



HAL
open science

Étude des propriétés statistiques d'une tache focale laser lissée et de leur influence sur la rétrodiffusion brillouin stimulée

Maxime Duluc

► **To cite this version:**

Maxime Duluc. Étude des propriétés statistiques d'une tache focale laser lissée et de leur influence sur la rétrodiffusion brillouin stimulée. Physique [physics]. Université de Bordeaux, 2019. Français. NNT : 2019BORD0118 . tel-02324824

HAL Id: tel-02324824

<https://theses.hal.science/tel-02324824>

Submitted on 22 Oct 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
POUR OBTENIR LE GRADE DE
DOCTEUR DE
L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

SCIENCES PHYSIQUE ET DE L'INGÉNIEUR
ASTROPHYSIQUE, PLASMA, NUCLÉAIRE

Par Maxime DULUC

**ÉTUDES DES PROPRIÉTÉS STATISTIQUES D'UNE TACHE
FOCALE LASER LISSÉE ET DE LEUR INFLUENCE SUR LA
RÉTRODIFFUSION BRILLOUIN STIMULÉE**

Sous la direction de : Emmanuel D'Humières
Co-directeur : Denis Penninckx

Soutenue le 15/07/2019

Membres du jury :

M.	TIKHONCHUK, Vladimir	Professeur, Université Bordeaux 1	Président
Mme	RICONDA, Caterina	Professeur, Sorbonne Université	Rapporteur
M.	HÜLLER, Stefan	Directeur de recherche, CNRS	Rapporteur
M.	LOISEAU, Pascal	Ingénieur-chercheur, CEA	Examineur
M.	DI NICOLA, Jean-Michel	Ingénieur-chercheur, LLNL	Examineur
Mme	ZOU, Ji-Ping	Ingénieur de recherche, CNRS	Examineur
M.	RIAZUELO, Gilles	Ingénieur-chercheur, CEA	Invité

ÉTUDES DES PROPRIÉTÉS STATISTIQUES D'UNE TACHE FOCALE LASER LISSÉE ET DE LEUR INFLUENCE SUR LA RÉTRODIFFUSION BRILLOUIN STIMULÉE**Résumé**

Dans le contexte de la fusion par confinement inertiel (FCI), le lissage optique est une technique utilisée pour obtenir une irradiation laser aussi homogène que possible, en modifiant les propriétés de cohérence temporelle et spatiale des faisceaux laser. L'utilisation du lissage optique est une nécessité sur les lasers de puissance comme le Laser Mégajoule (LMJ) pour limiter le développement des instabilités paramétriques issues de l'interaction laser-plasma, et parmi elles, la rétrodiffusion Brillouin stimulée (RBS). Ces instabilités entraînent des défauts d'irradiation sur cible et peuvent aussi être une source d'endommagement dans la chaîne optique. Cependant ces techniques peuvent entraîner d'autres problèmes au niveau de la chaîne laser, tels que la conversion de modulation de phase en modulation d'amplitude (FM-AM), néfastes au bon déroulement des expériences et pouvant également endommager les chaînes laser.

On comprend donc qu'il est nécessaire de trouver un compromis autour du lissage optique. L'évolution du compromis du lissage est cependant compliquée car la quantification des gains et des pertes est très difficile à établir. Ainsi, tant que la quantification n'est pas faite, le compromis n'évolue pas : le lasériste souhaite toujours moins de lissage et « l'expérimentateur » toujours plus de lissage mais aucun des deux ne peut apporter suffisamment d'éléments quantitatifs pour faire pencher la balance. Cette thèse propose donc de poser les premières briques permettant d'arriver à ce compromis pour le LMJ, à l'aide d'études théoriques et numériques.

Nous comparons soigneusement le lissage longitudinal (LSSD) et transversal (TSSD) par dispersion spectrale dans une configuration de lissage idéale pour chaque cas. Avec des codes 3D, nous avons simulé la RBS dans un plasma d'or, typique des expériences de FCI et favorable au développement de la RBS. Nous montrons que, contrairement aux idées reçues, l'évolution temporelle de la RBS présente certaines différences entre les deux systèmes de lissage. Premièrement, les valeurs asymptotiques des niveaux de saturation ne sont pas tout à fait les mêmes. Avec une simple description des rayons et le calcul du gain RBS pour chaque rayon, nous avons pu expliquer cette différence. En outre, la dynamique de la RBS est également quelque peu différente. Nous avons montré que la dynamique RBS est déterminée par l'évolution temporelle des propriétés des surintensités et en particulier par la longueur d'interaction effective entre la lumière rétrodiffusée Brillouin et des points chauds vue par la lumière. Cette longueur d'interaction effective dépend à la fois de la vitesse longitudinale et de la longueur des points chauds. En effet, la synchronisation des longueurs d'interaction effectives des deux schémas de lissage synchronise également la croissance des courbes de rétrodiffusion avant saturation.

Nous montrons, également qu'il est possible de faire évoluer les paramètres de lissage du LMJ en illustrant une nouvelle façon de réduire la conversion FM-AM inévitablement présente dans les lasers de forte puissance. En répartissant le spectre total habituellement utilisé par un quadruplet (regroupement de 4 faisceaux), en deux parties de spectres identiques plus petits sur les faisceaux de gauche et de droite, la conversion FM en AM est considérablement réduite de 30% à 5% tout en maintenant la performance de lissage pour la RBS. Nous avons également montré que le temps de cohérence qui en résulte n'a aucun effet sur le niveau maximal de RBS atteint. De la même façon, il faudra étudier l'impact de ces évolutions sur d'autres instabilités telles que la diffusion Raman stimulée ou le transfert d'énergie par croisement de faisceaux.

Mots clés : fusion par confinement inertiel, laser mégajoule, interaction laser-plasma, lissage optique, instabilités paramétriques, diffusion brillouin, conversion fm-am

STUDIES OF THE STATISTICAL PROPERTIES OF A SMOOTHED LASER FOCAL SPOT AND THEIR INFLUENCE ON STIMULATED BRILLOUIN BACKSCATTERING**Abstract**

In the context of inertial confinement fusion (ICF), optical smoothing is a technique used to obtain a laser irradiation as homogeneous as possible, by modifying the temporal and spatial coherence properties of the laser beams. The use of optical smoothing is a necessity on high-power lasers such as the Laser Mégajoule (LMJ) to limit the development of parametric instabilities resulting from laser-plasma interaction, and among them, stimulated Brillouin backscattering (SBS). These instabilities lead to target irradiation defects and can also be a source of damage in the optical lines. However, these techniques can lead to other problems in the laser lines, such as the conversion of phase modulation to amplitude modulation (FM-to-AM), which is harmful to the proper conduct of the experiments and can also damage the laser optics.

It is therefore a necessity to find a compromise around optical smoothing. The evolution of the smoothing compromise is however complicated because the quantification of gains and losses is very difficult to establish. Thus, as long as a quantification is not done, the compromise does not evolve: the laserist always wants less smoothing and the experimentalist always more smoothing, but neither of them can bring enough quantitative elements to tip the balance. This thesis therefore proposes to lay the first groundwork for reaching this compromise for the LMJ, using theoretical and numerical studies.

We carefully compare longitudinal (LSSD) and transverse (TSSD) smoothing by spectral dispersion in an ideal smoothing configuration for each case. With 3D codes, we simulated SBS in a gold plasma, typical of ICF experiments and favourable to the development of SBS. We show that, contrary to popular belief, the temporal evolution of SBS shows some differences between the two smoothing schemes. First, the asymptotic values of saturation levels are not quite the same. With a simple description using light rays and the calculation of the SBS gain for each ray, we were able to explain this difference. In addition, the dynamics of SBS are also somewhat different. We have shown that the SBS dynamics is determined by the temporal evolution of the properties of the hot-spots and in particular by the effective interaction length between the Brillouin backscattered light and the hot-spots. This effective interaction length depends on both the longitudinal velocity and the length of the hot-spots. Indeed, the synchronization of the effective interaction lengths of the two smoothing schemes also synchronizes the growth of the backscatter curves before saturation.

We also show that it is possible to change the smoothing parameters of the LMJ by illustrating a new way to reduce the FM-to-AM conversion inevitably present in high-power lasers. By splitting the total spectrum usually used by a quadruplet (grouping of 4 beams) into two parts of smaller identical spectra on the left and right beams, the FM-to-AM conversion is significantly reduced from 30% to 5% while maintaining the smoothing performance for SBS. We have also shown that the resulting coherence time of the laser has no effect on the maximum level of SBS achieved. Similarly, the impact of these developments on other instabilities such as the stimulated Raman scattering or crossed beams energy transfer will also need to be investigated.

Keywords: inertial confinement fusion, laser mégajoule, laser plasma interaction, optical smoothing, parametric instabilities, stimulated brillouin scattering, fm-to-am conversion

Sommaire

Résumé	iii
Sommaire	v
Introduction	1
I Modèles théoriques et numériques	11
1 Le lissage optique des lasers de puissance	13
2 L'instabilité paramétrique Brillouin stimulée dans les plasmas de fusion	31
3 Méthodologie de la simulation	47
II Comparaison entre le lissage par dispersion spectrale transverse et longitudinale	67
4 Études statistiques de la tache focale du LDST et LDSL	69
5 Comparaison du LDST et LDSL sur la rétrodiffusion Brillouin stimulée	85
III Performances d'une chaîne laser LMJ	103
6 Études d'un quadruplet LMJ	105
Conclusions et perspectives	125
Bibliographie	129
Table des matières	135

Introduction

Dans un monde où les problèmes énergétiques sont de plus en plus présents, l'énergie nucléaire, bien que controversée, reste un enjeu majeur du développement énergétique. Il existe deux façons de libérer cette énergie. La première consiste à "casser" des noyaux lourds, c'est ce qu'on appelle la fission. La seconde consiste, quant à elle, à "combiner" des noyaux légers et est appelée fusion. L'énergie nucléaire correspond à l'énergie émise par les noyaux lorsqu'ils stabilisent leur masse, soit en fissionnant en produits de fission de masses inférieures pour les éléments les plus lourds, soit en fusionnant en des noyaux de masses supérieures pour les éléments les plus légers. Les noyaux lourds ont une prédisposition naturelle à fissionner et ne requièrent donc pas d'importants apports extérieurs en énergie. C'est pourquoi la fission nucléaire est un processus bien maîtrisé et est mise en œuvre dans les réacteurs nucléaires actuels pour la production d'électricité.

Le processus de fusion de deux noyaux requiert lui, à l'inverse, un important apport extérieur en énergie. Le but est de donner aux noyaux une énergie cinétique suffisante pour vaincre la barrière coulombienne avant que les forces nucléaires attractives ne l'emportent. Du point de vue de la mécanique classique, il faudrait aux particules une énergie supérieure à la barrière coulombienne pour la traverser, soit quelques centaines de keV. Cependant, une énergie de quelques dizaines de keV peut être suffisante pour passer la barrière par effet tunnel. En pratique, il faut donc chauffer le combustible jusqu'à des températures de quelques dizaines de keV, soit quelques centaines de millions de degrés¹.

La fusion serait à long terme une alternative aux techniques actuelles de production d'énergie car elle présente en effet de nombreux avantages :

- à masse de combustible égale, l'énergie dégagée par fusion est plus de 5 fois supérieure à l'énergie dégagée par fission [1],
- une abondance naturelle de deutérium dans les océans ($\sim 33 \text{ g} \cdot \text{m}^{-3}$), combustible de la réaction, suffisante pour alimenter la planète en énergie pour 100 millions d'années,
- la réaction est essentiellement « propre ». Les produits de la fusion eux-mêmes (principalement de l'hélium 4) ne sont pas radioactifs. Les déchets potentiels se limitent, lorsque la réaction utilisée émet des neutrons rapides, aux matériaux environnants, qui peuvent capturer ces neutrons et devenir à leur tour des isotopes radioactifs.

Toutes ces raisons font de la fusion une source d'énergie très prometteuse. Cependant, bien que la fusion nucléaire, appelée aussi thermonucléaire, soit à l'œuvre de manière naturelle dans le Soleil et dans les autres étoiles de l'univers où le confinement des noyaux, nécessaire pour vaincre la répulsion coulombienne, est assuré par la gravité, sur Terre elle nécessite un confinement particulier et c'est ici qu'interviennent les lasers de puissance.

Comment arriver à la fusion ?

Depuis leur invention en 1960, le domaine des lasers n'a cessé de se développer et les applications sont de plus en plus nombreuses étant donné le large éventail de leurs propriétés de cohérences spatiale et temporelle. Un des axes de recherche qui nous intéresse plus particulièrement est le développement de lasers dits de puissance, qui mettent en œuvre de très fortes énergies. Ces lasers focalisent la lumière dans un très petit volume et dans un temps très bref, afin d'obtenir l'éclairement le plus important possible. Dès 1962, Jean Robieux [2] proposa d'utiliser ces lasers de puissance et de les faire interagir avec

1. Une énergie de un électron-volt est équivalente à une température de $1,1604 \times 10^4 \text{ K}$

des cibles millimétriques dans le but de créer des réactions de fusion et donc de produire de grandes quantités d'énergie.

Deux méthodes sont actuellement développées pour recréer les conditions de fusion. L'une d'elle, notamment portée via le projet international ITER, est la Fusion par Confinement Magnétique (FCM). Ici le combustible nécessaire est maintenu à une certaine densité à l'aide de puissant champ magnétique dans des temps dépassant la dizaine de minute, le but étant d'obtenir l'équivalent d'un réacteur en régime stationnaire comme les réacteurs de fission des centrales nucléaires actuelles. L'autre, qui sert de cadre à notre étude, est appelée Fusion par Confinement Inertiel et consiste à comprimer une cible sphérique composée d'atomes de deutérium (D) et de tritium (T) d'environ 1 mm de rayon à l'aide de nombreux faisceaux lasers, jusqu'à atteindre les conditions de pression, température et densité pour vaincre la répulsion coulombienne et amorcer les réactions de fusion dans des temps, cette fois-ci, de l'ordre de la nanoseconde. La combustion elle-même ne dure pas plus d'une centaine de picosecondes. La réaction DT produit alors un atome d'hélium (He) et un neutron, qui présentent une énergie cinétique importante. Il existe d'autres réactions possibles de fusion nucléaire mettant en œuvre des noyaux légers, néanmoins la réaction DT a été retenue car elle présente le plus fort taux de réaction. L'étude de la FCI est un des objectifs du Laser MégaJoule (LMJ) construit et opéré par le Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives (CEA). Lancé en 1995 suite à l'arrêt des essais nucléaires, le LMJ a pour objectif premier de reproduire en laboratoire certaines conditions physiques représentatives du fonctionnement d'une arme thermonucléaire, afin de valider les codes de simulation. Outre les applications militaires, un tel laser permettra l'étude de nouveaux domaines de la physique des plasmas. Un laser équivalent (de classe MJ) est actuellement opérationnel aux États-Unis sous le nom de National Ignition Facility (NIF). Notons qu'il existait jusqu'en 2013 un prototype du LMJ en fonctionnement appelé LIL (Ligne d'Intégration Laser) qui comprenait 4 faisceaux identiques aux 176 faisceaux du LMJ.

Dans le cas de la FCI, l'une des clés pour atteindre la fusion est un transfert d'énergie efficace entre les faisceaux laser incidents et la cible. Pour cela, différentes méthodes concernant la compression des cibles et l'allumage des réactions nucléaires sont apparues au cours des dernières décennies. Nous allons en présenter les deux principales : l'attaque directe et l'attaque indirecte.

L'attaque directe

La première méthode consiste à focaliser de nombreux faisceaux laser le plus uniformément possible directement sur la cible sphérique contenant le mélange de combustible nucléaire. Cette méthode s'appelle l'attaque directe [3], le principe semble simple mais reste difficile à réaliser. Les couches externes de la cible sont ionisées et chauffées par le laser puis se détendent. Par conservation de la quantité de mouvement, la partie interne de la coquille de la cible, aussi appelée micro-ballon, est accélérée : on parle d'effet fusée. La cible est ainsi comprimée jusqu'à ce que son noyau atteigne les conditions de densité et de température permettant l'allumage de la réaction nucléaire. La structure à haute densité et haute température à partir de laquelle démarre la réaction nucléaire est appelée point chaud. Le principal problème que rencontre cette approche de la FCI est qu'elle est très sensible aux défauts de fabrication de la cible et de l'éclairement laser. Chaque défaut crée en effet une inhomogénéité dans la pression exercée sur la coquille et ensemence des germes qui vont croître lors de la mise en vitesse sous l'effet d'instabilités hydrodynamiques [4]. C'est le schéma en place sur le laser OMEGA à Rochester [5].

L'attaque indirecte

Afin de pallier le problème de l'uniformité de l'éclairement laser sur le micro-ballon, le schéma dit d'attaque indirecte a été développé [6]. Il consiste à enfermer la capsule contenant le mélange fusible dans une cavité en or appelée hohlraum comme illustré Figure 1. Cette cellule cylindrique est percée de fenêtres de chaque côté permettant l'entrée des faisceaux laser. Ces derniers attaquent la paroi interne de la capsule d'or où ils sont absorbés. L'énergie est ensuite réémise par le plasma d'or sous la forme d'un rayonnement X isotrope. C'est ce rayonnement qui va éclairer la cible de façon homogène permettant sa compression. Afin d'éviter que le plasma d'or, en se détendant, ne vienne boucher les fenêtres de la cellule, détruire la capsule et empêche ainsi le passage des faisceaux laser, le hohlraum est rempli d'un gaz ou d'une mousse peu dense servant de contre-pression. Lors du passage de l'impulsion laser, ce gaz ou cette mousse sont instantanément ionisés, formant ainsi un plasma de dimension millimétrique dans lequel le faisceau doit se propager de façon stable. On comprend alors l'intérêt fondamental de la

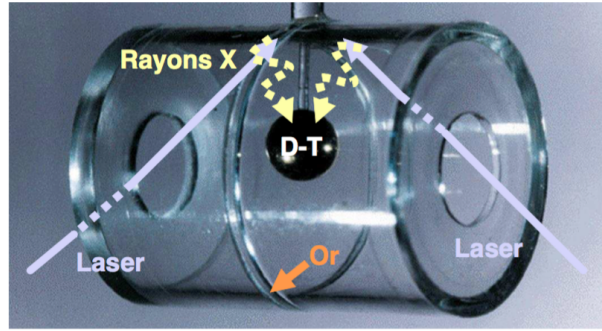


FIGURE 1 – Schéma de principe de l'attaque indirecte.

maîtrise de l'interaction laser-plasma pour la FCI. Nous revenons sur ce point dans la prochaine section. Ce schéma est celui principalement retenu par le CEA et le DOE (Department of Energy, équivalent américain du CEA) pour l'obtention de la FCI sur le LMJ ou le NIF.

