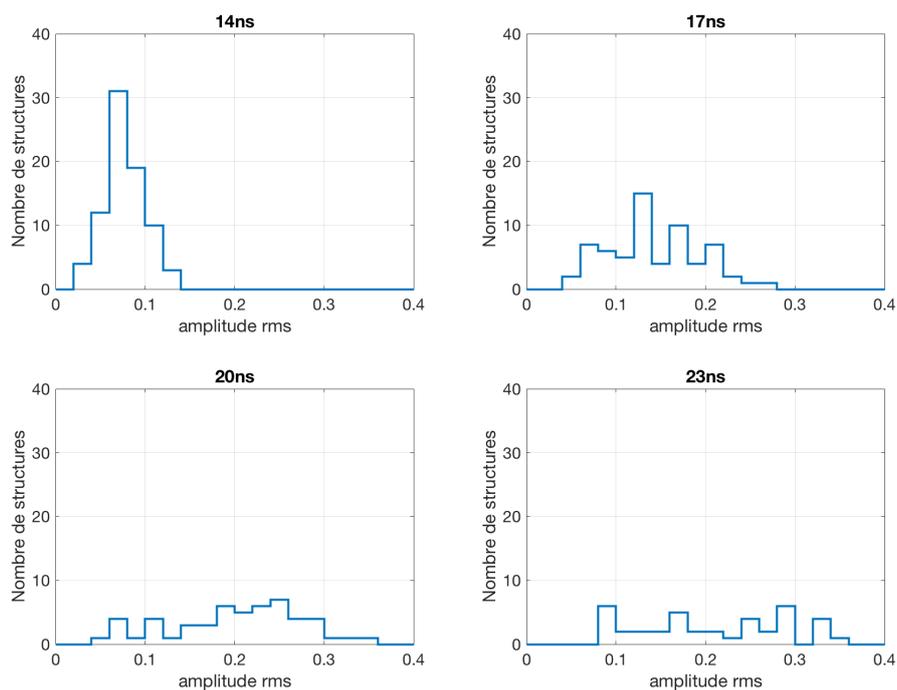


Figure 5.31 – Distributions des bulles en amplitude rms (en variation de profondeur optique) au cours du temps pour l'expérience N180212.

du temps. Ce phénomène est encore plus visible ici sur ces distributions. Les bulles grandissent donc à la fois dans le plan du front d'ablation mais également en amplitude, ce qui est le propre du régime auto-semblable, dans lequel ne subsiste qu'une longueur caracté-

ristique. Pour vérifier l'accord ou non au modèle auto-semblable [122], il convient comme pour la taille des bulles d'étudier les distributions normalisées de l'amplitude des bulles. Les figures 5.32 et 5.33 illustrent le même phénomène que celui observé sur la taille des

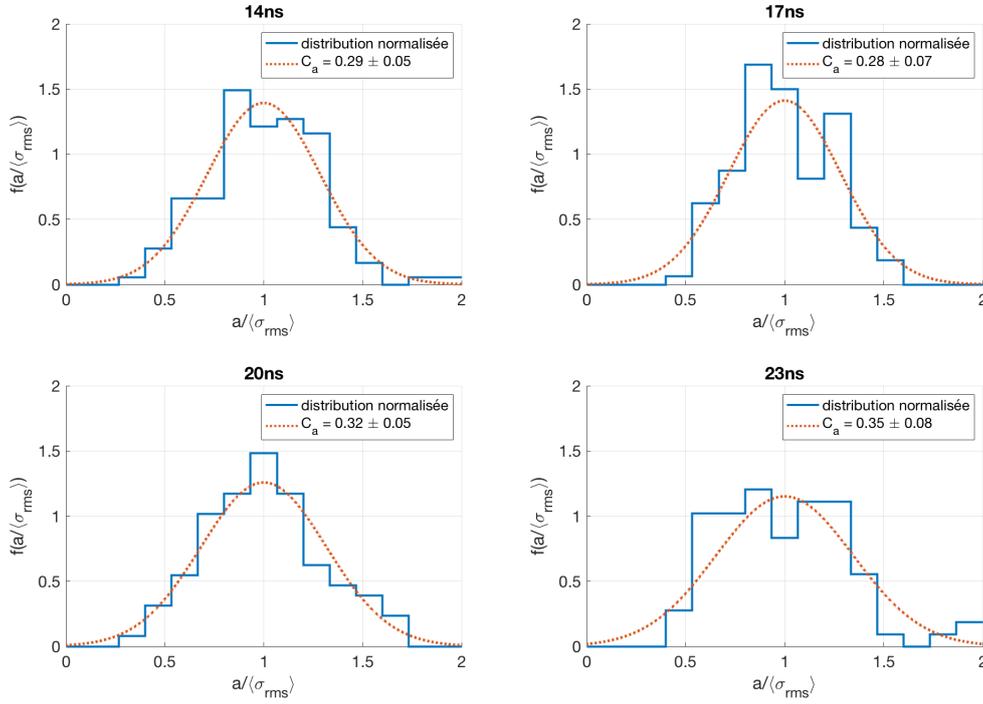


Figure 5.32 – Distributions normalisées des bulles en amplitude rms (en variation de profondeur optique) au cours du temps pour l'expériences N180213.

bulles : le cas avec faisceau lissé est en bon accord avec le modèle auto-semblable, même si cela est moins flagrant ici pour $t = 23$ ns, tandis que l'expérience sans lissage en est plus éloignée.

À partir de ces distributions, l'amplitude rms moyenne σ_{rms} est calculée et représentée sur la figure 5.34.

La figure 5.34 illustre une croissance linéaire de σ_{rms} en fonction de la distance parcourue pour les trois premières mesures (entre 14 et 20 ns). La dernière mesure semble en dehors de ce régime et n'est pas prise en compte pour la détermination du paramètre α . Les pentes $\alpha_{\sigma}^{CPP} = (9.83 \pm 2.5) 10^{-5} \mu\text{m}^{-1}$ et $\alpha_{\sigma}^{CPP} = (2.03 \pm 0.45) 10^{-4} \mu\text{m}^{-1}$ sont obtenues. Comme indiqué précédemment, il est nécessaire de multiplier des pentes par $\sqrt{2}$ pour obtenir le paramètre α recherché, tel que la hauteur de bulle h_b vérifie $h_b = \alpha g t^2$. Il vient ainsi, en utilisant le ratio de $165 \mu\text{m}/1$ obtenu au chapitre précédent pour convertir α en nombre adimensionné :

$$\begin{aligned}\alpha^{CPP} &= 0.023 \pm 0.006 \\ \alpha^{raw} &= 0.047 \pm 0.009\end{aligned}$$

Ces deux valeurs du paramètre α sont obtenus pour un nombre d'Atwood de 1, dans le cadre d'une perturbation au front d'ablation. L'impact des conditions initiales se re-

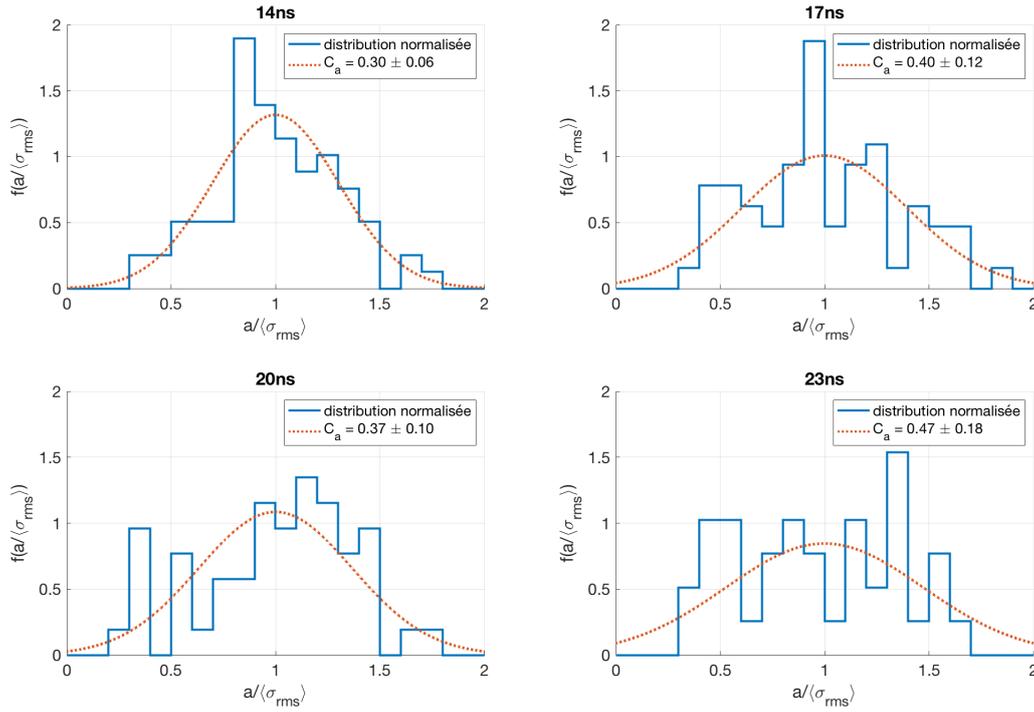


Figure 5.33 – Distributions normalisées des bulles en amplitude rms (en variation de profondeur optique) au cours du temps pour l'expériences N180212.