L'interaction laser-plasma pour la FCI

Les plasmas de FCI

Lorsque les lasers sont focalisés sur la cible, et ce quel que soit le schéma d'attaque retenu, les fluences sont telles que la cible est partiellement transformée en plasma.

En effet, lorsque le laser irradie une cible solide, la matière s'ionise très rapidement (sur un temps typiquement inférieur à la picoseconde), de sorte que l'onde laser se propage dans le plasma qu'elle vient de former. Ce plasma est donc inhomogène en densité puisque sa densité maximale est au plus celle de la densité solide n_s (quelques 10^{23} cm^{-3} à 10^{24} cm^{-3}), et qu'en se détendant dans le vide ou dans le gaz ambiant sa densité décroît.

Ce constat nous permet d'introduire la notion de *densité critique* n_c qui reviendra régulièrement par la suite. En effet, il existe dans les plasmas une pulsation caractéristique appelée pulsation plasma électronique $\omega_{pe} = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{m_e \epsilon_0}}$ qui intervient dans l'expression de la relation de dispersion d'une onde électromagnétique dans un plasma :

$$\omega_0^2 = \omega_{pe}^2 + k_0^2 c^2, \quad (1)$$

où ω_0 et \vec{k}_0 représentent la pulsation et le vecteur d'onde de l'onde laser incidente; e , m_e et n_e sont respectivement la charge d'un électron, sa masse et la densité électronique du plasma; c est la vitesse de la lumière dans le vide et ϵ_0 la permittivité du vide. Dans le cas d'une incidence normale, l'onde laser rencontre au cours de sa propagation des densités croissantes, de sorte que son vecteur d'onde $k_0 = \frac{\omega_0}{c} \sqrt{1 - \omega_{pe}^2 / \omega_0^2}$ diminue en module, jusqu'au point correspondant à l'égalité $\omega_0 = \omega_{pe}$ où il est nul. Cette condition définit donc une densité n_c , que l'on appelle densité critique, qui est la densité à laquelle le faisceau laser se réfléchit (on note que dans le cas d'une incidence oblique d'angle θ , la densité à laquelle se produit la réflexion de l'onde incidente est $n_e(\theta) \equiv n_c \cos^2 \theta$). L'expression de la densité critique n_c est, en unités pratiques,

$$n_c = \frac{\epsilon_0 \omega_0^2 m_e}{e^2}, \quad (2)$$

$$n_c = \frac{1,1110^{21}}{\lambda_{0,\mu m}^2} \text{ cm}^{-3}, \quad (3)$$

$\lambda_{0,\mu m}$ étant la longueur d'onde dans le vide exprimée en micromètres. Sur le NIF et le LMJ, on a typiquement $\lambda_0 = 0,351 \mu\text{m}$, et donc $n_c \sim 9 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3} \ll n_s$. Sur la figure 2 est représenté schématiquement le profil caractéristique de la densité $n_e(x)$ d'un plasma créé par laser en fonction de la distance à la cible.

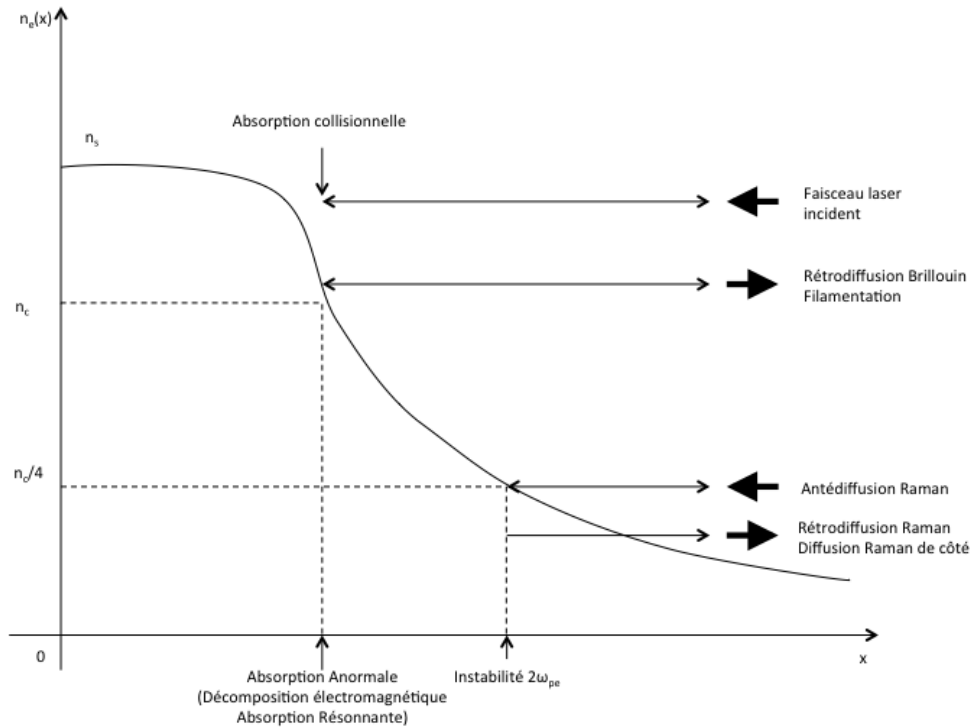


FIGURE 2 – Domaine d'existence des instabilités dans un plasma sous-dense [7].

Le domaine $n_e < n_c$ est ce qu'on appelle la couronne sous-dense (par opposition à la zone $n_e > n_c$, dite sur-dense), et c'est donc dans ce domaine que prend place l'interaction de l'onde laser avec le plasma.

Dans le cas de l'attaque directe, ce sont les couches externes de la coquille du micro-ballon qui sont ionisées, chauffées et qui se détendent. Le laser pénètre alors dans un plasma de densité croissante. Dans le cas de l'attaque indirecte (voir figure 3), le laser va rencontrer différents types de plasmas de longueurs variables suivant l'angle d'incidence des faisceaux laser (faisceaux internes et externes). Tout d'abord, il traverse un plasma créé à partir des fenêtres qui bouchent la cavité, puis le plasma dû au gaz ou à la mousse contenu dans la cavité, avant d'interagir et d'être absorbé ou réfléchi par le plasma d'or de la cavité. Nous comprenons donc l'importance de maîtriser l'interaction laser-plasma pour obtenir un éclairage le plus uniforme possible de la cible. Comme nous le verrons dans le Chapitre 2, le plasma tolère de nombreuses ondes électromagnétiques et électrostatiques. Il y a bien sûr l'onde laser indicée 0, mais aussi les modes propres du plasma, avec entre autres des ondes acoustiques ioniques indicées a et des ondes plasmas électroniques indicées p . Ces ondes vont se coupler de manière non linéaire tout en vérifiant chacune leur relation de dispersion, du moins en régime linéaire. Nous avons donc en plus de la relation de dispersion (1), les relations de dispersion suivantes :

$$\omega_a = k_a v_s \quad (4)$$

$$\omega_p^2 = \omega_{pe}^2 + 3k_p^2 v_{Te}^2, \quad (5)$$

où v_s est la vitesse acoustique ionique et v_{Te} la vitesse thermique électronique. Le couplage entre l'onde laser et une onde plasma génère une onde électromagnétique diffusée. On parle alors, par analogie à la mécanique[7], de couplage paramétrique. Ce type de couplage donne souvent lieu à des instabilités elles-aussi qualifiées de paramétriques. Ces instabilités produisent très souvent des effets néfastes tels que la génération de particules rapides ou la réflexion d'une partie de l'énergie laser. La maîtrise de ces instabilités est une nécessité pour la FCI. Nous présentons ici certaines instabilités typiques de la FCI.

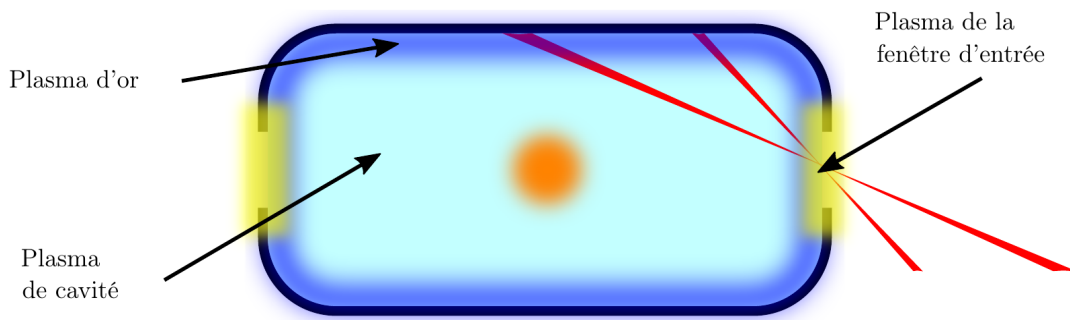


FIGURE 3 – Schéma représentant les différents plasmas caractéristiques d'un Hohlraum.

Les instabilités de désintégration

Les instabilités de désintégration résultent du couplage résonnant de trois ondes. Une modélisation pour ce type de couplage sera présentée dans le Chapitre 2. L'idée est qu'une onde incidente, appelée aussi onde de pompe ou onde primaire (ω_0, \vec{k}_0), se couple à une onde plasma de plus basse fréquence (il peut s'agir initialement d'un bruit), appelée "onde fille" (ω_2, \vec{k}_2). Ce couplage produit une onde diffusée (ω_1, \vec{k}_1), résonnant particulièrement pour le mode de Stokes, de pulsation $\omega_1 = \omega_0 - \omega_2$. Les conditions de résonance en pulsations et vecteurs d'onde s'écrivent alors :

$$\omega_0 = \omega_1 + \omega_2, \quad (6)$$

$$\vec{k}_0 = \vec{k}_1 + \vec{k}_2. \quad (7)$$

Ce couplage peut entraîner une croissance importante des ondes filles et, par conservation de l'énergie, une déplétion, ou appauvrissement, de l'onde de pompe. Ces instabilités sont classées selon la nature des ondes mises en jeu. Ces travaux de thèse s'intéressent plus particulièrement à la diffusion Brillouin mais nous donnerons dans cette introduction également un aperçu de la diffusion Raman.

La diffusion Brillouin stimulée

La diffusion Brillouin stimulée résulte du couplage de l'onde laser incidente (\vec{k}_0, ω_0) avec une onde acoustique ionique (\vec{k}_a, ω_a) pour produire une onde électromagnétique diffusée (\vec{k}_s, ω_s). La géométrie du couplage résonnant est représentée Figure 4.

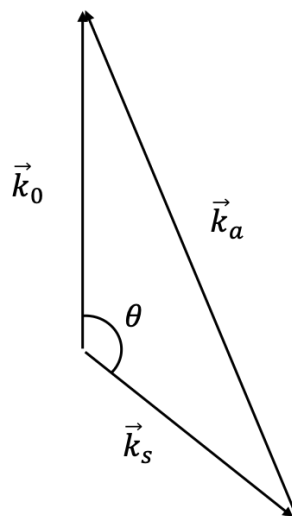


FIGURE 4 – Géométrie de la diffusion Brillouin stimulée.

Cette instabilité peut se développer dans tout le plasma sous-dense (voir Figure 2). Elle croît sur des temps de quelques picosecondes et sur des longueurs de quelques dizaines de micromètres. Elle est particulièrement sensible à l'amortissement des ondes acoustiques ou au gradient de température qui influe sur la vitesse des ondes acoustiques. L'onde diffusée peut avoir une direction quelconque. Cependant, le taux croissance est plus élevé en diffusion vers l'arrière : on parle alors de rétrodiffusion Brillouin. En effet, comme nous le verrons par la suite la pulsation de l'onde acoustique est très petite devant celle de l'onde laser $|\omega_a| \ll |\omega_0|$, de sorte que l'on a $\omega_0 \simeq \omega_s$, d'où l'égalité :

$$k_0 \sim k_s.$$

Si l'on considère maintenant l'angle θ entre les vecteurs d'ondes \vec{k}_0 et \vec{k}_s . On a alors :

$$\begin{aligned} k_a^2 &= k_0^2 + k_s^2 - 2k_0k_s \cos \theta, \\ k_a^2 &\simeq 2k_0^2 (1 - \cos \theta). \end{aligned}$$

Soit :

$$k_a^2 = 4k_0^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}. \quad (8)$$

Ainsi, $k_a = 0$ et donc $\omega_a = 0$ d'après (4) lorsque $\theta = 0^\circ$ et $|k_a| = 2|k_0|$ (sa valeur maximale) lorsque $\theta = 180^\circ$. On peut donc se convaincre que l'énergie diffusée sera maximale en rétrodiffusion. Cette instabilité peut être particulièrement dangereuse dans le cadre de la FCI car, en plus d'entraîner une perte sèche en énergie, la lumière rétrodiffusée ne participant plus à la mise en vitesse de la cible, l'énergie rétrodiffusée peut se propager dans la chaîne optique ce qui peut entraîner d'importants dégâts sur les optiques[8]. C'est cette instabilité et en particulier la maîtrise de l'énergie rétrodiffusée qui nous intéressent ici.

La diffusion Raman stimulée

La diffusion Raman stimulée résulte, quant à elle, du couplage de l'onde laser incidente (\vec{k}_0, ω_0) avec une onde plasma électronique (\vec{k}_p, ω_p) pour produire une onde électromagnétique diffusée (\vec{k}_R, ω_R). D'après l'équation (1) appliquée à ω_R et l'équation (5), ω_R et ω_p sont supérieurs² à ω_{pe} . La diffusion Raman ne pourra donc se développer que lorsque $\omega_0 > 2\omega_{pe}$. D'après l'équation (2) et l'expression de ω_{pe} donnée précédemment une autre formulation de cette pulsation est $\omega_{pe}^2 = \omega_0^2 n_e/n_c$, on en déduit que l'instabilité Raman ne peut se développer que pour des densités électroniques $n_e < n_c/4$: on parle ici de zone sous quart-critique. L'instabilité Raman se développe sur des temps très courts, inférieurs à la picoseconde et sur des longueurs de quelques micromètres à la dizaine de micromètres. Les conditions de résonance sont particulièrement sensibles aux gradients de densité, la densité intervenant dans la fréquence plasma. L'amortissement des ondes plasma électroniques influe sur le développement de cette instabilité. Dans le cas de l'instabilité Raman aussi, les taux de rétrodiffusion sont les plus importants, même si toutes les géométries de diffusion sont possibles. Cette rétrodiffusion est donc elle aussi responsable de pertes sèches de l'énergie laser. De plus, les ondes plasma générées par l'instabilité se propagent dans une direction proche de l'avant, i.e. vers la cible. Or, ces ondes sont susceptibles d'accélérer des électrons. Ces électrons chauds peuvent venir préchauffer le coeur du micro-ballon nuisant à sa bonne compression. C'est donc une instabilité doublement dangereuse, qu'il conviendra de maîtriser au mieux.

Les instabilités d'autofocalisation et de filamentation

L'autofocalisation

L'instabilité d'autofocalisation résulte d'un effet de réfraction non-linéaire du plasma. Le mécanisme principal à l'origine de cette modification locale de l'indice est la force pondéromotrice. Associée à un gradient de l'intensité laser, elle a pour effet de chasser les électrons des zones de champ fort. Un champ de rappel se crée, qui met en mouvement les ions. La matière est éjectée des zones de surintensité et se propage sous la forme d'ondes acoustiques. Des dépressions de la densité électronique sont créées

2. Ce problème ne se pose pas dans le cas de la diffusion Brillouin où l'onde acoustique est très basse fréquence de sorte que $\omega_B \simeq \omega_0$ et le seul fait que l'onde de pompe existe fait que l'onde diffusée peut elle aussi s'y développer.

au niveau des maxima d'intensité. Dès lors l'indice optique $\eta = (1 - n_e/n_c)^{\frac{1}{2}}$ croît au niveau de la dépression de densité électronique, qui se comporte comme une lentille convergente. La lumière laser est focalisée, ce qui accroît le gradient d'intensité et donc la force pondéromotrice. Le phénomène s'entretient ainsi. Si la diffraction naturelle du faisceau n'est pas suffisante pour contrer l'effet de réfraction non linéaire, la situation devient instable : c'est l'autofocalisation. Cette instabilité se développe lorsque la puissance véhiculée par un défaut dans l'éclairement est supérieure à une puissance seuil, appelée puissance critique P_{cr} , qui dépend essentiellement des densité et température électroniques. Pour de l'autofocalisation de type pondéromotrice, cette puissance s'exprime [7] :

$$\frac{P_{cr}}{1 \text{ MW}} = 34 T_e \frac{(1 - n_e/n_c)^{\frac{1}{2}}}{n_e/n_c}, \quad (9)$$

avec la température électronique T_e exprimée en keV. Pour un plasma à 10% de n_c et une température électronique $T_e = 3$ keV, on obtient alors une puissance critique $P_{cr} = 826$ MW. Cette condition est aisément satisfaite par les lasers actuels et dans nos études où l'on peut observer des puissances jusqu'à 1,7 GW.

La filamentation

L'autofocalisation est souvent initiée par des inhomogénéités dans l'éclairement laser mais elle peut aussi croître à partir de fluctuations de la densité électronique. Après une certaine distance de propagation, des structures de l'éclairement laser peuvent apparaître, puis subir une autofocalisation. Souvent, ce type d'instabilité donne lieu à plusieurs filaments laser : on parle de filamentation. Les instabilités d'autofocalisation et de filamentation peuvent se développer n'importe où dans le plasma dès lors que la puissance véhiculée par une inhomogénéité de l'éclairement dépasse une valeur seuil. Les instabilités se développent sur des temps de l'ordre de celui mis par l'inhomogénéité pour s'écrouler. Dans le cas des instabilités pondéromotrices, ce temps correspond au temps qu'il faut à l'onde acoustique pour traverser l'inhomogénéité : soit r_0/c_s , où r_0 est la largeur de l'inhomogénéité et c_s est la vitesse du son dans le milieu. Pour des puissances bien au delà de la puissance critique, ce temps peut être réduit. Typiquement, il est de quelques picosecondes. Elles se développent après propagation sur des longueurs de quelques longueurs d'onde, i.e. quelques micromètres, jusqu'à des longueurs de l'ordre de la longueur de Rayleigh des points chauds, i.e. quelques dizaines à quelques centaines de micromètres. Ces instabilités sont particulièrement dangereuses car elles induisent des surintensités laser importantes dans lesquelles les instabilités de rétrodiffusion Brillouin ou Raman vont croître fortement. Aussi, elles entraînent un étalement angulaire important de la lumière transmise, diminuant ainsi l'intensité laser incidente sur la cible.

Une zoologie importante d'instabilités

Bien évidemment, la liste des ondes dans un plasma ne s'arrête pas là. De même, la variété des couplages entre ces ondes pouvant donner lieu à des instabilités est importante. Les ondes filles issues des instabilités Brillouin ou Raman peuvent, par exemple, servir de pompe pour initier d'autres instabilités. Toutes ces instabilités peuvent aussi entrer en compétition de sorte que la présence de l'une sera néfaste à l'autre. Une nomenclature plus complète de ces phénomènes est présentée dans la Réf. [7]. Les différents mécanismes d'absorption de l'onde laser par le plasma y sont discutés. Pour notre étude, nous limitons cette introduction de l'interaction laser-plasma à ces principaux phénomènes qui influencent la propagation du laser dans la zone où l'absorption due aux collisions entre particules (appelée absorption collisionnelle) est encore faible. Nous allons maintenant discuter de l'une des méthodes retenues pour maîtriser la propagation du faisceau dans le plasma.

Le lissage optique des faisceaux lasers

On comprend donc que la propagation d'un faisceau laser intense dans un plasma peut être grandement détériorée par différentes instabilités paramétriques. De plus, même si cela ne rentre pas directement dans le cadre de notre étude, il faut ajouter à cela un problème appelé *imprint* du faisceau laser (impression ou gravure), plus spécifique à l'attaque directe. En effet, les inhomogénéités de l'éclairement

laser au niveau de la zone de focalisation donnent lieu à un défaut d'irradiation et donc de pression. Une fois ces défauts ensemencés dans la cible, ils vont servir de germes aux instabilités hydrodynamiques qui se développeront lorsque la cible sera mise en vitesse. Ces instabilités peuvent rapidement dégrader la symétrie d'implosion de la cible, voire même détruire la cible, empêchant ainsi l'allumage des réactions de fusion. L'ensemble de ces difficultés, ainsi que bien d'autres non citées, mettent en avant l'importance d'avoir un éclairage sur cible uniforme. Or, les faisceaux actuels ne permettent pas d'obtenir une tache focale parfaite. Lors de l'amplification, notamment, des effets de distorsions du front d'onde dus au chauffage du milieu amplificateur induisent des défauts dans l'éclairage laser. Les caractéristiques spatiales (tailles, formes, ...) et temporelles (temps de vie, ...), ainsi que l'intensité de ces défauts, vont définir si des instabilités paramétriques peuvent se développer et, le cas échéant, comment elles vont se développer. En plus d'être néfastes pour les raisons que nous venons d'évoquer, ces défauts ne sont pas reproductibles d'un tir sur l'autre. Pour toutes ces raisons, des techniques dites de "lissage optique" ont été introduites dans les années 1980. Elles consistent à briser les cohérences spatiale et/ou temporelle du faisceau laser. Nous présentons ici ces techniques de lissage. Une description plus approfondie de ces techniques est proposée dans le Chapitre 1 de ce manuscrit.

Le lissage spatial

Le lissage spatial a été introduit au début des années 80 par Y. Kato et al. [9]. L'idée est d'introduire un déphasage spatial aléatoire sur le champ électrique avant sa focalisation par la lentille, ou par un réseau comme c'est le cas sur le LMJ. Ce déphasage doit être aléatoirement distribué dans un plan transverse à la propagation du faisceau. Pour cela, on utilise des lames de phase aléatoires (*Random Phase Plate*, RPP). Les plus courantes sont constituées d'éléments carrés ou suivant un arc de cercle, et induisent aléatoirement un retard de $\lambda_0/2$ (déphasage de π) à un retard nul (déphasage de 0). La taille caractéristique des éléments donne la taille caractéristique de la tache focale : plus ils sont petits, plus la tache focale est étalée. Ce type de lame a été utilisé dans les simulations discutées dans la suite de ce mémoire. Il en existe des plus complexes (et plus onéreuses), où le retard varie continûment sur toute la lame. On parle alors de *Continuous Phase Plates* (CPP) ou *Kinoform Phase Plates* (KPP) [10]. C'est le type de lame de phase aléatoire utilisé sur le LMJ. En effet, contrairement aux lames RPP dont les discontinuités de phase génèrent des taches focales satellites ou, a minima, des pieds de tache important, les KPP permettent d'obtenir des taches focales à flancs raides. La tache focale obtenue après focalisation est le résultat de l'interférence entre les figures de diffraction de chaque élément de la lame de phase. Dans le champ lointain³, l'intensité laser est redistribuée sur une multitude de surintensités appelées points chauds, ou speckles. L'ensemble formant ce que l'on appelle une figure de tavelures. Ces points chauds sont distribués aléatoirement, mais ont des propriétés statistiques bien connues et reproductibles d'un tir à l'autre. Les propriétés statistiques de la distribution du champ électrique et leur modélisation par des outils statistiques sont discutées dans le Chapitre 1. Il peut paraître étonnant d'appeler lissage une technique qui produit une tache focale inhomogène. C'est pourquoi on parle aussi de mise en forme spatiale plutôt que de lissage spatial. L'intérêt est que l'ensemble des défauts dans la phase du laser avant focalisation sont gommés, dès lors que la largeur caractéristique de ces défauts est supérieure à la taille caractéristique des éléments de la lame de phase, ce qui est généralement le cas. Ainsi, même si les défauts du laser varient d'un tir à l'autre ou d'un faisceau à l'autre, la tache focale est figée et reproductible. Les surintensités ont une taille caractéristique bien définie et très petite. Typiquement, les largeurs transverses de ces surintensités sont de quelques micromètres, alors que leur longueur dans le sens de propagation est de l'ordre de quelques dizaines à quelques centaines de micromètres. Le contrôle, de la taille, mais aussi de l'intensité des points chauds va permettre une meilleure maîtrise des instabilités paramétriques. Il est donc important de comprendre l'influence des techniques de lissage sur ces paramètres ainsi que l'influence de ces paramètres sur le développement des instabilités paramétriques. Une seconde étape peut compléter le lissage du faisceau laser. On peut soit effectuer une nouvelle étape de lissage dont les effets seront perçus après une courte durée par intégration temporelle, on parle alors de lissage temporel ; soit une étape de lissage dont les effets sont instantanés, c'est le lissage par double polarisation (PS).

3. Par convention, on désigne par champ lointain le champ au meilleur foyer de la lentille de focalisation. Le champ proche se situe donc avant la lentille de focalisation.

Le lissage temporel

Le lissage temporel consiste à casser la cohérence temporelle de la lumière laser de sorte que la figure de tavelures obtenue après lissage spatial soit instationnaire. Plusieurs figures de tavelures indépendantes les unes des autres vont se succéder dans le temps. Ainsi, les points chauds se déplacent dans le volume focal avec une fréquence donnée. Le temps de cohérence du point chaud, inversement proportionnel à cette fréquence, ainsi que son temps de vie⁴ s'en trouvent réduits à typiquement quelques picosecondes. Différentes techniques permettent d'obtenir cet effet, nous revenons là-dessus dans le Chapitre 1 de ce manuscrit. La Réf. [12] leur est consacrée. Nous soulignons juste dans cette introduction que deux éléments sont nécessaires à l'obtention de ce lissage. Tout d'abord, la source laser doit avoir un spectre temporel large. Si ce n'est pas le cas naturellement, un modulateur de phase temporelle sera utilisé. Puis, ces fréquences temporelles doivent être dispersées en espace par l'utilisation d'une optique chromatique. Cette dispersion peut se faire transversalement à l'axe optique, on parle de dispersion transverse, ou bien le long de l'axe optique, on parle de dispersion longitudinale. Dès lors, la position des points chauds, et donc des surintensités, dans le volume focal évolue au cours du temps. A ce niveau, nous soulignons l'importance de la dispersion spatiale des fréquences temporelles, sans laquelle nous obtiendrions une tache focale immobile et sans fluctuation. Le lissage temporel est une étape supplémentaire importante dans la maîtrise des instabilités paramétriques car il va permettre de contrôler les caractéristiques temporelles des points chauds comme le temps de vie. Ce temps est à comparer avec le temps de croissance des instabilités et si le temps de vie du point chaud est suffisamment petit, idéalement l'instabilité n'aura pas le temps de se développer.

Le lissage par double polarisation

Le lissage par double polarisation ne nécessite pas de spectre large temporel mais joue sur la combinaison de deux polarisations croisées. Une lame biréfringente prismatique permet de séparer le faisceau incident en deux faisceaux avec des polarisations orthogonales et avec des directions de propagation non colinéaires. Cette technique permet d'obtenir un lissage instantané grâce au caractère indépendant des deux polarisations et permet de réduire du même coup la fraction d'énergie contenue dans les points les plus chauds. Par contre, ce lissage est limité au mélange de deux figures seulement et ne permet pas de contrôler les paramètres temporels des points chauds.

Objectifs et plan de la thèse

Objectifs

Aux débuts du LMJ, le choix a été fait d'utiliser une technique de lissage, couplant un lissage spatial et un lissage temporel, tout en conservant une option sur le lissage par double polarisation. Ce choix est dû à l'architecture du LMJ (point sur lequel nous reviendrons dans le Chapitre 6), qui possède une grande acceptance spectrale⁵ qui permet l'utilisation de faisceaux avec un spectre temporel large augmentant l'efficacité (dans une certaine mesure) du lissage temporel. Le NIF a fait un choix différent car leur acceptance spectrale était standard (< 100 GHz). Ainsi leur lissage est avant tout un lissage par double polarisation avec un peu de lissage temporel.

Cependant, cette même architecture du LMJ rend les faisceaux sensibles à un phénomène appelé la conversion de la modulation de fréquence en modulation d'amplitude : la conversion FM-AM. La conversion FM-AM est justement provoquée par l'élargissement spectral du lissage temporel et est d'autant plus importante que la bande spectrale est élevée. La conversion FM-AM est un problème car elle a tendance à augmenter l'endommagement des optiques de fin de chaîne et doit donc être évitée.

Pour résumer, il est difficile d'atteindre la fusion à cause, entre autres, d'instabilités paramétriques se développant dans les plasmas lors de la propagation des faisceaux laser. Ces instabilités, en plus d'être néfastes aux expériences peuvent également endommager les chaînes laser. Pour résoudre ce problème, des techniques de lissage optique ont été développées. Cependant ces techniques peuvent entraîner de nouveaux problèmes, tels que la conversion FM-AM, nuisant au bon déroulement des expériences et pouvant également endommager les chaînes laser.

4. Il existe une différence entre ces deux notions comme discuté Réf. [11] et nous y reviendrons dans le prochain chapitre.

5. Capacité de la chaîne à laisser passer un faisceau de spectre temporel large sans couper des fréquences.

On comprend donc qu'il est nécessaire de trouver un compromis autour du lissage optique. L'évolution du compromis du lissage est cependant compliquée car la quantification des gains et des pertes est très difficile à établir. Ainsi, tant que la quantification n'est pas faite, le compromis n'évolue pas : le lasériste souhaite toujours moins de lissage et « l'expérimentateur » toujours plus de lissage mais aucun des deux ne peut apporter suffisamment d'éléments quantitatifs pour faire pencher la balance. Cette thèse propose donc de poser les premières briques permettant d'arriver à ce compromis pour le LMJ.

Pour cela nous avons fait le choix d'évaluer et comparer l'efficacité de techniques de lissage à réduire l'énergie rétrodiffusée par l'instabilité Brillouin stimulée. Ce choix vient du fait que les ordres de grandeurs des caractéristiques spatiales et temporelles de la diffusion Brillouin stimulée sont comparables à ceux du lissage optique. Le but est d'avoir une compréhension fine des phénomènes physiques en jeu. Cela nous permet d'être confiants vis-à-vis des résultats que nous avons obtenus, mais également de proposer de nouvelles solutions.

Plan du manuscrit

La première partie de ce manuscrit synthétise les connaissances établies par des travaux antérieurs à ceux réalisés dans cette thèse et présente les codes de simulations utilisés par la suite. Le premier chapitre dresse un état de l'art des connaissances sur le lissage optique et notamment les propriétés statistiques des points chauds et comment quantifier l'efficacité du lissage. Le second chapitre introduit les notions fondamentales de l'interaction laser-plasma. Les principaux résultats théoriques qui nous seront utiles pour la description de la rétrodiffusion Brillouin stimulée ainsi que les études sur l'efficacité du lissage optique pour la réduction de cette instabilité y sont discutés. Pour finir cette première partie, le troisième chapitre décrit les codes de simulation et la méthodologie utilisée pour les coupler et réaliser les études.

Les autres parties de ce manuscrit sont dédiées aux résultats originaux obtenus lors de ce doctorat. Les chapitres 4 et 5 présentent une comparaison rigoureuse entre les lissages par dispersion spectrale longitudinale et par dispersion spectrale transverse. Le choix des paramètres permettant la comparaison est développé dans le chapitre 4. Les différences entre les propriétés statistiques des points chauds produits par les deux lissages ainsi que leur efficacité d'un point de vue strictement laser y sont également décrites. Le chapitre 5 compare l'efficacité de ces deux lissages vis-à-vis de la rétrodiffusion Brillouin stimulée par le biais de deux modèles simplifiés, d'échelles spatiales différentes, le tout confronté aux simulations numériques.

Par la suite, le chapitre 6 met en évidence les limites du lissage temporel d'une chaîne laser nominale du LMJ par l'introduction de la conversion de la modulation de fréquence en modulation d'amplitude. Des solutions sont proposées pour réduire cette conversion tout en conservant l'efficacité du lissage optique vis-à-vis de la rétrodiffusion Brillouin stimulée.

Enfin, une dernière partie nous permet de conclure sur ce travail, de souligner l'intérêt de nos études pour la maîtrise de l'énergie rétrodiffusée dans les plasmas de FCI et d'en présenter les perspectives.

Première partie

Modèles théoriques et numériques

Chapitre 1

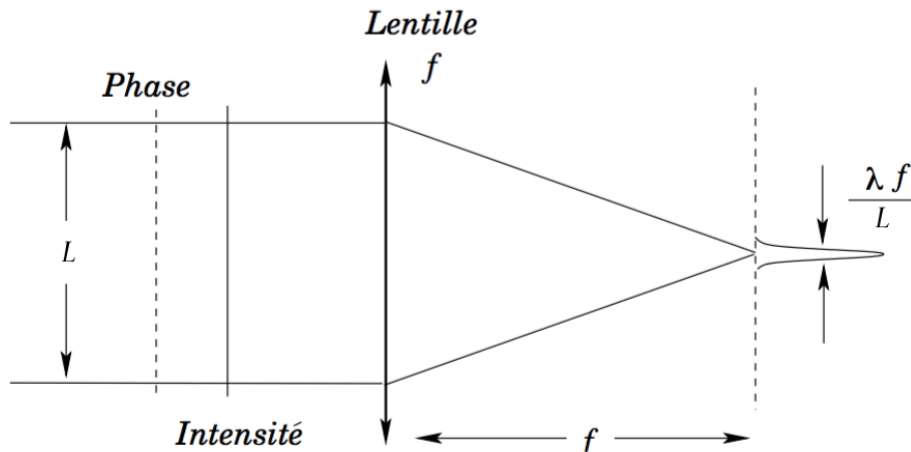
Le lissage optique des lasers de puissance

Sommaire

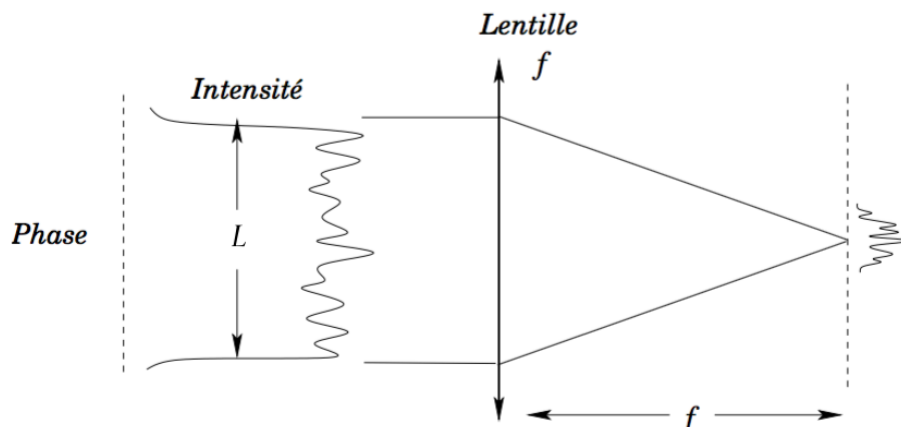
1.1	Pourquoi le lissage optique?	14
1.2	La notion de cohérence	15
1.3	Définition d'une figure de tavelures	16
1.4	Principe du lissage optique	19
1.5	Caractérisation des figures lissées	21
1.5.1	Aspect spatial	22
1.5.2	Aspect temporel	22
1.5.3	Couplage spatio-temporel	22
1.6	Mise en forme spatiale par lame de phase	23
1.6.1	Lame de phase aléatoire	23
1.6.2	Lame de phase à déphasage continu	25
1.6.3	Lame de phase théorique pour simulations	25
1.7	Aperçu de différentes techniques de lissage	25
1.7.1	Lissage par dispersion spectrale	26
	Lissage par dispersion spectrale transverse - LDST	26
	Lissage par dispersion spectrale longitudinale - LDSL	28
1.7.2	Lissage par double polarisation	29
1.7.3	Lissage multi couleurs	30
1.8	Conclusion	30

1.1 Pourquoi le lissage optique ?

Le lissage optique pour les chaînes laser de puissance a été développé à partir des années 80, en réponse aux problèmes rencontrés pour obtenir une tache focale uniforme. Comme il a été présenté en introduction, l'uniformité de la tache focale est un paramètre important pour limiter notamment, le développement des instabilités hydrodynamiques.



(a) Faisceau idéal, avec fronts d'onde plans



(b) Faisceau dont la phase et l'amplitude sont modulées spatialement

FIGURE 1.1 – Effet de la distorsion des fronts d'onde sur la géométrie de la tache focale (schémas extraits de la thèse de Julien Surville [13]).

Or, il est très difficile d'obtenir des taches focales uniformes avec un laser de puissance du type LMJ. En effet, les chaînes laser sont relativement longues (plusieurs centaines de mètres), et les faisceaux lasers étant cohérents (point sur lequel nous reviendrons par la suite), ils accumulent des aberrations (en phase ou en intensité) lors du passage dans les optiques. Ces aberrations peuvent être statiques ou dynamiques. Les aberrations statiques basses fréquences peuvent être analysées et corrigées par un correcteur de front d'onde. Cependant, les aberrations dynamiques sont différentes à chaque tir, et ne sont en général pas reproductibles.