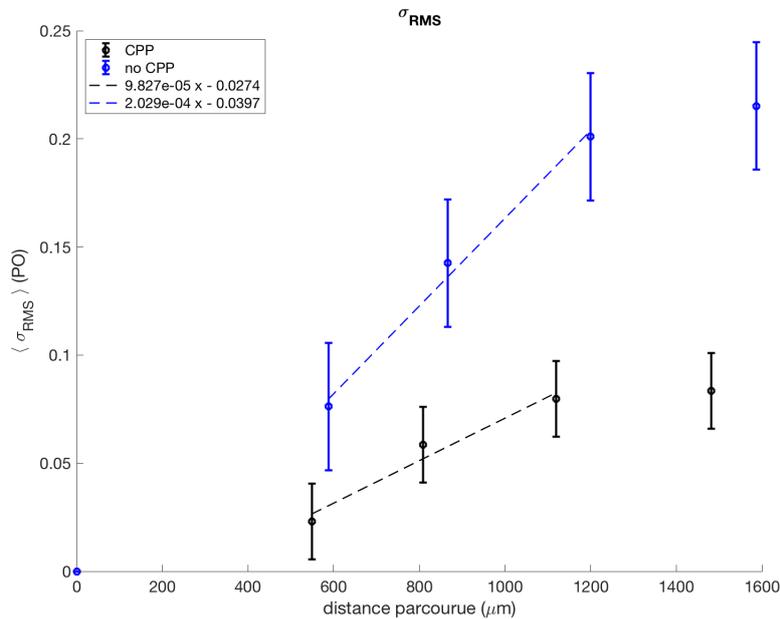


Figure 5.34 – Évolution de l'amplitude rms moyenne en fonction de la distance parcourue.

trouvent sur la valeur du paramètre α , car à conditions expérimentales identiques, un facteur 2 apparaît entre le cas d'un faisceau d'empreinte brut ou lissé. Les valeurs obtenues sont en accord avec les valeurs de α issues de la littérature [43, 44] et de l'analyse faite par Elbaz et Shvarts [61]. Dans cet article, il est mentionné que la différence entre les

valeurs de α mesurées expérimentalement dans l'intervalle 0.05 – 0.07 et celles simulées dans l'intervalle 0.02 – 0.03 sont dues au spectre initial de la perturbation. En effet, la majorité des simulations 3D partent de très petites structures pour étudier la coalescence des bulles sur plusieurs générations, tandis que les dispositifs expérimentaux, la présence de grande longueur d'onde (taille de l'échantillon...) est difficilement évitable. Ainsi la présence de grandes structures dans le spectre initial augmenterait la valeur du nombre α . Les résultats obtenus dans cette étude valident cette hypothèse : à conditions expérimentales égales, un facteur 2 apparaît entre les deux mesures du paramètre α . Le cas du faisceau d'empreinte lissé donne ainsi une valeur de α en accord avec les récentes simulations 3D, tandis que le cas du faisceau non lissé aboutit à un paramètre α déjà mesuré auparavant à cause des structures présentes dans la forme initiale du faisceau.

5.4 Conclusions sur l'étude d'une perturbation 3D imprimée par les défauts laser

Dans ce chapitre, l'étude de la croissance d'une perturbation 3D imprimée par laser a été réalisée. Les mesures dans l'espace de Fourier ont permis de déterminer les taux de croissance, valeurs de saturation et les vitesses de saturation des différentes longueurs d'onde de la perturbation multimode. Cette dernière peut en effet être modélisée à l'aide de ces paramètres (γ , S_k et V_{sat}) pendant 7 ns entre la première mesure et $t = 20$ ns, temps à partir duquel le comportement de la perturbation devient plus complexe que le modèle de saturation de Haan ne prédit. L'analyse dans l'espace réel à l'aide de l'algorithme de watershed a permis de déterminer les caractéristiques de la perturbation (nombre de bulles, tailles, amplitudes...) et de déterminer expérimentalement les paramètres que sont le coefficient $\hat{\omega}$ caractérisant le taux de coalescence de bulles et le coefficient α caractérisant la croissance de la perturbation en fonction de la distance parcourue. Ces deux paramètres, ainsi que la forme de la distribution dépendent de la condition initiale et notamment de la présence ou non de grandes structures dans le spectre initial.

La mise en évidence de la dépendance du paramètre α selon les conditions initiales a également été simulée dans un article récent de Zhang et Betti [125]. Ainsi les mesures réalisées dans le cadre de cette thèse et les publications récentes de Elbaz et Shvarts [61] et de Zhang et Betti [125] donnent un regard nouveau sur les valeurs du paramètre α de l'IRT.

Chapitre 6

Conclusions et perspectives

Au cours de cette thèse, l'instabilité de Rayleigh-Taylor au front d'ablation en attaque directe a été étudiée expérimentalement et numériquement. Ce travail comporte la validation d'une nouvelle plateforme expérimentale sur le NIF, l'étude de la croissance d'une perturbation initiale 2D préimposée monomode, le développement d'une plateforme de simulations numériques 2D basée sur le code CHIC et l'étude de l'IRT dans le cas d'une perturbation initiale 3D imprimée par les défauts du laser.

6.1 Étude de la croissance d'une perturbation préimposée 2D

Une nouvelle plateforme expérimentale d'hydrodynamique en attaque directe a été développée sur le NIF. Cette plateforme permet d'obtenir une tâche laser homogène sur 2 mm de diamètre et permet d'irradier une plaque plane avec 500 kJ d'énergie laser sur une durée de 30 ns. Cette plateforme a alors été utilisée pour étudier l'instabilité de Rayleigh-Taylor à partir de la croissance d'une perturbation préimposée. Une plaque de plastique de 300 μm d'épaisseur de CH a ainsi été irradiée pendant 20 ns, permettant d'atteindre une pression au front d'ablation de 38 Mbar environ, une vitesse d'ablation de 1.5 $\mu\text{m ns}^{-1}$ et une accélération estimée à 5.75 $\mu\text{m ns}^{-2}$. La phase de croissance exponentielle, dit régime linéaire de l'IRT, est ainsi suivie pendant 6 ns. La perturbation monomode de longueur d'onde $\lambda = 150 \mu\text{m}$ croît d'un facteur 10 en profondeur optique durant ce laps de temps, pour un taux de croissance mesuré $\gamma = 0.34 \text{ ns}^{-1}$. La transition à la non-linéarité est également mesurée après 16 ns d'expérience.

Les capacités laser de cette nouvelle plateforme expérimentale ont permis de réaliser par la suite une étude nouvelle sur le régime non-linéaire de l'instabilité de Rayleigh-Taylor 3D.

6.2 Développement d'une plateforme de simulation numérique 2D avec le code CHIC

Une plateforme de simulation numérique a ensuite été développée sur le code 2D CHIC du laboratoire CELIA. Cette plateforme permet de simuler correctement, avec un même ensemble de paramètres, les trois expériences 2D réalisées sur le NIF dans le cadre de la campagne *Discovery Science* étudiée dans cette thèse. La propagation durant 30 ns des fronts de choc et d'ablation dans une plaque de plusieurs millimètres d'épaisseur est reproduite. La croissance d'une perturbation au front d'ablation d'une plaque en vol (avec un déplacement jusqu'à 2 mm) est retrouvée après 20 ns d'irradiation laser, et les grandeurs physiques extraites de ces simulations sont en accord avec les prédictions théoriques. De plus cette plateforme donne la possibilité soit de simuler la plaque complète (c'est-à-dire sur 2 mm de largeur) avec une irradiation laser conforme à celle utilisée expérimentalement sur un maillage eulérien, ou de simuler uniquement un demi-mode de perturbation avec une irradiation laser équivalente simplifiée. Ces deux méthodes de simulation permettent d'étudier différents aspects tels que la courbure de la cible ou la valeur de l'accélération de la feuille pour les simulations complètes, ou de se focaliser sur des phénomènes plus précis comme l'inversion de phase décrite dans la phase RM. Enfin, un modèle numérique basé sur les équations de la littérature a été développé. Ce modèle permet, à l'aide des grandeurs physiques obtenues lors des simulations CHIC, de prédire le comportement de la perturbation en seulement quelques minutes contre plusieurs semaines pour les simulations CHIC.

Ces outils numériques ont non seulement consisté en une avancée importante pour les capacités de simulation du laboratoire, mais permettront également de simuler de nouvelles expériences à venir.

6.3 Étude de la croissance d'une perturbation multimode 3D imprimée par laser

La nouvelle plateforme expérimentale permet d'étudier l'instabilité de Rayleigh-Taylor au front d'ablation en attaque directe sur une impulsion laser d'une durée de 30 ns, soit sur des distances parcourues par la cible de plus de 1,5 mm. Dans ce cadre l'étude d'une perturbation 3D multimode a été réalisée dans l'espace réel et dans l'espace de Fourier. L'accord aux modèles linéaires et au modèle de saturation de Haan a été mis en évidence jusqu'à 20 ns d'impulsion laser. Des valeurs expérimentales de vitesse de saturation en accord avec les prédictions théoriques ont été mesurées sur une nouvelle gamme de longueur d'onde jusqu'à 100 microns.

L'impact de la condition initiale a été étudiée à travers l'utilisation d'un faisceau d'empreinte laser lissé ou non. Les radiographies ont montré la mémoire de la condition initiale jusqu'aux temps les plus longs. Selon la condition initiale, la perturbation évolue de ma-

nière auto-semblable (pour le faisceau lissé) ou s'éloigne de ce modèle (pour le faisceau non lissé). Cet impact de la condition initiale se retrouve également dans la mesure des paramètres caractérisant la coalescence des bulles ainsi que dans la croissance de la perturbation entière. La mesure du paramètre α pour les deux conditions initiales étudiées valide pour la première fois expérimentalement les prédictions numériques et théoriques : le paramètre α dépend de la condition initiale et en particulier de la présence ou non de grandes longueurs d'onde. Au-delà de la théorie de l'IRT, ces mesures au front d'ablation valident les efforts de lissage des faisceaux laser dans le cadre de la FCI. Le percement probable de la plaque dans le cas du faisceau non lissé illustre en effet les dangers de l'IRT au front d'ablation lorsque celle-ci n'est pas maîtrisée.