Dans le cas idéal de la propagation d'une onde plane monochromatique, d'amplitude et de phase constante suivant la dimension transverse au faisceau, à travers un système optique parfait, le diamètre de la tache focale correspond à la limite de diffraction $\lambda_0 f/L$, où λ_0 est la longueur d'onde incidente, f la focale du système focalisant et L la taille caractéristique du profil de puissance en champ proche (généralement la taille de l'ouverture). Comme notre onde n'est pas parfaite et que l'on est en présence d'aberrations, le diamètre de la tache focale est plus important et présente des zones de surintensité,

variant d'un tir à l'autre, comme illustré dans la Figure 1.1¹. Il est donc impossible d'obtenir une tache focale parfaite avec un laser cohérent de forte énergie. La Figure 1.2 présente une tache typique obtenue avec le laser Phébus.

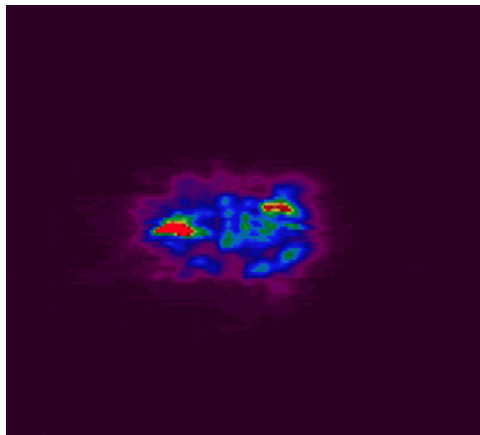


FIGURE 1.2 – Tache focale obtenue sur le laser Phébus (Image extraite de la thèse de Laurent Videau [12]).

Dans le cas du LMJ, on utilise une lentille de focale $f = 8\text{ m}$ et un laser de longueur d'onde $\lambda_0 = 351\text{ nm}$. Si on utilise un seul faisceau parfait de largeur $L = 40\text{ cm}$ alors le diamètre de la tache serait $\frac{\lambda_0 f}{L} \approx 7\text{ }\mu\text{m}$. En particulier pour le LMJ, ce sont des quadruplets de faisceaux qui sont utilisés. Cela représente un faisceau de largeur total $L = 1\text{ m}$ et donc une tache dans le cas de faisceaux parfaits et en phase d'environ $3\text{ }\mu\text{m}$.

En réalité on l'a vu, les aberrations élargissent la tache focale, mais sa taille reste de l'ordre de la dizaine de micromètres pour le cas du LMJ. Or en FCI, les cibles font environ 1 mm de diamètre, et l'objectif est une irradiation uniforme afin de limiter, entre autres, le développement d'instabilités hydrodynamiques telles que l'instabilité Rayleigh Taylor (cette condition est très importante en attaque directe). Il apparaît donc également nécessaire de développer une technique permettant d'augmenter le diamètre de la tache focale en plus de répartir l'intensité de manière homogène. Un autre argument en faveur de l'élargissement de la tache focale est la réduction de l'intensité maximale : en effet, plus l'intensité laser est importante, plus le risque de développement d'instabilités paramétriques est élevé.

De ces simples observations on comprend donc que pour lisser les faisceaux laser nous allons devoir intervenir sur les propriétés de cohérence de celui-ci, qu'elles soient temporelles ou spatiales. Nous commençons donc par expliquer cette notion de cohérence.

1.2 La notion de cohérence

Dans le cadre du lissage optique, les ondes lumineuses générées sont dites incohérentes temporellement et/ou spatialement.

Mathématiquement, pour déterminer la cohérence de deux sources, de champs E_1 et E_2 , on peut mesurer leur degré de cohérence γ_{12} à l'aide de la fonction de cohérence mutuelle normalisée notée $\Gamma_{12}(\tau) = \langle E_1(t+\tau)E_2(t) \rangle_t$, où $\langle \rangle_t$ représente la valeur moyenne statistique au cours du temps. Le degré de cohérence s'écrit alors :

$$\gamma_{12}(\tau) = \frac{\Gamma_{12}(\tau)}{\sqrt{\Gamma_{11}(0)\Gamma_{22}(0)}}. \quad (1.1)$$

Les sources sont considérées cohérentes lorsque $\gamma_{12} = 1$, et inversement, elles sont incohérentes lorsque $\gamma_{12} = 0$.

On généralise maintenant ces deux notions en temps et en espace et on définit la fonction de cohé-

1. Mathématiquement, le champ lointain (i.e. la tache focale) est la transformée de Fourier spatiale à une phase près du champ proche (le champ optique juste avant focalisation).

rence mutuelle généralisée :

$$\Gamma_{12}(\rho, \tau) = \langle E_1(r, t) E_2(r + \rho, t + \tau) \rangle_t. \quad (1.2)$$

Et on en déduit le degré de cohérence :

$$\gamma_{12}(\rho, \tau) = \frac{\Gamma_{12}(\rho, \tau)}{\sqrt{\Gamma_{11}(0, 0) \Gamma_{22}(0, 0)}}. \quad (1.3)$$

Pour $\tau = 0$, on obtient le degré de cohérence spatiale et dans le cas où $\rho = 0$, on obtient dans ce cas le degré de cohérence temporelle.

En pratique, ces deux fonctions nous donnent des informations importantes sur la source et vont par la suite nous permettre de caractériser l'efficacité du lissage d'un point de vue optique. En effet, ces deux fonctions nous donneront le temps de cohérence de la source, ainsi que la zone de corrélation spatiale, deux notions sur lesquelles nous reviendrons par la suite plus en détail.

1.3 Définition d'une figure de tavelures

Afin de réduire la cohérence de la source laser, la méthode du lissage optique a été développée. Ce terme général regroupe plusieurs méthodes qui permettent de distribuer uniformément les points chauds (ou surintensités) et de les faire évoluer temporellement avec un temps caractéristique lié au temps de cohérence. Ce regroupement de points chauds, figure spatiale incohérente, est appelé figure de tavelures (ou *speckle*, terme anglais souvent employé en français). Nous allons ici définir ce qu'est une figure de tavelures à l'aide d'outils statistiques.

D'une façon générale, les techniques de lissage produisent des figures incohérentes qui sont différentes mais qui peuvent être approchées par la même statistique : une statistique gaussienne.

Prenons un champ électrique, défini par la somme de N champs incohérents les uns par rapport aux autres. Ce champ s'écrit alors dans un plan de l'espace (x, y) et à un instant t comme :

$$E(x, y, t) = E_r(x, y, t) + iE_i(x, y, t) = \sum_{n=1}^N [E_{nr}(x, y, t) + iE_{ni}(x, y, t)], \quad (1.4)$$

où E_{nr} et E_{ni} sont respectivement les parties réelles et imaginaires de champs aléatoires qui composent le champ et que l'on supposera indépendantes (dans le sens statistique du terme) et suivant la même loi de probabilité.

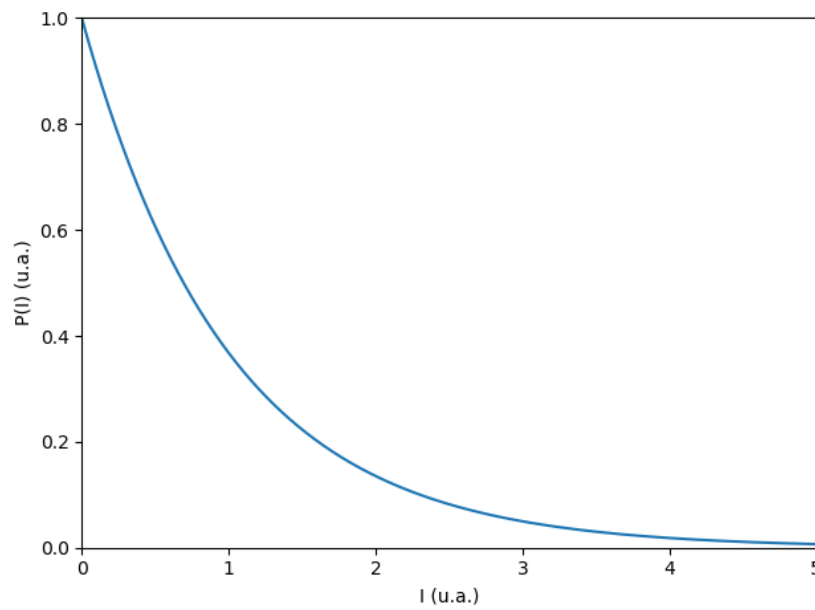
D'après le théorème central limite, le champ E suit la loi de probabilité normale $P(0, \sigma)$ à deux dimensions qui correspondent aux parties réelles et imaginaires. Nous avons donc :

$$P(E_r(x, y, t), E_i(x, y, t)) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{E_r(x, y, t)^2 + E_i(x, y, t)^2}{2\sigma^2}\right). \quad (1.5)$$

On note $I(x, y, t) = E_r(x, y, t)^2 + E_i(x, y, t)^2$ l'intensité (ou éclaircissement) du champ E ; qui compte tenu des hypothèses sur E est une variable aléatoire dont la loi de probabilité est une loi exponentielle [12] (voir Figure 1.3); et on note $\langle I \rangle$ l'intensité moyenne. On peut donc écrire :

$$P(I) = \frac{1}{\langle I \rangle} \exp\left(-\frac{I}{\langle I \rangle}\right). \quad (1.6)$$

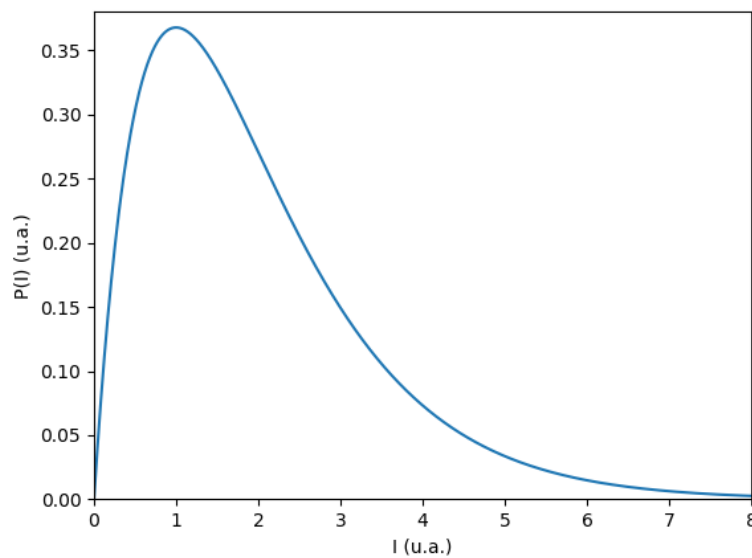
On note cependant que cela correspond à un cas idéal. En pratique, cette loi de distribution exponentielle en éclaircissement ne décrit bien la figure de tavelures que pour les éclaircissements élevés comme cela est décrit par Rose et Dubois [14]. C'est pourquoi, Rose et Dubois, mais également J. Garnier [15] ont introduit une autre loi de probabilité pour caractériser la figure de tavelures non plus sur l'ensemble des points de l'espace, mais en ne considérant que les maxima locaux d'intensité. Il y a donc très peu de points d'intensité proches de 0 et les points chauds sont de valeur supérieure à l'intensité moyenne. La

FIGURE 1.3 – Loi de probabilité exponentielle pour $\langle I \rangle = 1$

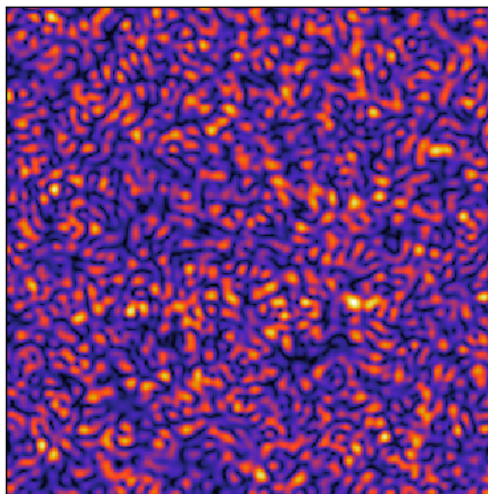
loi de probabilité dans ce cas là est définie par :

$$P(I) = \frac{I}{\langle I \rangle} \exp\left(-\frac{I}{\langle I \rangle}\right). \quad (1.7)$$

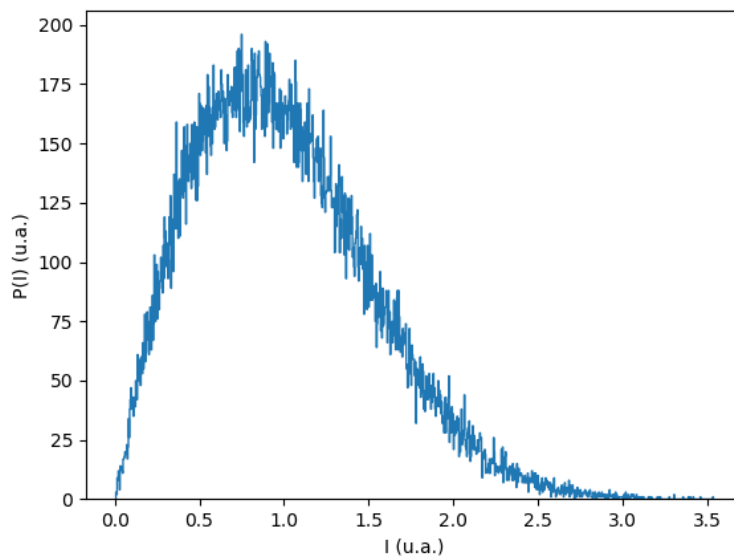
La loi de probabilité est représentée Figure 1.4. On constate que les résultats obtenus par simulation (Figure 1.5 b) sont très proches des résultats théoriques.

FIGURE 1.4 – Loi de probabilité de l'intensité des points chauds d'une figure de tavelures pour $\langle I \rangle = 1$.

Une grandeur essentielle pour quantifier le degré d'homogénéité d'un faisceau est le contraste C qui



(a)



(b)

FIGURE 1.5 – (a) Figure de tavelures caractéristique d’une simulation. (b) Loi de probabilité de l’intensité des points chauds de la figure de tavelures normalisée.

est défini par :

$$C^2 = \frac{\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2}{\langle I \rangle^2}. \quad (1.8)$$

On dit alors d’une figure qu’elle est complètement lissée si elle possède un contraste nul alors qu’une figure fortement modulée a un contraste égal à 1, comme c’est le cas pour un champ à statistique gaussienne. Le but du lissage va être d’obtenir le contraste le plus faible possible pour le faisceau, soit instantanément (lissage par double polarisation), soit intégré dans le temps (lissage par dispersion spectrale).

Nous appellerons donc une figure de tavelures, un champ décrit par une statistique gaussienne,

l'intensité suivant la loi de probabilité (1.6) et le contraste valant 1.

1.4 Principe du lissage optique

Mathématiquement, nous pouvons additionner les figures de tavelures de deux manières : en champ ou en intensité. Si nous additionnons les figures en champ, nous allons en fait additionner des champs élémentaires aléatoires avec d'autres. Nous allons alors retrouver un champ total dont les composantes auront une statistique gaussienne identique (seule la valeur moyenne aura changé) même si la réalisation est différente du fait de l'addition de plusieurs champs. En termes de contraste et de loi de probabilité, aucun changement n'aura lieu. Si nous voulons diminuer le contraste (ce qui revient à lisser le faisceau), il faut additionner les figures de tavelures en intensité ce qui exige qu'elles soient décorréliées soit dans le temps soit du fait de plusieurs polarisations [12].

On considère n figures de tavelures et nous les sommons en intensité :

$$I(x, y) = \sum_{k=1}^N I_k(x, y). \quad (1.9)$$

Comme toutes les figures sont décorréliées les unes des autres, on peut écrire pour tout couple de figure (k, l) :

$$\langle I_k(x, y) I_l(x, y) \rangle = \langle I_k(x, y) \rangle \langle I_l(x, y) \rangle. \quad (1.10)$$

Si toutes les intensités moyennes sont égales à $\langle I_0 \rangle$ et les figures de tavelures décorréliées, on obtient alors pour la loi de probabilité [12] :

$$P(I) = \frac{I^{N-1}}{(N-1)! \langle I_0 \rangle^N} \exp\left(-\frac{I}{\langle I_0 \rangle}\right). \quad (1.11)$$

La valeur moyenne de cette loi s'obtient de la façon suivante :

$$I_m = \int_0^{\infty} I P(I) dI = N I_0. \quad (1.12)$$

De plus :

$$\langle I^2 \rangle = \int_0^{\infty} I^2 P(I) dI = N(N+1) I_0^2. \quad (1.13)$$

On en déduit donc l'écart type $\sigma = \sqrt{\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2} = \sqrt{N} I_0$. Le contraste est alors égal à $C = 1/\sqrt{N}$. En fonction de la nouvelle énergie moyenne notée I_m , la loi de probabilité peut se réécrire :

$$P(I) = \frac{N^N I^{N-1}}{(N-1)! I_m^N} \exp\left(-\frac{NI}{I_m}\right). \quad (1.14)$$

La Figure 1.6 illustre la différence au niveau de la fonction de distribution entre trois cas où l'on fait varier le nombre de figures interférant. On note le rétrécissement de la fonction de distribution à mesure que le nombre de figures interférant augmente : c'est l'effet du lissage.

Nous avons pu également vérifier ceci en pratique sur nos simulations. La Figure 1.7 montre que nous retrouvons les caractéristiques d'une impulsion lissée de profil plat et d'histogramme piqué.

Le fait de sommer N figures de tavelures en intensité nous a permis de diviser le contraste par \sqrt{N} au contraire d'une somme sur les champs qui aurait créé une figure différente mais avec le même contraste. On peut toutefois constater que la décroissance du contraste est très lente comme illustré Figure 1.8. Pour obtenir un contraste de 10% il faut sommer 100 figures différentes. Il est quasiment impossible d'obtenir un contraste de l'ordre de 1% puisque dans ce cas, il faut créer et sommer 10000 figures de tavelures différentes ! De plus, les formules précédentes ne sont valables que dans le meilleur des cas, celui où toutes les figures de tavelures ont la même intensité moyenne et sont complètement décorréliées. Si on prend l'exemple de deux figures d'intensité relative $I_1 = \alpha I_0$ et $I_2 = (1 - \alpha) I_0$, alors on

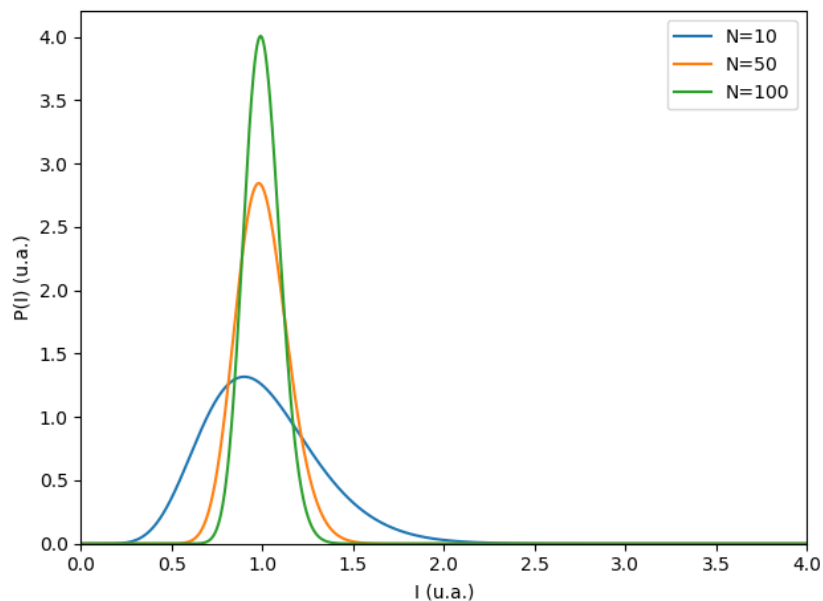


FIGURE 1.6 – Loi de probabilité ou distribution des valeurs d'éclairement pour 10, 50 et 100 figures de tavelures avec $I_m = 1$.

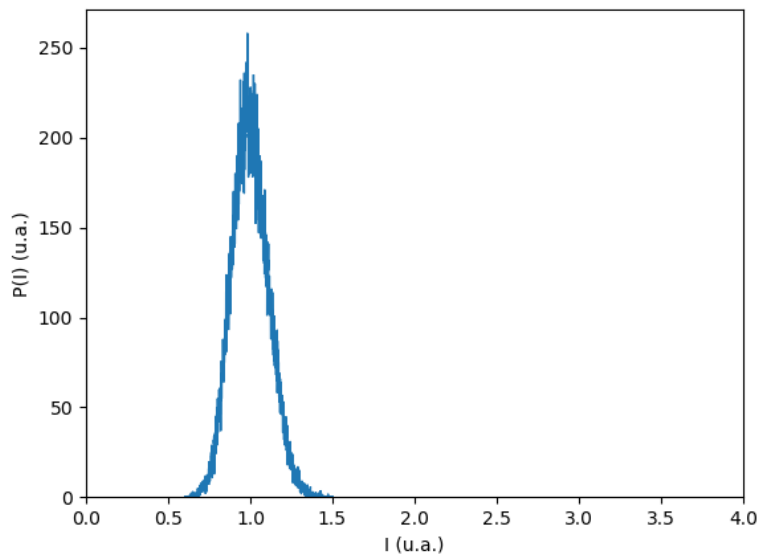


FIGURE 1.7 – Loi de probabilité ou distribution des valeurs d'éclairement pour 41 figures de tavelures avec $I_m = 1$ obtenue par simulation.

obtient :

$$C = \sqrt{2\alpha^2 - 2\alpha + 1}. \quad (1.15)$$

Pour $\alpha = 0,7$, on obtient $C = 0,762$ au lieu de $0,707$ dans le cas idéal (voir Figure 1.9).

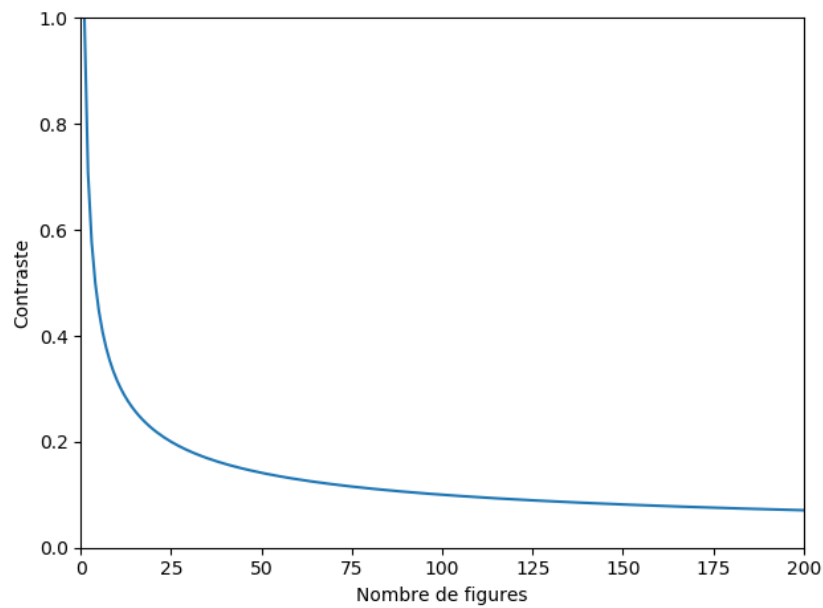


FIGURE 1.8 – Loi de variation pour le contraste en fonction du nombre de figures de tavelures intégrées.

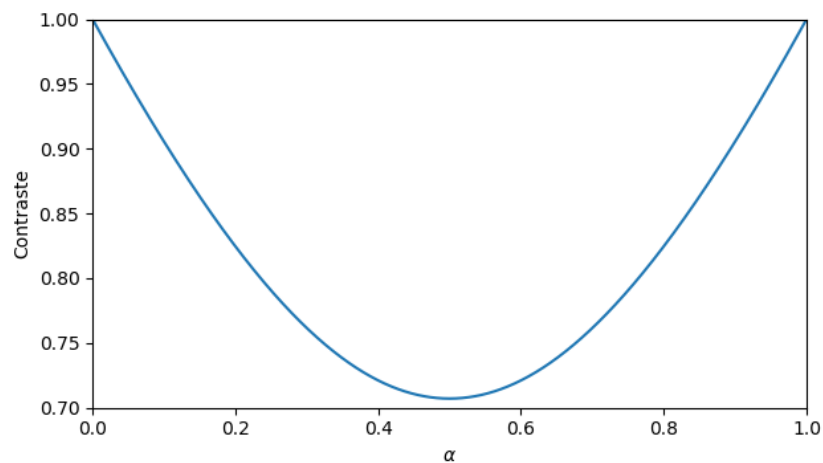


FIGURE 1.9 – Variation du contraste de deux figures de tavelures en fonction de l'énergie relative qu'elles contiennent.

1.5 Caractérisation des figures lissées

Précédemment nous avons discuté de l'importance du contraste pour juger de l'efficacité du lissage. Nous allons maintenant voir qu'il existe d'autres paramètres qui permettent également de mieux comprendre les différentes techniques de lissage existantes mais aussi, comme nous le montrerons dans le chapitre dédié, de les comparer entre elles.

Comme nous l'avons vu, les techniques de lissage peuvent amener à coupler des incohérences temporelles et spatiales dans le faisceau. Nous allons donc définir un formalisme de caractérisation du lissage nous permettant de traiter à la fois les échelles spatiales et temporelles par le biais de fonctions de corrélation. L'estimation de ces fonctions par la simulation est très importante pour une parfaite compréhension des phénomènes qui apparaissent lors de l'interaction entre le laser et le plasma.

Toutes les fonctions de corrélation sont définies à l'aide d'outils statistiques valables pour toutes les techniques de lissage présentées dans ce manuscrit. Dans ce qui suit, le champ électrique est supposé

aléatoire et dépend des quatre variables spatiales et temporelle : $E = E(x, y, z, t)$.

1.5.1 Aspect spatial

Nous avons précédemment introduit les notions de cohérence spatiale et temporelle et nous allons maintenant donner plus de détail sur les fonctions associées. Nous traitons d'abord l'aspect d'incohérence spatiale. On donne donc la fonction de corrélation spatiale $\Gamma_{sp}(x, y, z)$ définie par :

$$\Gamma_{sp}(x, y, z) = \frac{|\langle E(X, Y, Z, T)E^*(X+x, Y+y, Z+z, T) \rangle|^2}{\langle I(X, Y, Z, T) \rangle \langle I(X+x, Y+y, Z+z, T) \rangle}. \quad (1.16)$$

Cette fonction de corrélation normalisée permet d'obtenir la structure des points chauds, aussi appelés grains de tavelure, dans le domaine spatial qui correspond à la longueur de corrélation dans les trois dimensions. La fonction est maximale à $(x, y, z) = (0, 0, 0)$, ce qui correspond au maximum de corrélation, et à l'inverse elle tend vers 0 lorsque le triplet (x, y, z) tend vers l'infini en valeur absolue. On définit donc la longueur de corrélation ρ_{cx} suivant x comme le premier 0 de la fonction $\Gamma_{sp}(x, 0, 0)$. Si cette fonction ne s'annule pas, ce qui est généralement le cas, on pourra prendre ρ_{cx} comme la largeur à mi hauteur de Γ_{sp} . Ces deux définitions sont équivalentes à un facteur près. De la même manière on peut définir ρ_{cy} et ρ_{cz} , les deux longueurs de corrélation suivant y et z .

En général, nous avons plus facilement accès à l'intensité plutôt qu'au champ. Nous allons donc écrire Γ_{sp} d'une autre façon, plus pratique pour le calcul numérique. En effet, pour des champs aléatoires gaussiens centrés, ce qui sera en général notre cas, on peut écrire Γ_{sp} sous la forme :

$$\Gamma_{sp}(x, y, z) = \frac{\langle I(X, Y, Z, T)I(X+x, Y+y, Z+z, T) \rangle - \langle I(X, Y, Z, T) \rangle \langle I(X+x, Y+y, Z+z, T) \rangle}{\langle I(X, Y, Z, T) \rangle \langle I(X+x, Y+y, Z+z, T) \rangle}. \quad (1.17)$$

De plus, en utilisant le théorème de Wiener-Khinchine, qui vient des propriétés des transformées de Fourier nous pouvons alors écrire :

$$\Gamma_{sp} = TF^{-1} \left[|TF(I)|^2 \right]. \quad (1.18)$$

1.5.2 Aspect temporel

De la même manière on définit la fonction de corrélation temporelle Γ_{temp} :

$$\Gamma_{temp}(t) = \frac{|\langle E(X, Y, Z, T)E^*(X, Y, Z, T+t) \rangle|^2}{\langle I(X, Y, Z, T) \rangle \langle I(X, Y, Z, T+t) \rangle}. \quad (1.19)$$

Cette fonction est également normalisée, et de la même manière que pour Γ_{sp} , la fonction de corrélation temporelle vaut 1 en $t = 0$ et décroît par la suite. On définit le temps de vie du grain τ_g comme le premier 0 de la fonction de corrélation temporelle, ou dans le cas où cette fonction ne s'annule pas, comme la largeur à mi-hauteur de cette fonction. Ce temps correspond à la durée que met le grain pour disparaître ou se déplacer d'une largeur de grain. Les propriétés des fonctions de corrélation sont très semblables dans le domaine temporel ou spatial et on a donc de la même façon :

$$\Gamma_{temp}(t) = \frac{\langle I(X, Y, Z, T)I(X, Y, Z, T+t) \rangle - \langle I(X, Y, Z, T) \rangle \langle I(X, Y, Z, T+t) \rangle}{\langle I(X, Y, Z, T) \rangle \langle I(X, Y, Z, T+t) \rangle}. \quad (1.20)$$

1.5.3 Couplage spatio-temporel

Les définitions précédentes permettent de caractériser, d'une part, la dimension spatiale du grain (en trois dimensions) à un instant donné, mais en général les propriétés statistiques du champ sont stationnaires et la dimension spatiale est indépendante de l'instant choisi ; et d'autre part, le temps de vie du grain en un point donné, mais généralement les propriétés statistiques du champ sont indépendantes de la coordonnée sauf en bord de tache focale. Cependant, elles ne permettent pas de suivre le grain au cours du temps. Le but du lissage est de faire bouger le plus vite possible la figure de tavelures de manière à intégrer dans le temps les points chauds et obtenir ainsi une figure lissée. Pour certaines techniques, le grain va disparaître complètement au bout de τ_g et un autre grain va s'allumer ailleurs.

C'est une situation optimale dans le sens où la figure de tavelures est totalement décorrélée rapidement. On peut imaginer un cas où l'on fait simplement glisser la figure suivant une direction spatiale, au sens de la fonction de corrélation temporelle, la figure est décorrélée avec le même temps caractéristique τ_g . Mais, la figure dans son ensemble est inchangée et n'a fait que bouger d'une certaine distance. Nous ne pouvons plus dire que la figure est décorrélée dans son ensemble car des instabilités plasma peuvent suivre ce mouvement au cours du temps et se développer beaucoup plus que prévu. En pratique, les grains se déplacent et finissent par s'éteindre laissant la place à d'autres grains, on observe alors un déplacement et un « clignotement » de la figure de tavelures. Nous introduisons donc un troisième type de corrélation faisant intervenir cette fois-ci les variables temporelles et spatiales. Cette nouvelle fonction de corrélation spatio-temporelle Γ_{spt} , est une généralisation des fonctions précédentes, et s'écrit :

$$\Gamma_{spt}(x, y, z, t) = \frac{|(E(X, Y, Z, T)E^*(X+x, Y+y, Z+z, T+t))|^2}{\langle I(X, Y, Z, T) \rangle \langle I(X+x, Y+y, Z+z, T+t) \rangle}. \quad (1.21)$$

On introduit alors un nouveau temps caractéristique τ_f qui correspond au temps de vie de la figure de tavelures. Il correspond au premier 0 (ou comme précédemment la largeur à mi-hauteur le cas échéant) de la fonction :

$$\Gamma_{spt}^{max} = \max_{x,y,z}(\Gamma_{spt}). \quad (1.22)$$

Il existe donc une différence entre τ_f et τ_g . τ_g mesure le temps d'existence d'un grain à un endroit précis alors que τ_f mesure le temps de vie effectif du grain en tenant compte du fait que celui-ci peut se déplacer. Dans le cas où un grain ne fait que s'allumer et s'éteindre sur place, on a $\tau_f = \tau_g$. Par contre, si une figure se déplace à une vitesse v_f , avec un rayon de corrélation ρ_c , alors le temps de vie du grain vaut $\tau_g = \rho_c/v_f$, tandis que le temps de vie de la figure sera l/v_f , où l est la taille de la figure. On aura donc toujours $\tau_f \geq \tau_g$ et des études antérieures ont montré que l'on peut avoir $\tau_f \gg \tau_g$ dans certains cas [11].

1.6 Mise en forme spatiale par lame de phase

Maintenant que nous avons défini les diagnostics permettant l'étude des figures de tavelures, nous allons expliquer comment ces figures sont créées : cette étape de tout lissage correspond à la mise en forme spatiale. Nous rappelons que la mise en forme spatiale a deux objectifs : agrandir la tache focale (pour s'adapter à la géométrie et réduire l'éclairement) et créer des incohérences spatiales. Pour créer une incohérence spatiale, plusieurs moyens et composants peuvent être envisagés. Nous allons donc donner ici l'exemple de la lame de phase et détailler le choix fait pour nos simulations. Les lames de phase sont composées d'éléments qui induisent un déphasage sur le faisceau incident et la distribution de ces éléments dépend du type de lame de phase utilisée.

1.6.1 Lame de phase aléatoire

La lame de phase la plus simple est la lame de phase aléatoire dénommée RPP pour Random Phase Plate. C'est une plaque de verre caractérisée par des sur-épaisseurs, de surface constante et disposées aléatoirement. Ces épaisseurs induisent une augmentation du chemin optique d'une demi-longueur d'onde. Elle apparaît comme un damier tramé finement, de cases carrées ou hexagonales, où les cases noires et blanches sont respectivement des déphasages de π et 0 (voir Figure 1.10). En réalité, la répartition est pseudo aléatoire de telle manière que la phase moyenne est $\pi/2$.

Nous avons vu précédemment que, dans le cas d'une onde monochromatique de surface d'onde plane de diamètre L , la focalisation du faisceau par une lentille f donne une tache focale de dimension $\frac{\lambda_0 f}{L}$.

Maintenant si on place un élément optique dans la section du faisceau, constitué par exemple dans le cas d'une lame de phase de N_φ^2 éléments de phase spatiale de dimension d et de valeurs différentes aléatoires (N_φ est le nombre d'éléments suivant une direction), alors la forme de la tache focale sera fixée par l'ensemble des contributions de phase. En effet, le faisceau devient la juxtaposition de N_φ^2 faisceaux



FIGURE 1.10 – lame RPP avec des éléments carrés.

indépendants les uns par rapport aux autres. On écrit le champ en sortie de la lame :

$$E(x, y, t) = \frac{1}{2N_\varphi + 1} \text{Env}(t) \exp(i\omega_0 t) \sum_{j,k=-N_\varphi/2}^{N_\varphi/2} \exp(i\varphi_{j,k}) \text{Rect}\left[\frac{x-jd}{d}\right] \text{Rect}\left[\frac{y-kd}{d}\right], \quad (1.23)$$

où $\text{Env}(t)$ décrit l'enveloppe temporelle de l'impulsion, ω_0 la pulsation centrale du faisceau, $\varphi_{j,k}$ les phases aléatoires de la lame de phase égales à 0 ou π . Rect est la fonction rectangle définie par :

$$\text{Rect}(x) = 0 \text{ si } |x| > \frac{1}{2} \text{ et } 1 \text{ si } |x| < \frac{1}{2}.$$

La lame de phase est placée avant la lentille de focalisation. Le champ focalisé est donc la transformée de Fourier spatiale du champ précédent et se compose de N_φ^2 champs élémentaires indépendants les uns des autres d'un point de vue statistique. En utilisant les outils précédemment définis (équations (1.18)), on peut calculer la fonction de corrélation spatiale :

$$\Gamma_{sp}(x, y, 0) = \text{sinc}^2\left(\frac{\pi Lx}{\lambda_0 f}\right) \text{sinc}^2\left(\frac{\pi Ly}{\lambda_0 f}\right). \quad (1.24)$$

Le rayon de corrélation ρ_c étant défini comme le premier zéro de la fonction de corrélation spatiale, on peut donc déduire la taille transverse d'un point chaud :

$$\rho_c = \frac{\lambda_0 f}{L}. \quad (1.25)$$

Cependant le champ généré par une lame de phase RPP n'est pas optimal : le lobe central ne contient que 80% de l'énergie incidente (on parle de rendement), de plus le champ obtenu n'est pas rigoureusement gaussien [16], les points situés au centre de la tache focale ont une probabilité plus forte d'avoir une intensité plus élevée. En définitive, de telles lames de phase binaires² sont faciles à fabriquer, mais

2. On qu'il est également possible de choisir une lame de phase aléatoire non binaire mais avec une distribution uniforme

elles offrent très peu de flexibilité au niveau du façonnage du profil de la tache focale, l'objectif sera de se rapprocher d'une enveloppe proche d'une supergaussienne.