6.4 Perspectives

Plusieurs questions restent encore en suspens à la fin de cette étude. Ainsi la question d'un éventuel percement des cibles 3D reste à étudier à l'aide notamment de moyens de simulations numériques 3D, dont le laboratoire ne dispose malheureusement pas. En effet les derniers instants mesurés des perturbations 3D présentent un comportement différent de ceux attendus. Un percement de la plaque serait une cause plausible de la stagnation voire de la légère décroissance de l'amplitude de certaines longueurs d'onde dans l'espace de Fourier, ou pourrait expliquer le comportement presque 2D de la distribution de la taille des bulles dans l'espace réel aux derniers instants. La figure 6.1 présente des résultats issus d'une simulation 3D réalisée sur le code HYDRA du LLNL. Les vues en face avant et arrière semblent indiquer, dès $t = 17$ ns, que la cible commencerait à se percer. Ces travaux de simulation 3D sont actuellement en cours de développement.

Des mesures à des temps encore plus grands seraient également intéressantes, l'impulsion

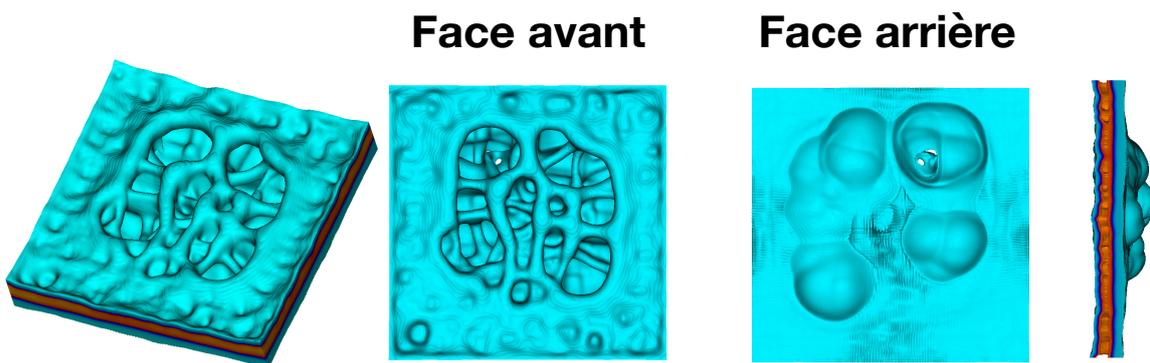


Figure 6.1 – Vues d'une simulation 3D de l'expérience N180212 à $t = 17$ ns. Ces simulations numériques sont réalisées sur le code HYDRA du LLNL par L.Masse.

durant 30 ns et les dernières mesures ayant été réalisées à $t = 23$ ns jusqu'ici. Il serait notamment intéressant de regarder si le comportement analysé lors de l'expérience N180212

régit également le cas de la perturbation issue du faisceau lissé lorsque la perturbation atteint les mêmes amplitudes.

Les développements expérimentaux et numériques réalisés seront également utilisés dans le cadre d'une nouvelle campagne expérimentale sur l'instabilité de Landau-Darrieus [126, 127]. Pour observer cette dernière instabilité, une condition nécessaire est que les longueurs d'ondes instables soient plus grandes que la taille de la zone de conduction. Un dimensionnement a été effectué, qui permettait d'observer pour la première fois cette instabilité en régime HED. Pour ce faire, des mousses à faible densité (100 mg cm^{-3}) et une irradiation à faible intensité ($5 \cdot 10^{12}$ à $10^{13} \text{ W cm}^{-2}$) sont envisagés. La large zone d'irradiation et le champ de mesure de 2 mm de la plateforme permettront de caractériser par radiographie de face et de profil la croissance éventuelle de modulations préimposées de grande longueur d'onde (200 à 400 μm). Ces expériences sont prévues sur le NIF en 2019-2020.

Références

- [1] J D Lawson. Some criteria for a power producing thermonuclear reactor. *Proceedings of the Physical Society. Section B*, 70(1) :6, 1957.
- [2] R. Wolf J. Ongena, R. Koch and H. Zohm. Magnetic-confinement fusion. *Nature Physics*, 12 :398, 2016.
- [3] R. Betti, P. Y. Chang, B. K. Spears, K. S. Anderson, J. Edwards, M. Fatenejad, J. D. Lindl, R. L. McCrory, R. Nora, and D. Shvarts. Thermonuclear ignition in inertial confinement fusion and comparison with magnetic confinement. *Physics of Plasmas*, 17(5) :058102, 2010.
- [4] Principes de la fusion nucléaire. <http://www-fusion-magnetique.cea.fr/fusion/principes/principes02.html>.
- [5] J Nuckolls, L Wood, A Thiessen, and G Zimmerman. Laser compression of matter to super-high densities : Thermonuclear (ctr) applications. *Nature*, 239(15368) :139, 1972.
- [6] R. D. Richtmyer. Taylor instability in shock acceleration of compressible fluids. *Commun. Pure Appl. Math.*, 13 :297, 1960.
- [7] E. E. Meshkov. Instability of the interface of two gases accelerated by a shock wave. *Fluid Dyn.*, 4 :101, 1969.
- [8] Lord Rayleigh. Investigation of the character of the equilibrium of an incompressible heavy fluid of variable density. *Proc. London Math. Soc.*, XIV :170, 1883.
- [9] G.I. Taylor. The instability of liquid surfaces when accelerated in a direction perpendicular to their planes. *Proc. R. Soc. London Ser. A*, 201 :192, 1950.
- [10] Lord William Thomson Kelvin. Hydrokinetic solutions and observations. *Philosophical Magazine*, 42 :362, 1871.
- [11] Hermann Ludwig Ferdinand von Helmholtz. Über discontinuierliche flüssigkeitsbewegungen. *Monatsberichte der Königlich Preussische Akademie der Wissenschaften zu Berlin*, 23 :215, 1868.
- [12] John Lindl, Otto Landen, John Edwards, Ed Moses, and NIC Team. Review of the national ignition campaign 2009-2012. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 21(2) :-, 2014.

- [13] R. Betti and O. A. Hurricane. Inertial-confinement fusion with lasers. *Nature Physics*, 12 :435, 2016.
- [14] T. Ma, P. K. Patel, N. Izumi, P. T. Springer, M. H. Key, L. J. Atherton, M. A. Barrios, L. R. Benedetti, R. Bionta, E. Bond, D. K. Bradley, J. Caggiano, D. A. Callahan, D. T. Casey, P. M. Celliers, C. J. Cerjan, J. A. Church, D. S. Clark, E. L. Dewald, T. R. Dittrich, S. N. Dixit, T. Döppner, R. Dylla-Spears, D. H. Edgell, R. Epstein, J. Field, D. N. Fittinghoff, J. A. Frenje, M. Gatu Johnson, S. Glenn, S. H. Glenzer, G. Grim, N. Guler, S. W. Haan, B. A. Hammel, R. Hatarik, H. W. Herrmann, D. Hicks, D. E. Hinkel, L. F. Berzak Hopkins, W. W. Hsing, O. A. Hurricane, O. S. Jones, R. Kauffman, S. F. Khan, J. D. Kilkenny, J. L. Kline, B. Koziowski, A. Kritcher, G. A. Kyrala, O. L. Landen, J. D. Lindl, S. Le Pape, B. J. MacGowan, A. J. Mackinnon, A. G. MacPhee, N. B. Meezan, F. E. Merrill, J. D. Moody, E. I. Moses, S. R. Nagel, A. Nikroo, A. Pak, T. Parham, H.-S. Park, J. E. Ralph, S. P. Regan, B. A. Remington, H. F. Robey, M. D. Rosen, J. R. Rygg, J. S. Ross, J. D. Salmonson, J. Sater, D. Sayre, M. B. Schneider, D. Shaughnessy, H. Sio, B. K. Spears, V. Smalyuk, L. J. Suter, R. Tommasini, R. P. J. Town, P. L. Volegov, A. Wan, S. V. Weber, K. Widmann, C. H. Wilde, C. Yeamans, and M. J. Edwards. The role of hot spot mix in the low-foot and high-foot implosions on the NIF. *Physics of Plasmas*, 24(5) :056311, 2017.
- [15] V. A. Smalyuk, H. F. Robey, T. Döppner, D. T. Casey, D. S. Clark, O. S. Jones, J. L. Milovich, J. L. Peterson, B. Bachmann, K. L. Baker, L. R. Benedetti, L. F. Berzak Hopkins, R. Bionta, E. Bond, D. K. Bradley, D. A. Callahan, P. M. Celliers, C. Cerjan, K.-C. Chen, C. Goyon, G. Grim, S. N. Dixit, M. J. Eckart, M. J. Edwards, M. Farrell, D. N. Fittinghoff, J. A. Frenje, M. Gatu-Johnson, N. Gharibyan, S. W. Haan, A. V. Hamza, E. Hartouni, R. Hatarik, M. Havre, M. Hohenberger, D. Hoover, O. A. Hurricane, N. Izumi, K. S. Jancaitis, S. F. Khan, J. P. Knauer, J. J. Kroll, G. Kyrala, K. N. Lafortune, O. L. Landen, T. Ma, B. J. MacGowan, A. G. MacPhee, M. Mauldin, F. E. Merrill, A. S. Moore, S. Nagel, A. Nikroo, A. Pak, P. K. Patel, J. E. Ralph, D. B. Sayre, D. Shaughnessy, B. K. Spears, R. Tommasini, D. P. Turnbull, A. L. Velikovich, P. L. Volegov, C. R. Weber, C. C. Widmayer, and C. Yeamans. Experimental results of radiation-driven, layered deuterium-tritium implosions with adiabat-shaped drives at the National Ignition Facility. *Physics of Plasmas*, 23(10) :102703, 2016.
- [16] H. F. Robey, V. A. Smalyuk, J. L. Milovich, T. Döppner, D. T. Casey, K. L. Baker, J. L. Peterson, B. Bachmann, L. F. Berzak Hopkins, E. Bond, J. A. Caggiano, D. A. Callahan, P. M. Celliers, C. Cerjan, D. S. Clark, S. N. Dixit, M. J. Edwards, N. Gharibyan, S. W. Haan, B. A. Hammel, A. V. Hamza, R. Hatarik, O. A. Hurricane, K. S. Jancaitis, O. S. Jones, G. D. Kerbel, J. J. Kroll, K. N. Lafortune, O. L. Landen, T. Ma, M. M. Marinak, B. J. MacGowan, A. G. MacPhee, A. Pak, M. Patel, P. K. Patel, L. J. Perkins, D. B. Sayre, S. M. Sepke, B. K. Spears, R. Tommasini,

- C. R. Weber, C. C. Widmayer, C. Yeamans, E. Giraldez, D. Hoover, A. Nikroo, M. Hohenberger, and M. Gatu Johnson. Performance of indirectly driven capsule implosions on the National Ignition Facility using adiabat-shaping. *Physics of Plasmas*, 23(5) :056303, 2016.
- [17] D. S. Clark, C. R. Weber, V. A. Smalyuk, H. F. Robey, A. L. Kritcher, J. L. Milovich, and J. D. Salmonson. Mitigating the impact of hohlraum asymmetries in National Ignition Facility implosions using capsule shims. *Physics of Plasmas*, 23(7) :072707, 2016.
- [18] D. S. Clark, C. R. Weber, J. L. Milovich, J. D. Salmonson, A. L. Kritcher, S. W. Haan, B. A. Hammel, D. E. Hinkel, O. A. Hurricane, O. S. Jones, M. M. Marinak, P. K. Patel, H. F. Robey, S. M. Sepke, and M. J. Edwards. Three-dimensional simulations of low foot and high foot implosion experiments on the National Ignition Facility. *Physics of Plasmas*, 23(5) :056302, 2016.
- [19] C. R. Weber, D. T. Casey, D. S. Clark, B. A. Hammel, A. MacPhee, J. Milovich, D. Martinez, H. F. Robey, V. A. Smalyuk, M. Stadermann, P. Amendt, S. Bhandarkar, B. Chang, C. Choate, J. Crippen, S. J. Felker, J. E. Field, S. W. Haan, S. Johnson, J. J. Kroll, O. L. Landen, M. Marinak, M. McInnis, A. Nikroo, N. Rice, and S. M. Sepke. Improving ICF implosion performance with alternative capsule supports. *Physics of Plasmas*, 24(5) :056302, 2017.
- [20] D. A. Martinez, V. A. Smalyuk, A. G. MacPhee, J. Milovich, D. T. Casey, C. R. Weber, H. F. Robey, K.-C. Chen, D. S. Clark, J. Crippen, M. Farrell, S. Felker, J. E. Field, S. W. Haan, B. A. Hammel, A. V. Hamza, M. Stadermann, W. W. Hsing, J. J. Kroll, O. L. Landen, A. Nikroo, L. Pickworth, and N. Rice. Hydro-instability growth of perturbation seeds from alternate capsule-support strategies in indirect-drive implosions on National Ignition Facility. *Physics of Plasmas*, 24(10) :102707, 2017.
- [21] S. Le Pape, L. F. Berzak Hopkins, L. Divol, A. Pak, E. L. Dewald, S. Bhandarkar, L. R. Benedetti, T. Bunn, J. Biener, J. Crippen, D. Casey, D. Edgell, D. N. Fittinghoff, M. Gatu-Johnson, C. Goyon, S. Haan, R. Hatarik, M. Havre, D. D-M. Ho, N. Izumi, J. Jaquez, S. F. Khan, G. A. Kyrala, T. Ma, A. J. Mackinnon, A. G. MacPhee, B. J. MacGowan, N. B. Meezan, J. Milovich, M. Millot, P. Michel, S. R. Nagel, A. Nikroo, P. Patel, J. Ralph, J. S. Ross, N. G. Rice, D. Strozzi, M. Stadermann, P. Volegov, C. Yeamans, C. Weber, C. Wild, D. Callahan, and O. A. Hurricane. Fusion energy output greater than the kinetic energy of an imploding shell at the National Ignition Facility. *Phys. Rev. Lett.*, 120 :245003, 2018.
- [22] V N Goncharov, S P Regan, E M Campbell, T C Sangster, P B Radha, J F Myatt, D H Froula, R Betti, T R Boehly, J A Delettrez, D H Edgell, R Epstein, C J Forrest, V Yu Glebov, D R Harding, S X Hu, I V Igumenshchev, F J Marshall, R L McCrory, D T Michel, W Seka, A Shvydky, C Stoeckl, W Theobald, and M Gatu-

- Johnson. National direct-drive program on OMEGA and the National Ignition Facility. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 59(1) :014008, 2017.
- [23] I. V. Igumenshchev, V. N. Goncharov, F. J. Marshall, J. P. Knauer, E. M. Campbell, C. J. Forrest, D. H. Froula, V. Yu. Glebov, R. L. McCrory, S. P. Regan, T. C. Sangster, S. Skupsky, and C. Stoeckl. Three-dimensional modeling of direct-drive cryogenic implosions on OMEGA. *Physics of Plasmas*, 23(5) :052702, 2016.
- [24] I. V. Igumenshchev, D. T. Michel, R. C. Shah, E. M. Campbell, R. Epstein, C. J. Forrest, V. Yu. Glebov, V. N. Goncharov, J. P. Knauer, F. J. Marshall, R. L. McCrory, S. P. Regan, T. C. Sangster, C. Stoeckl, A. J. Schmitt, and S. Obenschain. Three-dimensional hydrodynamic simulations of OMEGA implosions. *Physics of Plasmas*, 24(5) :056307, 2017.
- [25] R. S. Craxton, K. S. Anderson, T. R. Boehly, V. N. Goncharov, D. R. Harding, J. P. Knauer, R. L. McCrory, P. W. McKenty, D. D. Meyerhofer, J. F. Myatt, A. J. Schmitt, J. D. Sethian, R. W. Short, S. Skupsky, W. Theobald, W. L. Kruer, K. Tanaka, R. Betti, T. J. B. Collins, J. A. Delettrez, S. X. Hu, J. A. Marozas, A. V. Maximov, D. T. Michel, P. B. Radha, S. P. Regan, T. C. Sangster, W. Seka, A. A. Solodov, J. M. Soures, C. Stoeckl, and J. D. Zuegel. Direct-drive Inertial Confinement Fusion : A review. *Physics of Plasmas*, 22(11) :110501, 2015.
- [26] X. Ribeyre, G. Schurtz, M. Lafon, S. Galera, and S. Weber. Shock ignition : an alternative scheme for HiPER. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 51(1) :015013, 2009.
- [27] M. Hohenberger, P. B. Radha, J. F. Myatt, S. LePape, J. A. Marozas, F. J. Marshall, D. T. Michel, S. P. Regan, W. Seka, A. Shvydky, T. C. Sangster, J. W. Bates, R. Betti, T. R. Boehly, M. J. Bonino, D. T. Casey, T. J. B. Collins, R. S. Craxton, J. A. Delettrez, D. H. Edgell, R. Epstein, G. Fiksel, P. Fitzsimmons, J. A. Frenje, D. H. Froula, V. N. Goncharov, D. R. Harding, D. H. Kalantar, M. Karasik, T. J. Kessler, J. D. Kilkenny, J. P. Knauer, C. Kurz, M. Lafon, K. N. LaFortune, B. J. MacGowan, A. J. Mackinnon, A. G. MacPhee, R. L. McCrory, P. W. McKenty, J. F. Meeker, D. D. Meyerhofer, S. R. Nagel, A. Nikroo, S. Obenschain, R. D. Petrasso, J. E. Ralph, H. G. Rinderknecht, M. J. Rosenberg, A. J. Schmitt, R. J. Wallace, J. Weaver, C. Widmayer, S. Skupsky, A. A. Solodov, C. Stoeckl, B. Yaakobi, and J. D. Zuegel. Polar-direct-drive experiments on the National Ignition Facility. *Physics of Plasmas*, 22(5) :056308, 2015.
- [28] P. B. Radha, M. Hohenberger, D. H. Edgell, J. A. Marozas, F. J. Marshall, D. T. Michel, M. J. Rosenberg, W. Seka, A. Shvydky, T. R. Boehly, T. J. B. Collins, E. M. Campbell, R. S. Craxton, J. A. Delettrez, S. N. Dixit, J. A. Frenje, D. H. Froula, V. N. Goncharov, S. X. Hu, J. P. Knauer, R. L. McCrory, P. W. McKenty, D. D. Meyerhofer, J. Moody, J. F. Myatt, R. D. Petrasso, S. P. Regan, T. C. Sangster, H. Sio, S. Skupsky, and A. Zylstra. Direct drive : Simulations and results from the National Ignition Facility. *Physics of Plasmas*, 23(5) :056305, 2016.