1.6.2 lame de phase à déphasage continu

La lame de phase continue CPP (continuous phase plate) ou KPP (kinoform phase plate) est un dérivé de la lame de phase RPP, ici le déphasage ne vaut plus 0 ou π , mais il est continu, compris dans l'intervalle $[0; 2\pi]$. Leur avantage par rapport à la RPP est de concentrer l'essentiel de l'énergie dans la tache focale qui éclairera la cible. En effet, le déphasage étant continu, il n'y a plus de structures carrées et on peut alors mettre en forme la tache focale. Les pertes énergétiques (partie de l'énergie située hors de la partie centrale de la tache) sont donc faibles, et on peut atteindre expérimentalement avec ce type de masque de phase des rendements supérieurs à 96%.

Cette lame est plus évoluée et son procédé de calcul est très différent. Les lames de phase CPP sont des lames construites par des algorithmes récursifs [15] qui ont la particularité de permettre d'obtenir une enveloppe du faisceau qui soit gaussienne, voire supergaussienne d'ordre n . On définit l'intensité normalisée d'une supergaussienne d'ordre n et de rayon a :

$$I(x, y) = \exp \left[- \left(\frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{a} \right)^n \right]. \quad (1.26)$$

L'objectif est de trouver un profil de phase à 2 dimensions, tel que le module au carré de sa transformée de Fourier spatiale (l'intensité de la tache focale) ait une enveloppe qui suit la forme recherchée. Ce genre de problème est généralement résolu par l'algorithme de Gerchberg-Saxton (voir le Chapitre 4 de la thèse de Steve Hocquet [17]) mais pour une réalisation pratique, il faut « déplier » la phase pour qu'elle reste continue, sans saut de multiples de 2π , d'où la nécessité d'algorithmes itératifs.

Ceci est très intéressant dans le cas de la FCI où on ne veut pas que l'intensité du faisceau soit importante sur les bords de l'entrée de la cavité afin d'éviter le bouchage des trous par la formation d'un plasma. Avec une super gaussienne on obtient donc de fortes valeurs d'intensité au centre de l'entrée de la cavité, et qui retombent vite lorsque l'on s'approche des bords.

1.6.3 lame de phase théorique pour simulations

Par la suite, nous utiliserons dans toutes nos simulations une lame de phase avec un déphase aléatoire mais sur tout l'intervalle $[0; 2\pi]$. Il faut noter que comme nous utilisons le pixel comme taille du carré, la taille de la tache focale, théoriquement en sinus cardinal au carré, tend vers l'infini. De plus, nous pouvons retravailler numériquement l'enveloppe du faisceau dans le plan focale pour que celui-ci correspondent à une supergaussienne. Nous appellerons, par simplification, ces lames de phase des RPP dans la suite du manuscrit.

1.7 Aperçu de différentes techniques de lissage

La mise en forme spatiale est la première étape du lissage, nous allons maintenant voir par le biais de différentes techniques comment la chaîne complète de lissage est réalisée.

En plus de créer la figure de tavelures (incohérence spatiale), il faut par la suite intégrer différentes figures de tavelures en intensité et non pas en champ. Ces figures doivent donc être décorréélées; soit en créant des figures sur des polarisations perpendiculaires soit en les intégrant en temps (on peut également cumuler les deux pour augmenter l'efficacité). On comprend donc que l'obtention d'un très faible contraste n'est pas instantané mais se fera au cours du temps.

Le deuxième élément nécessaire est la création d'un champ multimode spatialement mais aussi temporellement. L'utilisation d'un spectre large permet de générer plusieurs modes spatiaux et donc plusieurs figures de tavelures. Pour cela, on va moduler l'impulsion initialement monochromatique du laser à l'aide d'un modulateur de phase pour ne pas toucher à l'intensité.

Enfin, il faut coupler les incohérences temporelles et spatiales. En l'absence de couplage, il n'y aurait qu'une superposition de figures de tavelures sans déplacement des points chauds. Ce couplage est

assuré par l'utilisation d'un disperseur qui va associer à chaque fréquence une direction différente. En plus de créer des points chauds de petites tailles à l'aide des lames de phase, l'élargissement du spectre couplé à la dispersion a pour effet de réduire le temps de vie des points chauds. Ces deux éléments sont essentiels pour le contrôle des instabilités laser plasma décrites dans le Chapitre 2.

Il existe, pour réaliser ces différentes étapes, diverses techniques que nous ne détaillerons pas complètement (cela a déjà été fait notamment dans la thèse de Laurent Videau [12]). Nous nous contenterons d'introduire ici 4 techniques de lissage qui jouent un rôle important dans les lasers de puissance actuels : le Lissage par Dispersion Spectrale Longitudinale (LDSL), le Lissage par Dispersion Spectrale Transverse (LDST), le Lissage par Double Polarisation (DP) et le lissage multi couleurs. Nous donnerons le principe de chaque technique, ainsi que leurs grandeurs caractéristiques principales. Les lissages par dispersion spectrales feront l'objet d'une étude approfondie et seront décrits plus en détail dans les chapitres suivants. De même, une alternative au lissage par quatre couleurs est développée dans le dernier chapitre et nous reviendrons donc également dessus.

1.7.1 Lissage par dispersion spectrale

Le lissage par dispersion spectrale consiste à élargir le spectre du faisceau incident à l'aide d'un modulateur de phase, puis à disperser les différentes fréquences longitudinalement ou transversalement selon le type de disperseur utilisé.

Lissage par dispersion spectrale transverse - LDST

Description

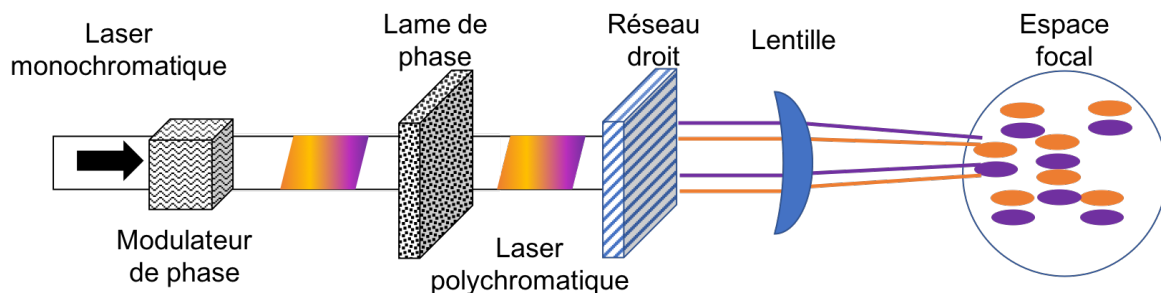


FIGURE 1.11 – Schéma de principe du Lissage par dispersion spectrale transverse.

Le LDST-1D (voir figure 1.11) est une technique à une dimension aussi appelée SSD pour «Smoothing by Spectral Dispersion» en anglais (on verra qu'on peut réaliser ce lissage sur 2 dimensions). L'onde incidente étant une onde plane monochromatique, le spectre large est créé à l'aide d'un modulateur de phase. La phase apportée à l'onde est en général sinusoïdale, mais elle peut être différente (aléatoire[18] ou somme de plusieurs sinusoïdes [17] par exemple). Après le modulateur de phase, l'onde est à spectre large et le réseau placé derrière disperse les fréquences selon des angles différents ce qui crée le couplage spatio-temporel. Comme nous l'avons vu dans la section sur la mise en forme spatiale, une lame de phase casse la cohérence spatiale du faisceau et crée au foyer de la lentille une figure de tavelures. Les fréquences voient toutes le même masque de phase et produisent donc au foyer la même figure de tavelures. Cependant, comme elles arrivent toutes avec un angle différent sur la lentille, elles focalisent à des endroits différents selon la direction de dispersion. Les figures de tavelures créées par chaque fréquence sont décalées les unes par rapport aux autres (voir figure 1.11 avec les figures créées par les différentes couleurs). Au niveau du foyer, il y a donc un couplage entre les fréquences et une direction transverse.

Entre les réseaux et le système de focalisation, il y a en général une chaîne amplificatrice et des cristaux de doublement et triplement de fréquence, ce qui peut induire des effets sur le lissage. On peut notamment citer le fait qu'une partie de la modulation de phase est convertie en modulation d'amplitude, ceci est appelé conversion FM-AM et cela peut avoir un impact sur la qualité du lissage [19]. Dans

le Chapitre 6, nous donnerons plus de détails sur la conversion FM-AM et nous regarderons comment réduire cette conversion tout en conservant l'efficacité du lissage.

Grandeurs caractéristiques

Les paramètres qui caractérisent le LDST-1D sont liés au réseau et au modulateur de phase. Le réseau est caractérisé par le temps retard qu'il introduit entre le haut et le bas du faisceau. Ce temps est relié à l'angle d'incidence i_0 et au nombre de traits par millimètre du réseau, N_t , par la relation suivante :

$$\Delta\tau_{max} = \frac{LN_t\lambda_0}{c\cos(\theta)}, \quad (1.27)$$

où θ est l'angle de sortie du réseau (égal à i_0 dans les conditions de Littrow [20]) et L est la dimension du faisceau incident sur le réseau.

Le modulateur de phase est caractérisé par la phase $\phi(t)$ qu'il introduit. La configuration la plus simple et la plus utilisée consiste en une modulation de phase sinusoïdale mais il en existe d'autres non sinusoïdales. Dans le cas sinusoïdal, la phase $\phi(t)$ est décrite avec deux paramètres, la profondeur de modulation m et la fréquence de modulation f_m : $\phi(t) = m\sin(2\pi f_m t)$. La période de modulation T_m est l'inverse de la fréquence de modulation. Le spectre résultant (Figure 1.12) est alors composé de raies équidistantes de f_m , et peut s'exprimer à l'aide des fonctions de Bessel J_n de la manière suivante :

$$\tilde{A}(f) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(m) \delta(f - nf_m). \quad (1.28)$$

Le signal de modulation étant périodique, le spectre de l'impulsion laser est donc un peigne de raies dont les poids sont donnés par les fonctions de Bessel $J_n(m)$ correspondantes. Le nombre de raies significatives présentes dans le spectre est égal à $2m + 1$ et on a donc un contraste qui vaut au mieux :

$$C = \frac{1}{\sqrt{2m+1}}. \quad (1.29)$$

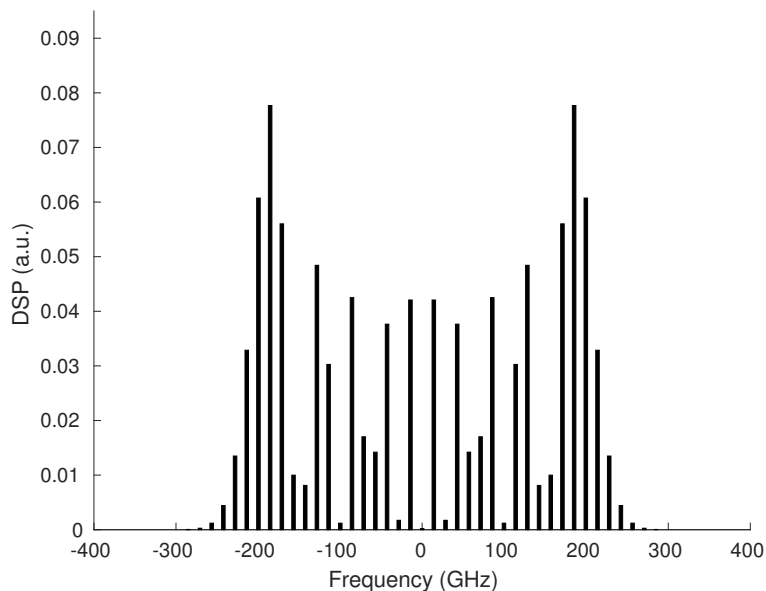


FIGURE 1.12 – Spectre relatif à la fréquence centrale pour un modulateur de phase sinusoïdale : $m = 15$ et $f_m = 14,25$ GHz.

Cependant, l'énergie n'est pas répartie de manière équitable dans toutes les raies à cause du poids

des fonctions de Bessel. On aura donc un contraste minimal supérieur à cette valeur idéale. Dans ce cas là, on peut montrer [12] que le contraste s'écrit alors :

$$C = \sqrt{\sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(m)^4}. \quad (1.30)$$

Pour atteindre ce contraste minimal, il faut que chaque raie produise une figure de tavelures décorrelée des autres. Pour cela, il faut que la fréquence de modulation f_m soit supérieure à l'inverse du temps retard³ $\Delta\tau_{max}$.

Le dernier paramètre concerne la lame de phase caractérisée par ses dimensions transverses et sa géométrie. La structure de la lame donne la forme de l'enveloppe du faisceau au niveau du foyer, tandis que les dimensions transverses et la forme globale de la lame (un carré ou un disque) donnent la forme moyenne du grain de tavelures.

LDST à 2 dimensions

Il est possible d'adapter cette technique afin de réaliser un lissage transverse à deux dimensions, comme employé sur le laser OMEGA à Rochester [21]. Pour cela, on modifie le montage en ajoutant un second modulateur de phase et un second réseau perpendiculaire au premier.

Le premier système disperse suivant une première direction transverse x le spectre créé par le premier modulateur de phase ϕ_1 , tandis que le second système disperse suivant la seconde direction transverse y le spectre créé par le second modulateur de phase ϕ_2 .

Pendant, cette technique est intéressante seulement si les modulateurs de phase ont des fréquences de modulation incommensurables. En effet, si cela n'est pas le cas alors il y a aura des fréquences dans l'une et l'autre des modulations et donc elles ne participeront qu'une seule fois au lissage.

Lissage par dispersion spectrale longitudinale - LDSL

Principe

Le lissage par dispersion spectrale longitudinale est très similaire aux techniques de LDST. Ici, au lieu de disperser selon les axes transverses à la propagation, on disperse maintenant selon l'axe de propagation du faisceau.

On utilise pour cela un réseau focalisant, permettant de focaliser les fréquences à des positions longitudinales z différentes (figure 1.13). Si deux fréquences sont séparées de plus d'un grain de tavelure en z , elles seront décorrelées.

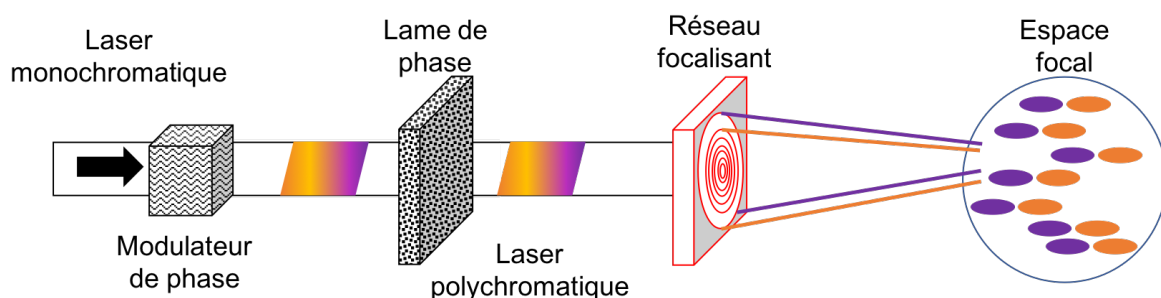


FIGURE 1.13 – Schéma de principe du Lissage par dispersion spectrale longitudinale.

Caractérisation

3. Cela revient à avoir un spectromètre dont la résolution est f_m . Nous verrons ce calcul plus en détail Chapitre 4.

Ce type de lissage possède des caractéristiques similaires au LDST. Ici cependant ce sont les caractéristiques du réseau chromatique qui importent. Dans le cas où l'on suppose que la focale dépend linéairement de la fréquence au premier ordre alors la focale s'exprime de la manière suivante :

$$f(\omega) = f_0 \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right), \quad (1.31)$$

où f_0 est la distance focale associée à la pulsation centrale ω_0 .

La lentille chromatique va introduire un retard de phase entre le centre et le bord du faisceau. On peut définir un temps retard maximal présent sur la lentille qui dépend de la géométrie du faisceau. Pour un faisceau circulaire de diamètre L , il vaut :

$$\Delta\tau_{max} = \frac{L^2}{8cf_0}, \quad (1.32)$$

tandis que pour un faisceau carré de côté l , il est égal à :

$$\Delta\tau_{max} = \frac{L^2}{4cf_0}, \quad (1.33)$$

suivant la diagonale.

1.7.2 Lissage par double polarisation

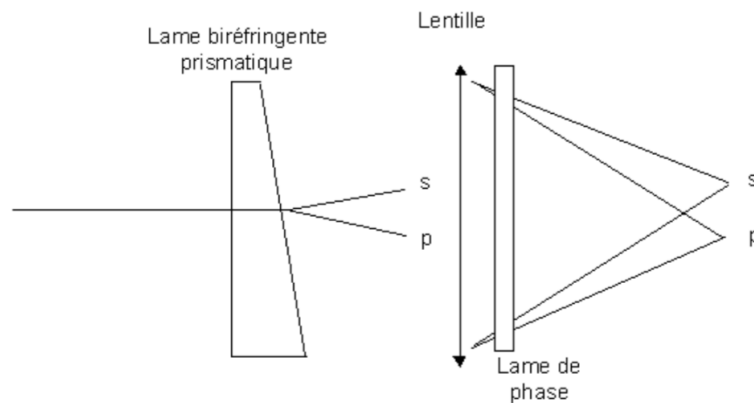


FIGURE 1.14 – Schéma de principe du LDP (figure extraite du rapport sur le lissage de Laurent Videau [22]).

La technique de Lissage par Double Polarisation (LDP) est différente des techniques précédentes. En effet, elle ne nécessite pas de spectre large temporel mais joue sur la combinaison de deux polarisations croisées. Une lame de phase crée toujours en fin de chaîne le spectre large spatial. Juste avant la focalisation, une lame biréfringente prismatique permet de séparer le faisceau incident en deux faisceaux avec des polarisations orthogonales et avec des directions de propagation non colinéaires à cause du prisme de la lame. Après focalisation, les deux polarisations se retrouvent alors séparées et sont décorrélées si la séparation est plus grande que le grain de tavelure. Cette technique permet d'obtenir un lissage instantané grâce au caractère indépendant des deux polarisations et permet de réduire du même coup la fraction d'énergie contenue dans les points les plus chauds. Par contre, ce lissage est limité au mélange de deux figures seulement, ce qui donne un contraste égal à $1/\sqrt{2}$ au minimum. Il doit être associé aux autres techniques pour diminuer le contraste intégré.