- [29] S. P. Regan, V. N. Goncharov, T. C. Sangster, E. M. Campbell, R. Betti, K. S. Anderson, T. Bernat, A. Bose, T. R. Boehly, M. J. Bonino, D. Cao, R. Chapman, T. J. B. Collins, R. S. Craxton, A. K. Davis, J. A. Delettrez, D. H. Edgell, R. Epstein, M. Farrell, C. J. Forrest, J. A. Frenje, D. H. Froula, M. Gatu Johnson, C. Gibson, V. Yu. Glebov, A. Greenwood, D. R. Harding, M. Hohenberger, S. X. Hu, H. Huang, J. Hund, I. V. Igumenshchev, D. W. Jacobs-Perkins, R. T. Janezic, M. Karasik, R. L. Keck, J. H. Kelly, T. J. Kessler, J. P. Knauer, T. Z. Kosc, S. J. Loucks, J. A. Marozas, F. J. Marshall, R. L. McCrory, P. W. McKenty, D. D. Meyerhofer, D. T. Michel, J. F. Myatt, S. P. Obenschain, R. D. Petrasso, N. Petta, P. B. Radha, M. J. Rosenberg, A. J. Schmitt, M. J. Schmitt, M. Schoff, W. Seka, W. T. Shmayda, M. J. Shoup III, A. Shvydky, A. A. Solodov, C. Stoeckl, W. Sweet, C. Taylor, R. Taylor, W. Theobald, J. Ulreich, M. D. Wittman, K. M. Woo, and J. D. Zuegel. The national direct-drive program : OMEGA to the National Ignition Facility. *Fusion Science and Technology*, 73(2) :89–97, 2018.
- [30] S. X. Hu, G. Fiksel, V. N. Goncharov, S. Skupsky, D. D. Meyerhofer, and V. A. Smalyuk. Mitigating laser imprint in direct-drive inertial confinement fusion implosions with high- z dopants. *Phys. Rev. Lett.*, 108 :195003, 2012.
- [31] M. Hohenberger, A. Shvydky, J. A. Marozas, G. Fiksel, M. J. Bonino, D. Canning, T. J. B. Collins, C. Dorrer, T. J. Kessler, B. E. Kruschwitz, P. W. McKenty, D. D. Meyerhofer, S. P. Regan, T. C. Sangster, and J. D. Zuegel. Optical smoothing of laser imprinting in planar-target experiments on OMEGA EP using multi-FM 1-D smoothing by spectral dispersion. *Physics of Plasmas*, 23(9) :092702, 2016.
- [32] S. X. Hu, D. T. Michel, A. K. Davis, R. Betti, P. B. Radha, E. M. Campbell, D. H. Froula, and C. Stoeckl. Understanding the effects of laser imprint on plastic-target implosions on OMEGA. *Physics of Plasmas*, 23(10) :102701, 2016.
- [33] H. Takabe, K. Mima, L. Montierth, and R. L. Morse. Self-consistent growth rate of the Rayleigh–Taylor instability in an ablatively accelerating plasma. *The Physics of Fluids*, 28(12) :3676–3682, 1985.
- [34] B. A. Remington, S. V. Weber, M. M. Marinak, S. W. Haan, J. D. Kilkenny, R. J. Wallace, and G. Dimonte. Single-mode and multimode Rayleigh-Taylor experiments on Nova. *Physics of Plasmas*, 2(1) :241–255, 1995.
- [35] J. Sanz. Self-consistent analytical model of the Rayleigh-Taylor instability in inertial confinement fusion. *Phys. Rev. Lett.*, 73 :2700–2703, 1994.
- [36] J. P. Knauer, R. Betti, D. K. Bradley, T. R. Boehly, T. J. B. Collins, V. N. Goncharov, P. W. McKenty, D. D. Meyerhofer, V. A. Smalyuk, C. P. Verdon, S. G. Glendinning, D. H. Kalantar, and R. G. Watt. Single-mode, Rayleigh-Taylor growth-rate measurements on the OMEGA laser system. *Physics of Plasmas*, 7(1) :338–345, 2000.

- [37] V. A. Smalyuk, S. X. Hu, V. N. Goncharov, D. D. Meyerhofer, T. C. Sangster, C. Stoeckl, and B. Yaakobi. Systematic study of Rayleigh–Taylor growth in directly driven plastic targets. *Physics of Plasmas*, 15(8) :082703, 2008.
- [38] J. Sanz, J. Ramírez, R. Ramis, R. Betti, and R. P. J. Town. Nonlinear theory of the ablative Rayleigh-Taylor instability. *Phys. Rev. Lett.*, 89 :195002, 2002.
- [39] J. Sanz, J. Ramírez, R. Ramis, R. Betti, and R. P. J. Town. Nonlinear theory of the ablative Rayleigh-Taylor instability. *Plas. Phys. Control. Fusion*, 46 :367, 2004.
- [40] J. Garnier, P.-A. Raviart, C. Cherfils-Clérouin, and L. Masse. Weakly nonlinear theory for the ablative Rayleigh-Taylor instability. *Phys. Rev. Lett.*, 90 :185003, 2003.
- [41] Ye Zhou. Rayleigh-Taylor and Richtmyer-Meshkov instability induced flow, turbulence, and mixing. i. *Physics Reports*, 720-722 :1 – 136, 2017.
- [42] G. Dimonte, P. Ramaprabhu, D. L. Youngs, M. J. Andrews, and R. Rosner. Recent advances in the turbulent Rayleigh-Taylor instability. *Physics of Plasmas*, 12(5) :056301, 2005.
- [43] G. Dimonte. Dependence of turbulent Rayleigh-Taylor instability on initial perturbations. *Phys. Rev. E*, 69 :056305, 2004.
- [44] O. Sadot, V. A. Smalyuk, J. A. Delettrez, D. D. Meyerhofer, T. C. Sangster, R. Betti, V. N. Goncharov, and D. Shvarts. Observation of self-similar behavior of the 3D, nonlinear Rayleigh-Taylor instability. *Phys. Rev. Lett.*, 95 :265001, 2005.
- [45] V. A. Smalyuk, O. Sadot, J. A. Delettrez, D. D. Meyerhofer, S. P. Regan, and T. C. Sangster. Fourier-space nonlinear Rayleigh-Taylor growth measurements of 3D laser-imprinted modulations in planar targets. *Phys. Rev. Lett.*, 95 :215001, 2005.
- [46] D. Shvarts, U. Alon, D. Ofer, R. L. McCrory, and C. P. Verdon. Nonlinear evolution of multimode Rayleigh-Taylor instability in two and three dimensions. *Physics of Plasmas*, 2(6) :2465–2472, 1995.
- [47] J. Sanz, J. Ramírez, R. Ramis, R. Betti, and R. P. J. Town. Nonlinear theory of the ablative Rayleigh-Taylor instability. *Phys. Rev. Lett.*, 89 :195002, 2002.
- [48] T.R Boehly, D.L Brown, R.S Craxton, R.L Keck, J.P Knauer, J.H Kelly, T.J Kessler, S.A Kumpan, S.J Loucks, S.A Letzring, F.J Marshall, R.L McCrory, S.F.B Morse, W Seka, J.M Soures, and C.P Verdon. Initial performance results of the OMEGA laser system. *Optics Communications*, 133(1) :495 – 506, 1997.
- [49] L. Landau and E. Lifchitz. *Physique Theorique Tome 6, Mecanique des Fluides*. Librairie du globe, Editions MIR, 1989.
- [50] R. Dautray and J.P. Wttréau. *La fusion thermonucléaire inertielle par laser*. Eyrolles, 1993.

- [51] D. Layzer. On the instability of superposed fluids in a gravitational field. *apj*, 122 :1, 1955.
- [52] M. Berning and A. M. Rubenchik. A weakly nonlinear theory for the dynamical Rayleigh Taylor instability. *Physics of Fluids (1994-present)*, 10(7) :1564–1587, 1998.
- [53] V. N. Goncharov. Analytical Model of Nonlinear, Single-Mode, Classical Rayleigh-Taylor Instability at Arbitrary Atwood Numbers. *Phys. Rev. Lett.*, 88 :134502, 2002.
- [54] P. Ramaprabhu, G. Dimonte, P. Woodward, C. Fryer, G. Rockefeller, K. Muthuraman, P.-H. Lin, and J. Jayaraj. The late-time dynamics of the single-mode Rayleigh-Taylor instability. *Physics of Fluids*, 24(7) :074107, 2012.
- [55] Steven W. Haan. Onset of nonlinear saturation for Rayleigh-Taylor growth in the presence of a full spectrum of modes. *Phys. Rev. A*, 39 :5812–5825, 1989.
- [56] D. Oron, U. Alon, and D. Shvarts. Scaling laws of the Rayleigh–Taylor ablation front mixing zone evolution in inertial confinement fusion. *Physics of Plasmas*, 5(5) :1467–1476, 1998.
- [57] W. H. Cabot and A. W. Cook. Reynolds number effects on Rayleigh-Taylor instability with possible implications for type ia supernovae. *Nature Physics*, 2 :562, 2006.
- [58] D. L. Youngs. Numerical simulation of turbulent mixing by Rayleigh-Taylor instability. *Physica D : Nonlinear Phenomena*, 12(1) :32 – 44, 1984.
- [59] C. Garasi, A. Robinson, B. Fryxell, J. Biello, L. Dursi, P. MacNeice, K. Olson, P. Ricker, R. Rosner, F. Timmes, H. Tufo, Y.-N. Young, and M. Zingale. A comparative study of the turbulent rayleigh-taylor (rt) instability using high-resolution 3d numerical simulations : The alpha-group collaboration. 2003.
- [60] D. Olson and J. Jacobs. Experimental study of rayleigh-taylor instability with a complex initial perturbation. *Physics of Fluids*, 21(3) :034103, 2009.
- [61] Y. Elbaz and D. Shvarts. Modal model mean field self-similar solutions to the asymptotic evolution of Rayleigh-Taylor and Richtmyer-Meshkov instabilities and its dependence on the initial conditions. *Physics of Plasmas*, 25(6) :062126, 2018.
- [62] S. Atzeni and J. Meyer ter Vehn. *The Physics of Inertial Fusion*. Oxford Science Publications, 2004.
- [63] V. A. Smalyuk, V. N. Goncharov, T. R. Boehly, J. A. Delettrez, D. Y. Li, J. A. Marozas, A. V. Maximov, D. D. Meyerhofer, S. P. Regan, and T. C. Sangster. Measurements of laser-imprinting sensitivity to relative beam mistiming in planar plastic foils driven by multiple overlapping laser beams. *Physics of Plasmas*, 12(7) :072703, 2005.

- [64] V. N. Goncharov, S. Skupsky, T. R. Boehly, J. P. Knauer, P. McKenty, V. A. Smalyuk, R. P. J. Town, O. V. Gotchev, R. Betti, and D. D. Meyerhofer. A model of laser imprinting. *Physics of Plasmas*, 7(5) :2062–2068, 2000.
- [65] V. N. Goncharov. Theory of the ablative Richtmyer-Meshkov instability. *Phys. Rev. Lett.*, 82 :2091–2094, 1999.
- [66] V. N. Goncharov, O. V. Gotchev, E. Vianello, T. R. Boehly, J. P. Knauer, P. W. McKenty, P. B. Radha, S. P. Regan, T. C. Sangster, S. Skupsky, V. A. Smalyuk, R. Betti, R. L. McCrory, D. D. Meyerhofer, and C. Cherfils-Cléroutin. Early stage of implosion in inertial confinement fusion : Shock timing and perturbation evolution. *Physics of Plasmas*, 13(1) :012702, 2006.
- [67] J. A. Marozas, S. P. Regan, J. H. Kelly, D. D. Meyerhofer, W. Seka, and S. Skupsky. Laser beam smoothing caused by the small-spatial-scale b integral. *J. Opt. Soc. Am. B*, 19(1) :7–17, 2002.
- [68] T. Endo, K. Shigemori, H. Azechi, A. Nishiguchi, K. Mima, M. Sato, M. Nakai, S. Nakaji, N. Miyanaga, S. Matsuoka, A. Ando, K. A. Tanaka, and S. Nakai. Dynamic behavior of rippled shock waves and subsequently induced areal-density-perturbation growth in laser-irradiated foils. *Phys. Rev. Lett.*, 74 :3608–3611, 1995.
- [69] N. Matsui, K. Mima, M. Honda, and A. Nishiguchi. Analysis of rippled shock-wave propagation and ablation-front stability by theory and hydrodynamic simulation. *Journal of Plasma Physics*, 61(1) :43–50, 1999.
- [70] Y. Aglitskiy, A. L. Velikovich, M. Karasik, V. Serlin, C. J. Pawley, A. J. Schmitt, S. P. Obenschain, A. N. Mostovych, J. H. Gardner, and N. Metzler. Direct observation of mass oscillations due to ablative Richtmyer-Meshkov instability in plastic targets. *Phys. Rev. Lett.*, 87 :265001, 2001.
- [71] Y. Aglitskiy, A. L. Velikovich, M. Karasik, V. Serlin, C. J. Pawley, A. J. Schmitt, S. P. Obenschain, A. N. Mostovych, J. H. Gardner, and N. Metzler. Direct observation of mass oscillations due to ablative Richtmyer-Meshkov instability and feedout in planar plastic targets. *Physics of Plasmas*, 9(5) :2264–2276, 2002.
- [72] O. V. Gotchev, V. N. Goncharov, J. P. Knauer, T. R. Boehly, T. J. B. Collins, R. Epstein, P. A. Jaanimagi, and D. D. Meyerhofer. Test of thermal transport models through dynamic overpressure stabilization of ablation-front perturbation growth in laser-driven ch foils. *Phys. Rev. Lett.*, 96 :115005, 2006.
- [73] Y. Aglitskiy, N. Metzler, M. Karasik, V. Serlin, A. L. Velikovich, S. P. Obenschain, A. N. Mostovych, A. J. Schmitt, J. Weaver, J. H. Gardner, and T. Walsh. Perturbation evolution started by Richtmyer-Meshkov instability in planar laser targets. *Physics of Plasmas*, 13(8) :080703, 2006.
- [74] Y. Aglitskiy, M. Karasik, A. L. Velikovich, N. Metzler, S. T. Zalesak, A. J. Schmitt, J. H. Gardner, V. Serlin, J. Weaver, and S. P. Obenschain. Classical and ablative

- Richtmyer-Meshkov instability and other ICF-relevant plasma flows diagnosed with monochromatic x-ray imaging. *Physica Scripta*, T132 :014021, 2008.
- [75] Y. Aglitskiy, A. L. Velikovich, M. Karasik, N. Metzler, S. T. Zalesak, A. J. Schmitt, L. Phillips, J. H. Gardner, V. Serlin, J. L. Weaver, and S. P. Obenschain. Basic hydrodynamics of Richtmyer-Meshkov-type growth and oscillations in the inertial confinement fusion-relevant conditions. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 368(1916) :1739–1768, 2010.
- [76] Y. Aglitskiy, M. Karasik, A. L. Velikovich, V. Serlin, J. Weaver, T. J. Kessler, A. J. Schmitt, S. P. Obenschain, N. Metzler, and J. Oh. Observation of strong oscillations of areal mass in an unsupported shock wave. *Phys. Rev. Lett.*, 109 :085001, 2012.
- [77] D. A. Martinez, V. A. Smalyuk, I. V. Igumenshchev, B. Delorme, A. Casner, L. Masse, H.-S. Park, B. A. Remington, and M. Olazabal-Loumé. Measurement of ablative Richtmyer-Meshkov evolution from laser imprint. *Physics of Plasmas*, 24(10) :102702, 2017.
- [78] A. Casner, L. Masse, B. Delorme, D. Martinez, G. Huser, D. Galmiche, S. Liberatore, I. Igumenshchev, M. Olazabal-Loume, Ph. Nicolai, J. Breil, D. T. Michel, D. Froula, W. Seka, G. Riazuelo, S. Fujioka, A. Sunahara, M. Grech, C. Chicanne, M. Theobald, N. Borisenko, A. Orekhov, V. T. Tikhonchuk, B. Remington, V. N. Goncharov, and V. A. Smalyuk. Progress in indirect and direct-drive planar experiments on hydrodynamic instabilities at the ablation front. *Physics of Plasmas*, 21(12) :122702, 2014.
- [79] E. N. Loomis, D. Braun, S. H. Batha, C. Sorce, and O. L. Landen. Areal density evolution of isolated surface perturbations at the onset of x-ray ablation Richtmyer-Meshkov growth. *Physics of Plasmas*, 18(9) :092702, 2011.
- [80] J. L. Peterson, D. S. Clark, L. P. Masse, and L. J. Suter. The effects of early time laser drive on hydrodynamic instability growth in National Ignition Facility implosions. *Physics of Plasmas*, 21(9) :092710, 2014.
- [81] E. N. Loomis, D. Braun, S. H. Batha, and O. L. Landen. Observations of multimode perturbation decay at non-accelerating, soft x-ray driven ablation fronts. *Physics of Plasmas*, 19(12) :122703, 2012.
- [82] H. J. Kull and S. I. Anisimov. Ablative stabilization in the incompressible Rayleigh–Taylor instability. *The Physics of Fluids*, 29(7) :2067–2075, 1986.
- [83] H. J. Kull. Incompressible description of Rayleigh–Taylor instabilities in laser-ablated plasmas. *Physics of Fluids B : Plasma Physics*, 1(1) :170–182, 1989.
- [84] J. G. Wouchuk and A. R. Piriz. Growth rate reduction of the Rayleigh–Taylor instability by ablative convection. *Physics of Plasmas*, 2(2) :493–500, 1995.

- [85] A. R. Piriz, J. Sanz, and L. F. Ibañez. Rayleigh–Taylor instability of steady ablation fronts : The discontinuity model revisited. *Physics of Plasmas*, 4(4) :1117–1126, 1997.
- [86] V. N. Goncharov, P. McKenty, S. Skupsky, R. Betti, R. L. McCrory, and C. Cherfil-Clérouin. Modeling hydrodynamic instabilities in inertial confinement fusion targets. *Physics of Plasmas*, 7(12) :5118–5139, 2000.
- [87] R. Betti, V. N. Goncharov, R. L. McCrory, and C. P. Verdon. Growth rates of the ablative Rayleigh–Taylor instability in inertial confinement fusion. *Physics of Plasmas*, 5(5) :1446–1454, 1998.
- [88] V. A. Smalyuk, M. Barrios, J. A. Caggiano, D. T. Casey, C. J. Cerjan, D. S. Clark, M. J. Edwards, J. A. Frenje, M. Gatu-Johnson, V. Y. Glebov, G. Grim, S. W. Haan, B. A. Hammel, A. Hamza, D. E. Hoover, W. W. Hsing, O. Hurricane, J. D. Kilkenny, J. L. Kline, J. P. Knauer, J. Kroll, O. L. Landen, J. D. Lindl, T. Ma, J. M. McNaney, M. Mintz, A. Moore, A. Nikroo, T. Parham, J. L. Peterson, R. Petrasso, L. Pickworth, J. E. Pino, K. Raman, S. P. Regan, B. A. Remington, H. F. Robey, D. P. Rowley, D. B. Sayre, R. E. Tipton, S. V. Weber, K. Widmann, D. C. Wilson, and C. B. Yeaman. Hydrodynamic instability growth and mix experiments at the National Ignition Facility. *Physics of Plasmas*, 21(5) :056301, 2014.
- [89] C. R. Weber, T. Döppner, D. T. Casey, T. L. Bunn, L. C. Carlson, R. J. Dylla-Spears, B. J. Kozioziemski, A. G. MacPhee, A. Nikroo, H. F. Robey, J. D. Sater, and V. A. Smalyuk. First measurements of fuel-ablator interface instability growth in inertial confinement fusion implosions on the National Ignition Facility. *Phys. Rev. Lett.*, 117 :075002, 2016.
- [90] D. A. Martinez, V. A. Smalyuk, J. O. Kane, A. Casner, S. Liberatore, and L. P. Masse. Evidence for a bubble-competition regime in indirectly driven ablative Rayleigh-Taylor instability experiments on the NIF. *Phys. Rev. Lett.*, 114 :215004, 2015.
- [91] A. Casner, L. Masse, S. Liberatore, P. Loiseau, P. E. Masson-Laborde, L. Jacquet, D. Martinez, A. S. Moore, R. Seugling, S. Felker, S. W. Haan, B. A. Remington, V. A. Smalyuk, M. Farrell, E. Giraldez, and A. Nikroo. Probing the deep nonlinear stage of the ablative Rayleigh-Taylor instability in indirect drive experiments on the National Ignition Facility. *Physics of Plasmas*, 22(5) :056302, 2015.
- [92] E. I. Moses, R. N. Boyd, B. A. Remington, C. J. Keane, and R. Al-Ayat. The National Ignition Facility : Ushering in a new age for high energy density science. *Physics of Plasmas*, 16(4) :041006, 2009.
- [93] C. R. Wuest G.H. Miller, E. I. Moses. The National Ignition Facility. *Optical Engineering*, 43, 2004.
- [94] C. A. Haynam, P. J. Wegner, J. M. Auerbach, M. W. Bowers, S. N. Dixit, G. V. Erbert, G. M. Heestand, M. A. Henesian, M. R. Hermann, K. S. Jancaitis, K. R. Manes,