C'est ce lissage qui a été retenu sur le NIF. De plus, son utilisation est envisageable sur le LMJ avec plusieurs mises en œuvre différentes. En effet, on rappelle que le LMJ est composé de quadruplets de faisceaux ce qui signifie que la double polarisation peut être réalisée à deux échelles différentes : soit

en ayant une double polarisation de chaque faisceau du quadruplet (double polarisation intra-faisceau), soit en ayant des polarisations différentes sur les différents faisceaux du quadruplet (double polarisation intra-quad). C'est cette seconde solution qui est actuellement utilisée au NIF.

1.7.3 Lissage multi couleurs

Le principe du lissage par 4 couleurs est illustré par la figure 1.15. Chaque faisceau du quadruplet a une longueur d'onde différente.

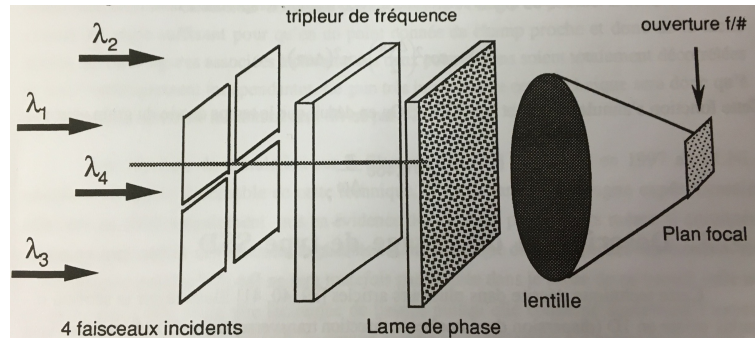


FIGURE 1.15 – Schéma de principe du Lissage quatre couleurs (figure extraite de la thèse de Gilles Riazuelo [23]).

Il ne s'agit pas d'une méthode de lissage à proprement parler telle qu'on l'a défini précédemment puisque bien que la lame de phase crée une incohérence spatiale et que les différentes longueurs d'onde créent une incohérence temporelle, ces deux ne sont pas vraiment couplées. Ici, chaque faisceau va créer une figure de tavelures et la différence de fréquence (longueur d'onde) entre les faisceaux fait que l'état interférométrique entre les figures de tavelures est modifié au cours du temps modifiant donc la structure interne de la tache focale au cours du temps. De plus, il est possible d'améliorer cette technique en créant un spectre large sur chaque faisceau du quadruplet [24]. Son avantage réside en revanche dans la simplicité de son principe et de sa mise en œuvre, surtout dans le cas du LMJ où chaque faisceau se décompose en quadruplet. Nous reviendrons dans le dernier chapitre plus en détail sur cette méthode.

1.8 Conclusion

Le lissage des faisceaux laser est une étape indispensable pour l'utilisation des grands lasers de puissance (LMJ ou NIF). Les techniques en place cherchent à modifier et réduire les propriétés de cohérence spatiale et temporelle des faisceaux. Dans ce chapitre, nous avons défini un certain nombre de paramètres qui permettent d'évaluer l'efficacité de ces techniques d'un point de vue laser. Cependant, il ne faut pas se limiter à ce point de vue purement laser mais considérer également l'efficacité de ces techniques à contrôler le développement des instabilités qui peuvent apparaître lors des expériences de fusion.

C'est pourquoi dans le chapitre suivant nous introduisons les bases de l'interaction laser-plasma et détaillons plus particulièrement l'instabilité paramétrique de diffusion Brillouin stimulée. Par la suite, nous comparerons l'efficacité de différentes techniques de lissage à contrôler cette instabilité : le lissage par dispersion spectrale transverse et le lissage par dispersion longitudinale. Le but est d'avoir une vision d'ensemble des deux domaines physiques afin d'en améliorer la compréhension mais également de proposer des solutions pour faire évoluer les techniques de lissage.

Chapitre 2

L'instabilité paramétrique Brillouin stimulée dans les plasmas de fusion

Sommaire

2.1	Description fluide d'un plasma	32
2.2	Les ondes plasma	33
2.2.1	Les ondes plasmas électroniques	33
2.2.2	Les ondes acoustiques ioniques	34
2.3	Propagation d'un onde électromagnétique	34
2.3.1	Relation de dispersion	35
2.3.2	Force pondéromotrice	35
2.4	L'instabilité de diffusion Brillouin stimulée (SBS)	36
2.4.1	Description de l'instabilité	37
2.4.2	Relation de dispersion	38
2.4.3	Taux de croissance	39
2.5	Régimes d'instabilités absolues et convectives	39
2.5.1	Prise en compte de l'amortissement	39
2.5.2	Le régime d'instabilité convective	41
	Expressions du seuil et des taux de croissance convective	41
	Taux d'amplification spatiale	41
2.5.3	Le régime d'instabilité absolue	42
2.6	Régime non-linaire et sensibilité de l'instabilité Brillouin stimulée	42
2.6.1	Phénomènes non linéaires	42
2.6.2	Sensibilités aux inhomogénéités	43
2.7	Influence du lissage optique	44

Comme discuté lors de l'introduction, le contrôle de l'instabilité Brillouin stimulée est crucial dans les expériences de FCI. Tout d'abord, elle entraîne une perte nette en énergie. La lumière étant principalement rétrodiffusée, elle ne participe plus à la mise en vitesse de la cible. Plus gravement pour l'installation, le fait que l'énergie soit rétrodiffusée génère un risque de propagation dans la chaîne optique ce qui peut entraîner d'importants dégâts sur les optiques comme l'ont montré de récentes études [8]. Cette instabilité est prépondérante dans la zone d'expansion du plasma d'or [25] (voir Figure 3) dont les paramètres nous serviront pour définir un plasma de référence par la suite.

L'objectif de ce chapitre est de présenter plus en détail cette instabilité et les grandeurs la caractérisant, telles que son seuil de déclenchement et son taux de croissance. Pour cela, nous nous appuyerons sur deux références pour la physique de l'interaction laser-plasma [26, 7]. Nous dériverons d'abord la relation de dispersion des ondes plasma. Puis nous expliciterons comment cette relation est modifiée par la présence d'une onde électromagnétique. Cela nous permettra de calculer les grandeurs caractéristiques sus-mentionnées. Nous discuterons ensuite des phénomènes non-linéaires qui amènent à la saturation de l'instabilité. Finalement, nous terminerons en présentant l'état de l'art de la réduction de l'instabilité par le lissage.

2.1 Description fluide d'un plasma

On considère un plasma composé d'électrons et d'une seule espèce d'ions que l'on décrira par un modèle dit à deux fluides¹. Dans la suite, on supposera qu'il n'y a pas d'échange de température entre les espèces, et que chaque espèce est à l'équilibre thermodynamique local. Pour chaque espèce, le module de la vitesse suit ainsi une distribution maxwellienne dont la moyenne est appelée vitesse thermique $|\vec{v}_{T_j}| = \sqrt{k_b T_j / m_j}$, où T_j et m_j sont la température et la masse de l'espèce considérée, et k_b est la constante de Boltzmann. Ce modèle [26] décrit l'évolution de chaque espèce j à l'aide de deux équations. Premièrement, l'équation de conservation de la densité de particules n_j s'écrit :

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n_j \vec{v}_j) = 0, \quad (2.1)$$

où \vec{v}_j est la vitesse moyenne de l'espèce. Deuxièmement, l'équation de conservation de la quantité de mouvement s'exprime par :

$$n_j \left(\frac{\partial \vec{v}_j}{\partial t} + (\vec{v}_j \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}_j \right) = \frac{n_j q_j}{m_j} \left(\vec{E} + \frac{\vec{v}_j \times \vec{B}}{c} \right) - \frac{1}{m_j} \vec{\nabla} p_j, \quad (2.2)$$

avec q_j et m_j , la charge et la masse de l'espèce considérée. La pression p_j de chaque fluide chargé est reliée à la densité n_j par une équation d'état. Cette procédure permet de fermer le système d'équations des fluides.

Cette description est complétée par les équations de Maxwell² qui lient le champ électrique \vec{E} et le champ magnétique \vec{B} aux densités totales de charges ρ et de courant \vec{J} :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 4\pi\rho, \quad (2.3)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0, \quad (2.4)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (2.5)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{J} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (2.6)$$

où $\vec{J} = \sum_j q_j n_j \vec{v}_j$ et $\rho = \sum_j q_j n_j$.

1. Le modèle de fluide décrit le plasma à partir de grandeurs macroscopiques : moments de la distribution de vitesse comme la densité, la vitesse moyenne et l'énergie moyenne.

2. qui seront exprimées ici en unités CGS pour des raisons de commodité.

2.2 Les ondes plasma

Dans ce paragraphe, on ne considère pas d'ondes électromagnétiques. Les plasmas sont le siège de différentes ondes électrostatiques, appelées ondes plasma, qui correspondent à des fluctuations des densités de charges à des fréquences caractéristiques déterminées par le mouvement des électrons et des ions. Dans un plasma non soumis à un fort champ magnétique externe (ou auto-généré), ce qui est généralement le cas pour les plasmas de FCI, il existe deux ondes plasma : une onde haute fréquence appelée onde plasma électronique et une onde basse fréquence appelée onde acoustique ionique. Nous allons les décrire. Pour cela, on calcule l'équation différentielle régissant l'évolution d'une petite variation de la densité électronique (ou ionique), Et, pour une onde plane, on en déduit l'équation de dispersion.

2.2.1 Les ondes plasmas électroniques

Dans le cas de fluctuations de hautes fréquences (ω_p, \vec{k}_p) associées au mouvement des électrons, les ions sont supposés immobiles (la masse des ions m_i est largement supérieure à celle des électrons m_e) à la densité n_{0i} telle que la condition de quasi-neutralité soit respectée. L'équation (2.1) s'écrit alors :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n_e \vec{v}_e) = 0, \quad (2.7)$$

et on peut alors écrire l'équation (2.2) sous la forme :

$$n_e \left(\frac{\partial \vec{v}_e}{\partial t} + (\vec{v}_e \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}_e \right) = -\frac{n_e e}{m_e} \vec{E} - \frac{1}{m_e} \vec{\nabla} p_e. \quad (2.8)$$

De plus, l'équation de Poisson (2.3) s'écrit :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = -4\pi e (n_e - Z n_{0i}). \quad (2.9)$$

où Z est le nombre de charges des ions.

Dans le cas de perturbations de faibles amplitudes, on pose : $n_e = n_0 + \delta n_e$, $\vec{v}_e = \delta \vec{v}$, $p_e = n_0 T_e + \delta p_e$ et $\vec{E} = \delta \vec{E}$ ($p_e = n_0 T_e$ étant l'équation des gaz parfaits), où n_0 est la densité uniforme non perturbée. Par dérivation temporelle de l'équation (2.7) et spatiale de l'équation (2.8), on obtient alors après linéarisation :

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} (\delta n_e) - \frac{n_0 e}{m_e} \vec{\nabla} \cdot (\delta \vec{E}) - \nabla^2 \delta p_e = 0, \quad (2.10)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \delta \vec{E} = -4\pi e \delta n_e. \quad (2.11)$$

On admettra [27] que l'équation d'état pour la perturbation est dans ce cas adiabatique sous la forme : $\frac{\delta p_e}{\delta n_e^3} = \text{constante}$. Par linéarisation on obtient alors :

$$\delta p_e = 3m_e v_{Te}^2 \delta n_e, \quad (2.12)$$

Et finalement :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - 3v_{Te}^2 \nabla^2 + \omega_{pe}^2 \right) \delta n_e = 0, \quad (2.13)$$

où $\omega_{pe}^2 = e^2 n_0 / \epsilon_0 m_e$ est la pulsation plasma électronique pour un plasma de densité électronique valant $n_0 = Z n_{0i}$.

Pour un plasma de densité électronique valant 10% de n_c à 3ω , soit $n_e = 9 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, on a alors $\omega_{pe} = 1.69 \times 10^{15} \text{ rad/s}$.

Dans le cas de solution de type $\delta n_e = \exp(i\vec{k}_p \cdot \vec{x} - i\omega_p t)$ on obtient alors la relation de dispersion pour les ondes plasmas électroniques :

$$\omega_p^2 = \omega_{pe}^2 + 3k_p^2 v_{Te}^2. \quad (2.14)$$

La pulsation de ces ondes est essentiellement ω_{pe} , la pulsation plasma électronique, avec une correction thermique qui dépend du nombre d'onde. En effet, pour que la condition de quasi-neutralité soit respectée on a $k_p \ll 2\pi/\lambda_{De}$, où λ_{De} est la longueur de Debye. Pour k_p de l'ordre de k_0 on a alors $\sqrt{3k_p^2 v_{Te}^2} \sim 7 \times 10^{14}$ rad/s, effectivement inférieure à la pulsation plasma électronique.

2.2.2 Les ondes acoustiques ioniques

Si l'on considère maintenant le cas des oscillations basses fréquences (ω_a, \vec{k}_a) associées aux ions, il nous faut maintenant prendre en compte le mouvement des électrons et des ions. Comme la fréquence de ces oscillations est nettement inférieure à la fréquence des électrons ω_{pe} on peut négliger l'inertie des électrons ($m_e \ll m_i$). L'équation (2.8) devient :

$$n_e e \vec{E} + \vec{\nabla} p_e = 0. \quad (2.15)$$

De la même façon que précédemment, on linéarise les équations. On admettra ici [27] que pour la perturbation, les électrons sont décrits par l'équation d'état isotherme $\delta p_e = \delta n_e T_e$ et qu'on a donc :

$$n_e e \delta \vec{E} + T_e \vec{\nabla} \delta n_e = 0. \quad (2.16)$$

On considère maintenant les équations fluides pour les ions :

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n_i \vec{v}_i) = 0, \quad (2.17)$$

$$n_i \left(\frac{\partial \vec{v}_i}{\partial t} + (\vec{v}_i \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}_i \right) = \frac{Z e n_i}{m_i} \vec{E} - \frac{1}{m_i} \vec{\nabla} p_i. \quad (2.18)$$

De plus, pour la perturbation, les ions vérifient [27] l'équation d'état adiabatique : $\frac{\delta p_i}{\delta n_i^3} = \text{constante}$. En utilisant le même raisonnement que précédemment et en posant $n_i = n_0/Z + \delta n_i$, $\vec{v}_i = \delta \vec{v}_i$ et $p_i = p_{i0} + \delta p_i$ on a alors :

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} (\delta n_i) + \frac{Z e n_0}{m_i} \vec{\nabla} \cdot (\delta \vec{E}) - \frac{3 T_i}{m_i} \nabla^2 \delta n_i = 0. \quad (2.19)$$

Dans les conditions de quasi-neutralité ($\delta n_e \simeq Z \delta n_i$) et en utilisant l'équation (2.15) on a :

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} (\delta n_i) - \frac{Z T_e + 3 T_i}{m_i} \nabla^2 \delta n_i = 0. \quad (2.20)$$

Dans le cas de solution de type $\delta n_i = \exp(i \vec{k}_a \cdot \vec{x} - i \omega_a t)$ on obtient alors la relation de dispersion pour les ondes acoustiques ioniques :

$$\omega_a^2 - k_a^2 c_s^2 = 0, \quad (2.21)$$

où $c_s^2 = (Z T_e + 3 T_i)/m_i$ représente la vitesse acoustique ionique³. Pour un plasma d'or de FCI[25] ($Z = 60$, $A = 197$) de température $T_e = 3$ keV et $T_i = 300$ eV on a alors $c_s = 2,96 \times 10^5$ m/s. Pour une onde acoustique de nombre d'onde $k_a = 2k_0$, qui correspond à la rétrodiffusion Brillouin stimulée (voir équation (8)), nous obtenons $\omega_a = 1,06 \times 10^{13}$ rad/s pour la pulsation de l'onde acoustique.

L'approche fluide présentée permet de déterminer les relations de dispersion pour ces deux modes propres du plasma. Cependant, elle ne permet pas de rendre compte complètement de l'évolution des ondes plasmas qui sont amorties par des mécanismes non collisionnels d'origine cinétique. Cet effet important est discuté plus tard.

2.3 Propagation d'une onde électromagnétique

Maintenant que nous avons une description complète du plasma et de ses ondes propres électrostatiques, nous nous intéressons à la propagation d'un mode électromagnétique dans le plasma. Nous

3. Pour des plasmas chauffés par laser la contribution des ions est largement inférieure à celles des électrons.

allons d'abord dériver sa relation de dispersion dans le plasma et montrer comment cette onde est la source d'une force, appelée force pondéromotrice, et responsable du déplacement de la matière chargée à son passage. Puis dans les sections suivantes, nous regarderons ensuite comment le couplage de l'onde électromagnétique avec une onde acoustique est à l'origine de l'instabilité Brillouin stimulée et expliciterons ses grandeurs caractéristiques. Nous discuterons de ses différents régimes et de l'influence du lissage sur l'instabilité.

2.3.1 Relation de dispersion

On considère donc une onde électromagnétique haute fréquence de vecteur d'onde \vec{k}_0 supposé parallèle à l'axe x et de pulsation ω_0 : $\vec{E} = \vec{E}_0(\vec{x}) \exp(-i\omega_0 t)$. La pulsation laser pour la troisième harmonique d'un laser à néodyme (3ω , $\lambda_0 = 351$ nm) est $\omega_0 = 5,37 \times 10^{15}$ rad/s. Cette pulsation est supérieure à la pulsation des ondes plasma électroniques (comme nous allons le démontrer, on est en-dessous de la densité critique, cf. également les équations (1) et (2)) et très supérieure à la pulsation des ondes acoustiques. L'évolution de l'onde est décrite par l'équation suivante obtenue à partir de la loi de Faraday (2.5) et de la loi d'Ampère (2.6) :

$$\left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2 \right) \vec{E} + \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial \vec{J}}{\partial t}.$$

Les ondes électromagnétiques de nature transverse sont telles que : $\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0$. Par conséquent, cette équation devient :

$$\left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2 \right) \vec{E} = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial \vec{J}_t}{\partial t},$$

où \vec{J}_t est le courant transverse.