- C. D. Marshall, N. C. Mehta, J. Menapace, E. Moses, J. R. Murray, M. C. Nostrand, C. D. Orth, R. Patterson, R. A. Sacks, M. J. Shaw, M. Spaeth, S. B. Sutton, W. H. Williams, C. C. Widmayer, R. K. White, S. T. Yang, and B. M. Van Wonterghem. National Ignition Facility laser performance status. *Appl. Opt.*, 46(16) :3276–3303, 2007.
- [95] *NIF User Guide*. 2016.
- [96] S. Skupsky, J. A. Marozas, R. S. Craxton, R. Betti, T. J. B. Collins, J. A. Delettrez, V. N. Goncharov, P. W. McKenty, P. B. Radha, T. R. Boehly, J. P. Knauer, F. J. Marshall, D. R. Harding, J. D. Kilkenny, D. D. Meyerhofer, T. C. Sangster, and R. L. McCrory. Polar direct drive on the National Ignition Facility. *Physics of Plasmas*, 11(5) :2763–2770, 2004.
- [97] J. A. Marozas, F. J. Marshall, R. S. Craxton, I. V. Igumenshchev, S. Skupsky, M. J. Bonino, T. J. B. Collins, R. Epstein, V. Yu. Glebov, D. Jacobs-Perkins, J. P. Knauer, R. L. McCrory, P. W. McKenty, D. D. Meyerhofer, S. G. Noyes, P. B. Radha, T. C. Sangster, W. Seka, and V. A. Smalyuk. Polar-direct-drive simulations and experiments. *Physics of Plasmas*, 13(5) :056311, 2006.
- [98] M. Hohenberger, P. B. Radha, J. F. Myatt, S. LePape, J. A. Marozas, F. J. Marshall, D. T. Michel, S. P. Regan, W. Seka, A. Shvydky, T. C. Sangster, J. W. Bates, R. Betti, T. R. Boehly, M. J. Bonino, D. T. Casey, T. J. B. Collins, R. S. Craxton, J. A. Delettrez, D. H. Edgell, R. Epstein, G. Fiksel, P. Fitzsimmons, J. A. Frenje, D. H. Froula, V. N. Goncharov, D. R. Harding, D. H. Kalantar, M. Karasik, T. J. Kessler, J. D. Kilkenny, J. P. Knauer, C. Kurz, M. Lafon, K. N. LaFortune, B. J. MacGowan, A. J. Mackinnon, A. G. MacPhee, R. L. McCrory, P. W. McKenty, J. F. Meeker, D. D. Meyerhofer, S. R. Nagel, A. Nikroo, S. Obenschain, R. D. Petrasso, J. E. Ralph, H. G. Rinderknecht, M. J. Rosenberg, A. J. Schmitt, R. J. Wallace, J. Weaver, C. Widmayer, S. Skupsky, A. A. Solodov, C. Stoeckl, B. Yaakobi, and J. D. Zuegel. Polar-direct-drive experiments on the National Ignition Facility. *Physics of Plasmas*, 22(5) :056308, 2015.
- [99] S. Skupsky, R. W. Short, T. Kessler, R. S. Craxton, S. Letzring, and J. M. Soures. Improved laser-beam uniformity using the angular dispersion of frequency-modulated light. *Journal of Applied Physics*, 66(8) :3456–3462, 1989.
- [100] S. P. Regan, J. A. Marozas, J. H. Kelly, T. R. Boehly, W. R. Donaldson, P. A. Jaanimagi, R. L. Keck, T. J. Kessler, D. D. Meyerhofer, W. Seka, S. Skupsky, and V. A. Smalyuk. Experimental investigation of smoothing by spectral dispersion. *J. Opt. Soc. Am. B*, 17(9) :1483–1489, 2000.
- [101] J. D. Kilkenny, P. M. Bell, D. K. Bradley, D. L. Bleuel, J. A. Caggiano, E. L. Dewald, W. W. Hsing, D. H. Kalantar, R. L. Kauffman, D. J. Larson, J. D. Moody, D. H. Schneider, M. B. Schneider, D. A. Shaughnessy, R. T. Shelton, W. Stoeffl, K. Widmann, C. B. Yeamans, S. H. Batha, G. P. Grim, H. W. Herrmann, F. E.

- Merrill, R. J. Leeper, J. A. Oertel, T. C. Sangster, D. H. Edgell, M. Hohenberger, V. Yu. Glebov, S. P. Regan, J. A. Frenje, M. Gatu-Johnson, R. D. Petrasso, H. G. Rinderknecht, A. B. Zylstra, G. W. Cooper, and C. Ruizf. The National Ignition Facility diagnostic set at the completion of the National Ignition Campaign, September 2012. *Fusion Science and Technology*, 69(1) :420–451, 2016.
- [102] D. Bower, T. McCarville, S. Alvarez, L. Ault, M. Brown, and M. Chrisp. The full aperture backscatter station measurement system on the National Ignition Facility. *The 15th Topical Conference on High-Temperature Plasma Diagnostics, San Diego, CA*, 2004.
- [103] J. A. Oertel, R. Aragonez, T. Archuleta, C. Barnes, L. Casper, V. Fatherley, T. Heinrichs, R. King, D. Landers, F. Lopez, P. Sanchez, G. Sandoval, L. Schrank, P. Walsh, P. Bell, M. Brown, R. Costa, J. Holder, S. Montelongo, and N. Pederson. Gated x-ray detector for the National Ignition Facility. *Review of Scientific Instruments*, 77(10) :10E308, 2006.
- [104] G. A. Kyrala, S. Dixit, S. Glenzer, D. Kalantar, D. Bradley, N. Izumi, N. Meezan, O.L. Landen, D. Callahan, S. V. Weber, J. P. Holder, S. Glenn, M. J. Edwards, P. Bell, J. Kimbrough, J. Koch, R. Prasad, L. Suter, J. L. Kline, and J. Kilkenny. Measuring symmetry of implosions in cryogenic hohlraums at the NIF using gated x-ray detectors. *Review of Scientific Instruments*, 81(10) :10E316, 2010.
- [105] E. L. Dewald, K. M. Campbell, R. E. Turner, J. P. Holder, O. L. Landen, S. H. Glenzer, R. L. Kauffman, L. J. Suter, M. Landon, M. Rhodes, and D. Lee. Dante soft x-ray power diagnostic for National Ignition Facility. *Review of Scientific Instruments*, 75(10) :3759–3761, 2004.
- [106] F. E. Merrill, D. Bower, R. Buckles, D. D. Clark, C. R. Danly, O. B. Drury, J. M. Dzenitis, V. E. Fatherley, D. N. Fittinghoff, R. Gallegos, G. P. Grim, N. Guler, E. N. Loomis, S. Lutz, R. M. Malone, D. D. Martinson, D. Mares, D. J. Morley, G. L. Morgan, J. A. Oertel, I. L. Tregillis, P. L. Volegov, P. B. Weiss, C. H. Wilde, and D. C. Wilson. The neutron imaging diagnostic at NIF. *Review of Scientific Instruments*, 83(10) :10D317, 2012.
- [107] Documentation sur IDL. http://www.exelisvis.com/docs/using_idl_home.html.
- [108] L. Vincent and P. Soille. *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence*, 13 :583, 1991.
- [109] J. Breil, S. Galera, and P.-H. Maire. Multi-material ALE computation in inertial confinement fusion code CHIC. *Computers & Fluids*, 46(1) :161 – 167, 2011.
- [110] L. Spitzer and R. Härm. Transport phenomena in a completely ionized gas. *Phys. Rev.*, 89 :977–981, 1953.
- [111] M. Olazabal-Loume and L. Hallo. Stability study of planar targets using standard and adiabat shaping pulses. *Physics of Plasmas*, 14(10) :102705, 2007.

- [112] X. Ribeyre, P. Nicolai, G. Schurtz, M. Olazabal-Loumé, J. Breil, P.-H. Maire, J.-L. Feugeas, L. Hallo, and V. T. Tikhonchuk. Compression phase study of the HiPER baseline target. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 50(2) :025007, 2008.
- [113] S. Atzeni, J.R. Davies, L. Hallo, J.J. Honrubia, P.H. Maire, M. Olazabal-Loume, J.L. Feugeas, X. Ribeyre, A. Schiavi, G. Schurtz, J. Breil, and Ph. Nicolai. Studies on targets for inertial fusion ignition demonstration at the HiPER facility. *Nuclear Fusion*, 49(5) :055008, 2009.
- [114] L. Hallo, M. Olazabal-Loume, X. Ribeyre, V. Drean, G. Schurtz, J.-L. Feugeas, J. Breil, Ph. Nicolai, and P.-H. Maire. Hydrodynamic and symmetry safety factors of HiPER’s targets. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 51(1) :014001, 2009.
- [115] B. Delorme. *Etude expérimentale des conditions initiales de l’instabilité de Rayleigh-Taylor au front d’ablation en Fusion par Confinement Inertiel*. PhD thesis, Université de Bordeaux, 2015.
- [116] B. Delorme, M. Olazabal-Loumé, A. Casner, Ph. Nicolai, D. T. Michel, G. Riazuelo, N. Borisenko, J. Breil, S. Fujioka, M. Grech, A. Orekhov, W. Seka, A. Sunahara, D. H. Froula, V. Goncharov, and V. T. Tikhonchuk. Experimental demonstration of laser imprint reduction using underdense foams. *Physics of Plasmas*, 23(4) :042701, 2016.
- [117] A. Casner, V. A. Smalyuk, L. Masse, I. Igumenshchev, S. Liberatore, L. Jacquet, C. Chicanne, P. Loiseau, O. Poujade, D. K. Bradley, H. S. Park, and B. A. Remington. Designs for highly nonlinear ablative Rayleigh-Taylor experiments on the National Ignition Facility. *Physics of Plasmas*, 19(8) :082708, 2012.
- [118] M. A. Barrios, D. G. Hicks, T. R. Boehly, D. E. Fratanduono, J. H. Eggert, P. M. Celliers, G. W. Collins, and D. D. Meyerhofer. High-precision measurements of the equation of state of hydrocarbons at 1-10 Mbar using laser-driven shock waves. *Physics of Plasmas*, 17(5) :056307, 2010.
- [119] A.L. Kritcher, T. Döppner, D. Swift, J. Hawreliak, G. Collins, J. Nilsen, B. Bachmann, E. Dewald, D. Strozzi, S. Felker, O.L. Landen, O. Jones, C. Thomas, J. Hammer, C. Keane, H.J. Lee, S.H. Glenzer, S. Rothman, D. Chapman, D. Kraus, P. Neumayer, and R.W. Falcone. Probing matter at Gbar pressures at the NIF. *High Energy Density Physics*, 10 :27 – 34, 2014.
- [120] R. C. Malone, R. L. McCrory, and R. L. Morse. Indications of strongly flux-limited electron thermal conduction in laser-target experiments. *Phys. Rev. Lett.*, 34 :721–724, 1975.
- [121] R. McCrory and al. High intensity laser-matter interactions. *Phys. Rev.*, 913 :40, 1988.
- [122] U. Alon, D. Shvarts, and D. Mukamel. Scale-invariant regime in Rayleigh-Taylor bubble-front dynamics. *Phys. Rev. E*, 48 :1008–1014, 1993.

- [123] D. Oron, L. Arazi, D. Kartoon, A. Rikanati, U. Alon, and D. Shvarts. Dimensionality dependence of the Rayleigh-Taylor and Richtmyer-Meshkov instability late-time scaling laws. *Physics of Plasmas*, 8(6) :2883–2889, 2001.
- [124] Uri Alon, Jacob Hecht, David Mukamel, and Dov Shvarts. Scale invariant mixing rates of hydrodynamically unstable interfaces. *Phys. Rev. Lett.*, 72 :2867–2870, 1994.
- [125] H. Zhang, R. Betti, R. Yan, D. Zhao, D. Shvarts, and H. Aluie. Self-similar multi-mode bubble-front evolution of the ablative Rayleigh-Taylor instability in two and three dimensions. *Phys. Rev. Lett.*, 121 :185002, Oct 2018.
- [126] J. Sanz, L. Masse, and P. Clavin. The linear Darrieus-Landau and Rayleigh-Taylor instabilities in inertial confinement fusion revisited. *Physics of Plasmas*, 13(10) :102702, 2006.
- [127] P. Clavin and L. Masse. Instabilities of ablation fronts in inertial confinement fusion : A comparison with flames. *Physics of Plasmas*, 11(2) :690–705, 2004.

Publications et communications

Publications

- A Casner, **C Mailliet**, S F Khan, D Martinez, N Izumi, D Kalantar, P Di Nicola, J M Di Nicola, E Le Bel, I Igumenshchev, V T Tikhonchuk, B A Remington, L Masse and V A Smalyuk, *Long-duration planar direct-drive hydrodynamics experiments on the NIF*, Plasma Physics and Controlled Fusion 60 (014012), 2018
- A Casner, **C Mailliet**, G Rigon, S F Khan, D Martinez, B Albertazzi, T Michel, T Sano, Y Sakawa, P Tzeferacos, D Lamb, S Liberatore, N Izumi, D Kalantar, P Di Nicola, J M Di Nicola, E Le Bel, I Igumenshchev, V T Tikhonchuk, B A Remington, J Ballet, E Falize, L Masse and V A Smalyuk, *From ICF to laboratory astrophysics : ablative and classical Rayleigh-Taylor Instability experiments in turbulent-like regimes*, Nuclear Fusion, 2018
- **C.Mailliet**, E.Le Bel, S F Khan, D Martinez, N Izumi, I Igumenshchev, V T Tikhonchuk, B A Remington, V A Smalyuk, L Masse and A Casner, *Late time planar DD hydrodynamics experiments on the National Ignition Facility : Platform design and numerical modeling with CHIC*, submitted to Physics of Plasmas
- A. Casner, S. Khan, **C. Mailliet** et al, *Asymptotic evolution and dependence on initial conditions for the Rayleigh-Taylor Instability at the ablation front*, in preparation

Communications

- **Posters** : *Long duration Direct Drive Planar Hydrodynamic Experiments on the National Ignition Facility*, Symposium LAPHIA, Pessac, Septembre 2016 et Forum ILP, Aussois, Mars 2017
- **Oral** : *Long duration Direct Drive Planar Hydrodynamic Experiments on the National Ignition Facility*, Direct Drive and Fast Ignition Workshop, Bordeaux, Avril 2016
- **Oral** : *Late time Hydrodynamics in Planar Direct Drive on the National Ignition Facility*, 43rd EPS Conference on Plasma Physics, Louvain, Juillet 2016
- **Oral** : *Late Time 3D Imprinted Rayleigh-Taylor Instability Experiments on the NIF*, 10th International Conference on Inertial Fusion Sciences and Applications (IFSA) , Saint-Malo, Septembre 2017
- **Oral** : *3D broadband Bubbles Dynamics for the imprinted ablative Rayleigh-Taylor Instability on the NIF*, 16th International Workshop on the Physics of Compressible Turbulent Mixing (IWPCTM), Marseille, Juillet 2018

Résumé

Le développement des instabilités hydrodynamiques lors d'une expérience de fusion par confinement inertiel représente un sévère obstacle à l'obtention des conditions nécessaires à l'allumage et l'auto-entretien des réactions thermonucléaires. Il est ainsi crucial de comprendre, modéliser et éventuellement contrôler ces instabilités. L'instabilité se développant au front d'ablation est particulièrement étudiée dans le cadre du schéma d'attaque directe, à cause notamment du phénomène d'empreinte laser. Cependant le stade fortement non-linéaire de l'instabilité de Rayleigh-Taylor au front d'ablation reste peu exploré. Cette étude vise donc à analyser ce régime. Dans un premier temps, une nouvelle plateforme expérimentale est développée sur le laser National Ignition Facility (NIF) permettant l'étude de phénomènes hydrodynamiques avec plusieurs dizaines de nanosecondes d'impulsion laser. Cette plateforme est ensuite calibrée avec l'étude de la croissance d'une perturbation 2D sous l'effet de l'instabilité de Rayleigh-Taylor. Une plateforme de simulations numériques 2D est également développée sur le code hydrodynamique CHIC capable de modéliser les expériences réalisées. L'étude du régime fortement non-linéaire de l'instabilité de Rayleigh-Taylor est réalisée à partir d'une perturbation multimode 3D imprimée par laser. L'impact de la condition initiale est étudiée en utilisant un faisceau d'empreinte lissé d'une part et non lissé d'autre part. L'analyse des données de radiographie dans l'espace de Fourier et dans l'espace réel permet d'évaluer tous les différents paramètres de l'instabilité (taux de croissance linéaire, vitesses de saturation, taux de coalescence de bulles et paramètre de croissance auto-semblable α) et de comparer les mesures aux modèles existants. L'importance de la condition initiale au stade fortement non-linéaire de la perturbation est ainsi démontrée dans les résultats obtenus.

Summary

Hydrodynamic instabilities growth is the major obstacle to achieve ignition conditions in inertial confinement fusion. It is thus crucial to understand, predict and possibly control those instabilities. Ablation front instability is particularly studied in the direct drive scheme, because of the laser imprint phenomenon. However highly non-linear stage of the ablative Rayleigh-Taylor instability remains poorly investigated. This study aims to analyze this regime. First a new direct drive experimental platform is developed on the NIF. It enables to study hydrodynamics up to thirty nanoseconds of laser drive. This experimental configuration is then benchmarked with the study of the growth of a 2D preimposed ripple under the effect of Rayleigh-Taylor instability. A 2D numerical platform is also developed using CHIC hydrocode to reproduce experimental results. The study of a highly non-linear Rayleigh-Taylor instability regime is realized with a 3D broadband laser imprinted perturbation. Initial conditions impact is studied by using both a smoothed and a raw imprint beam. Face-on radiography data are analyzed in real and Fourier space in order to estimate all the parameters of the instability : linear growth rates, saturation velocity, bubble-merging rate and self-similar growth parameter α . All those values are compared to existing models. The important role of initial conditions at highly non-linear stage of the perturbation is demonstrated.