Comme on a $\omega_0 \geq \omega_{pe}$, seuls les électrons répondront au champ externe et les ions sont supposés immobiles de densité $n_{0i}(\vec{x})$. On admettra alors [26] qu'en linéarisant l'équation (2.2) le courant transverse peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{\partial \vec{J}_t}{\partial t} = \frac{\omega_{pe}^2}{4\pi} \vec{E}. \quad (2.22)$$

L'équation de propagation des ondes électromagnétiques devient alors :

$$\left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2 \right) \vec{E} = -\frac{\omega_{pe}^2}{c^2} \vec{E}. \quad (2.23)$$

On voit donc apparaître à partir de cette équation, en passant dans l'espace de Fourier (en temps et en espace) la relation de dispersion des ondes électromagnétiques définie par l'équation (1) :

$$\omega_0^2 = \omega_{pe}^2 + k_0^2 c^2. \quad (2.24)$$

Comme indiqué en introduction, on remarque que ω_{pe} est la pulsation minimum permettant à l'onde laser de se propager dans le plasma : si $\omega_0 < \omega_{pe}$ alors k_0 devient imaginaire. La condition $\omega_{pe} = \omega_0$ définit donc la densité électronique maximale à laquelle peut se propager l'onde laser. On retrouve donc la définition de la densité critique donnée équation (2).

2.3.2 Force pondéromotrice

Nous allons maintenant introduire la force pondéromotrice, force non linéaire subie par des particules chargées (principalement par les électrons, les ions étant plus lourds réagiront plutôt au potentiel électrique induit par le déplacement des électrons) soumises à un champ électromagnétique inhomogène.

Pour cela, considérons une onde de haute fréquence se propageant dans un plasma supposé non collisionnel. L'équation pour le fluide électronique s'écrit alors :

$$m_e \left[\frac{\partial \vec{v}_e}{\partial t} + (\vec{v}_e \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}_e \right] = -e \left(\vec{E} + \vec{v}_e \times \vec{B} \right) - \frac{1}{n_e} \vec{\nabla} p_e. \quad (2.25)$$

On rappelle [28] l'équation permettant de calculer la réponse linéaire en l'absence du terme de pression :

$$m_e \frac{\partial \vec{v}_{e1}}{\partial t} = -e\vec{E}_1, \quad (2.26)$$

où \vec{E}_1 est le champ haute-fréquence. En prenant le rotationnel de cette équation, on obtient alors :

$$m_e \frac{\partial}{\partial t} \vec{\nabla} \times \vec{v}_{e1} = e \frac{\partial \vec{B}_1}{\partial t}. \quad (2.27)$$

Comme $\vec{v}_{e1} = 0$ en l'absence de champ haute-fréquence, alors en intégrant on a finalement :

$$m_e \vec{\nabla} \times \vec{v}_{e1} = e\vec{B}_1. \quad (2.28)$$

On s'intéresse maintenant à la force non-linéaire exercée par l'onde sur les électrons. On définit $\vec{u}_e = \vec{v}_e - \vec{v}_{e1}$, qui représente la vitesse électronique après soustraction de la composante linéaire, et on écrit l'équation (2.25) sous la forme :

$$m_e \left[\frac{\partial \vec{u}_e}{\partial t} + (\vec{u}_e \cdot \vec{\nabla}) \vec{u}_e \right] = -e\vec{E}_2 - \frac{1}{n_e} \vec{\nabla} p_e - \left[m_e (\vec{v}_{e1} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}_{e1} + e\vec{v}_{e1} \times \vec{B}_1 \right], \quad (2.29)$$

où $\vec{E}_2 = \vec{E} - \vec{E}_1$ est le champ résiduel, et où on a supposé que le champ \vec{B}_1 de l'onde était le seul champ magnétique à prendre en considération. Enfin on a négligé $(\vec{u}_e \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}_{e1}$ et $(\vec{v}_{e1} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u}_e$ qui sont d'ordre supérieur. Les derniers termes dans le membre de droite de l'équation (2.29) correspondent à la force non-linéaire :

$$\vec{F}_p = - \left[m_e (\vec{v}_{e1} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}_{e1} + e\vec{v}_{e1} \times \vec{\nabla} \times \vec{v}_{e1} \right] = -\frac{m_e}{2} \vec{\nabla} v_{e1}^2. \quad (2.30)$$

Cette force prend le nom de force pondérométrice. Pour une onde monochromatique de fréquence ω_0 , la force pondérométrice moyennée sur la haute-fréquence peut également s'exprimer à partir du champ électrique comme :

$$\langle \vec{F}_p \rangle_t = -\frac{m_e}{2} \vec{\nabla} \langle v_{e1}^2 \rangle_t = -\frac{e^2}{2m_e \omega_0^2} \vec{\nabla} \langle E_1^2 \rangle_t. \quad (2.31)$$

La force pondéromotrice est donc généralement non nulle et proportionnelle au gradient du carré du champ électrique et aura des effets importants sur la propagation du faisceau laser dans le plasma. Physiquement, elle représente l'expulsion de la matière chargée, par tout gradient d'énergie. En pratique cependant, la force pondéromotrice appliquée sur les ions est très faible devant celle appliquée aux électrons en raison du rapport m_e/m_i très faible. C'est pourquoi, généralement, on ne tient pas compte de cette force appliquée directement aux ions.

2.4 L'instabilité de diffusion Brillouin stimulée (SBS)

Nous allons regarder maintenant l'instabilité Brillouin qui correspond à la diffusion de l'onde laser sur les ondes acoustiques ioniques. Cette instabilité peut être vue comme la désintégration résonnante d'un photon incident de pulsation ω_0 et de vecteur d'onde \vec{k}_0 (onde mère) en un photon diffusé de pulsation ω_s et de vecteur d'onde \vec{k}_s et en un phonon acoustique ionique de pulsation ω_a et de vecteur d'onde \vec{k}_a (ondes filles). On écrit alors les relations entre les pulsations et les vecteurs d'onde sous la forme :

$$\omega_0 = \omega_a + \omega_s, \quad (2.32)$$

$$\vec{k}_0 = \vec{k}_a + \vec{k}_s. \quad (2.33)$$

Cette instabilité peut se développer dans tout plasma de densité électronique inférieure à la densité critique pourvu que des conditions de seuil, que nous verrons par la suite, soient satisfaites. Dans le cadre des expériences de FCI, cette instabilité est prépondérante dans la zone du plasma d'or créée par l'ablation des parois d'or par les lasers (voir Figure 2.1).

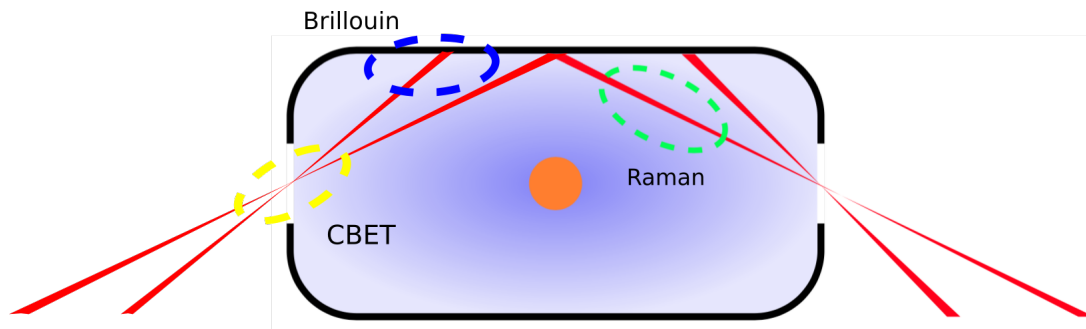


FIGURE 2.1 – Schéma représentant les instabilités prépondérantes dans les différentes zones du Hohlraum. La diffusion Brillouin stimulée dans le plasma d'or, la diffusion Raman stimulée dans le plasma de cavité et le CBET, désignant le transfert d'énergie dans la zone de croisement des faisceaux (abréviation de *Cross Beam Energy Transfert*), dans les plasmas des fenêtres.

Nous commencerons par une description générale de l'instabilité Brillouin pour en déterminer la relation de dispersion, puis nous présenterons les grandeurs caractéristiques de l'instabilité en plasma de dimension finie.

2.4.1 Description de l'instabilité

Pour déterminer les équations de couplage on considère la propagation dans un plasma initialement uniforme, d'une onde électromagnétique de grande amplitude.

On exprime le champ électrique et magnétique en fonction du potentiel vecteur \vec{A} et du potentiel électrostatique ϕ , tels que $\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$ et $\vec{E} = (-1/c)\partial\vec{A}/\partial t - \vec{\nabla}\phi$. De la même manière que dans le cas général (éq. 2.23) nous avons maintenant :

$$\left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2 \right) \vec{A} = -\frac{\omega_{pe}^2}{c^2} \vec{A}. \quad (2.34)$$

La diffusion d'une onde de large amplitude (\vec{A}_L) par une fluctuation de densité électronique de faible amplitude (δn_e) peut donc s'écrire en remplaçant $\vec{A} = \vec{A}_L + \delta\vec{A}$, où $\delta\vec{A}$ représente l'onde diffusée, et $n_e = n_0 + \delta n_e$:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c^2 \nabla^2 + \omega_{pe}^2 \right) \delta\vec{A} = -\frac{4\pi e^2}{m_e} \delta n_e \vec{A}_L. \quad (2.35)$$

Pour étudier la relation de dispersion de l'instabilité de diffusion Brillouin stimulée, nous allons décrire l'évolution des fluctuations de densité basse-fréquence associées à une onde acoustique ionique. On doit donc maintenant tenir compte du mouvement ionique et du mouvement électronique comme pour la description des ondes acoustiques.

On sépare la vitesse électronique \vec{v}_e en une composante longitudinale \vec{v}_L et une composante transverse $\vec{v}_T = \frac{e}{m_e c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$ (comme l'onde est transverse). On admettra [26] que l'on peut alors écrire l'équation (2.8) sous la forme :

$$m_e \frac{\partial}{\partial t} \vec{v}_L = e \vec{\nabla} \phi - \frac{m_e}{2} \vec{\nabla} \left(\vec{v}_L + \frac{e \vec{A}}{m_e c} \right)^2 - \frac{\vec{\nabla}(p_e)}{n_e m_e}. \quad (2.36)$$

Comme on considère une fluctuation de densité basse-fréquence on peut de nouveau négliger l'inertie des électrons, et en utilisant l'équation d'état isotherme on obtient après linéarisation :

$$\frac{e}{m_e} \vec{\nabla} \delta \phi = \frac{e^2}{m_e^2 c^2} \vec{\nabla} (\vec{A}_L \cdot \delta \vec{A}) + \frac{v_{Te}^2}{n_0} \vec{\nabla} \delta n_e. \quad (2.37)$$

On considère maintenant la réponse des ions et on simplifie les équations (2.17) et (2.18) en négli-

geant la pression ionique :

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n_i \vec{v}_i) = 0, \quad (2.38)$$

$$\frac{\partial \vec{v}_i}{\partial t} + (\vec{v}_i \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}_i = -\frac{Ze}{m_i} \vec{\nabla} \phi. \quad (2.39)$$

Après linéarisation autour des fluctuations on a :

$$\frac{\partial \delta n_i}{\partial t} + n_{0i} \vec{\nabla} \cdot (\delta \vec{v}_i) = 0, \quad (2.40)$$

$$\frac{\partial \delta \vec{v}_i}{\partial t} = -\frac{Ze}{m_i} \vec{\nabla} \delta \phi. \quad (2.41)$$

En combinant par dérivées partielles les deux équations précédentes on obtient alors :

$$\frac{\partial^2 \delta n_i}{\partial t^2} - \frac{n_{0i} Ze}{m_i} \nabla^2 \delta \phi = 0. \quad (2.42)$$

Dans le cadre de l'approximation de quasi-neutralité et en combinant les équations (2.37) et (2.42) on obtient finalement :

$$\frac{\partial^2 \delta n_e}{\partial t^2} - c_s^2 \nabla^2 \delta n_e = \frac{Z n_0 e^2}{m_e m_i c^2} \nabla^2 (\vec{A}_L \cdot \delta \vec{A}), \quad (2.43)$$

où $c_s^2 = Z T_e / m_i$ est la vitesse acoustique ionique dans le cas où la pression ionique est négligée. L'équation (2.43) décrit l'excitation de l'onde acoustique ionique par l'interaction de l'onde incidente avec l'onde diffusée.

2.4.2 Relation de dispersion

Nous allons maintenant décrire l'obtention de la relation de dispersion modifiée à partir des équations couplées pour $\delta \vec{A}$ et δn_e . En posant $\vec{A}_L = \vec{A}_0 \cos(\vec{k}_0 \cdot \vec{x} - \omega_0 t)$, et par analyse de Fourier des équations (2.35) et (2.43) on obtient :

$$D(\vec{k}_a, \omega_a) \delta \vec{A}(\vec{k}_a, \omega_a) = \frac{4\pi e^2 \vec{A}_0}{m_e} \frac{1}{2} \left[\delta n_e(\vec{k}_a - \vec{k}_0, \omega_a - \omega_0) + \delta n_e(\vec{k}_a + \vec{k}_0, \omega_a + \omega_0) \right], \quad (2.44)$$

$$(\omega_a^2 - k_a^2 c_s^2) \delta n_e(\vec{k}_a, \omega_a) = \frac{Z n_0 e^2}{m_e m_i c^2} \frac{k_a^2 \vec{A}_0}{2} \cdot \left[\delta \vec{A}(\vec{k}_a - \vec{k}_0, \omega_a - \omega_0) + \delta \vec{A}(\vec{k}_a + \vec{k}_0, \omega_a + \omega_0) \right], \quad (2.45)$$

avec $D(\vec{k}_a, \omega_a) = \omega_a^2 - k_a^2 c^2 - \omega_{pe}^2$. A partir des deux équations précédentes on peut éliminer le terme $\delta \vec{A}(\vec{k}_a \pm \vec{k}_0, \omega_a \pm \omega_0)$. De plus, si on considère ω_a comme étant basse fréquence ($\omega_a \ll \omega_0$) et en négligeant les termes non résonnants des modes $(\vec{k}_a \pm 2\vec{k}_0, \omega_a \pm 2\omega_0)$ on obtient alors la relation de dispersion :

$$\omega_a^2 - k_a^2 c_s^2 = \frac{\omega_{pi}^2 k_a^2 v_{osc}^2}{4} \left[\frac{1}{D(\vec{k}_a - \vec{k}_0, \omega_a - \omega_0)} + \frac{1}{D(\vec{k}_a + \vec{k}_0, \omega_a + \omega_0)} \right]. \quad (2.46)$$

Où ω_{pi} est la pulsation acoustique ionique définie par : $\omega_{pi} = \omega_{pe} \sqrt{Z m_e / m_i}$ et $v_{osc} = e A_0 / m_e c$ est la vitesse d'oscillation d'un électron dans un champ de grande amplitude.

De plus, on peut négliger le mode anti-Stokes $(\vec{k}_a + \vec{k}_0, \omega_a + \omega_0)$ car non-résonnant dans la relation du couplage à trois ondes (2.33). En utilisant l'équation (2.24) la relation de dispersion s'écrit alors :

$$(\omega_a^2 - k_a^2 c_s^2) (\omega_a^2 - 2\omega_a \omega_0 + 2c^2 \vec{k}_a \cdot \vec{k}_0 - k_a^2 c^2) = \frac{\omega_{pi}^2 k_a^2 v_{osc}^2}{4}. \quad (2.47)$$

2.4.3 Taux de croissance

L'amplitude de l'onde acoustique va croître exponentiellement et on introduit donc le taux de croissance γ_0 de l'instabilité de telle sorte que l'amplitude de l'onde est multipliée par $\exp(\gamma_0 t)$ et on a donc $\omega_a = k_a c_s + i\gamma_0$. On se place dans le cas qui nous intéresse où l'énergie est rétrodiffusée (cf. introduction). On distingue alors deux régimes de couplage. Le couplage faible, ou de désintégration standard, correspond au régime dans lequel l'onde laser ne modifie pas de façon trop importante la relation de dispersion de l'onde électrostatique. On peut donc se placer dans le cadre de l'approximation d'enveloppe. Le régime de couplage fort, ou de désintégration modifiée, correspond au cas inverse. On ne peut plus faire l'approximation d'enveloppe et on parle parfois de quasi-modes.

Dans le régime dit de couplage faible où $\gamma_0 \ll k_a c_s$, l'équation (2.47) devient :

$$2ik_a c_s \gamma_0 (-2i\omega_0 \gamma_0 - 2\omega_0 k_a c_s + 2k_a k_0 c^2 - k_a^2 c^2) = \frac{\omega_{pi}^2 k_a^2 v_{osc}^2}{4}. \quad (2.48)$$

Le taux de croissance est maximal pour k_a quand l'onde diffusée est un mode résonnant. On a donc :

$$k_a = 2k_0 - \frac{2\omega_0 c_s}{c^2}, \quad (2.49)$$

$$\gamma_0 = \frac{1}{2\sqrt{2}} \frac{\omega_{pi} k_0 v_{osc}}{\sqrt{\omega_0 k_0 c_s}}, \quad (2.50)$$

Dans le régime dit de couplage fort où $\gamma_0 \gg k_a c_s$, l'équation (2.47) devient alors un polynôme d'ordre 3 pour ω_a . Toujours dans le cas où le taux de croissance est maximal (équation (2.49)) on trouve alors :

$$\omega_a \simeq \left(\frac{\omega_{pi}^2 k_0^2 v_{osc}^2}{2\omega_0} \right)^{\frac{1}{3}} \left[\frac{1}{2} + i \frac{\sqrt{3}}{2} \right]. \quad (2.51)$$

La constante de couplage de l'instabilité en régime de couplage fort est donnée par :

$$\gamma_0 = \frac{\sqrt{3}}{2} \left(\frac{\omega_{pi}^2 k_0^2 v_{osc}^2}{2\omega_0} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (2.52)$$

Nous resterons généralement dans le cas du régime de couplage faible, cependant, il est possible d'observer un régime de couplage fort si l'on considère le maximum d'intensité que l'on peut obtenir dans des zones de surintensité laser.

2.5 Régimes d'instabilités absolues et convectives

Nous n'avons pour l'instant considéré aucun amortissement pour les différentes ondes. Dans le cas des ondes plasmas, l'amortissement peut limiter la croissance des ondes. Il peut provenir des effets de collisions entre particules dans un plasma (que nous avons pour l'instant négligés) ou bien être d'origine non collisionnelle comme l'amortissement Landau qui correspond à un échange d'énergie entre les particules et une onde plasma. Nous allons voir dans la suite comment la prise en compte de l'amortissement joue sur le développement des instabilités, en particulier via l'existence d'une intensité seuil en deçà de laquelle l'instabilité ne peut pas croître.

2.5.1 Prise en compte de l'amortissement

La façon la plus simple d'introduire l'effet de l'amortissement est d'ajouter les termes phénoménologiques $\nu_s \frac{\partial \delta \bar{A}}{\partial t}$ et $\nu_a \frac{\partial \delta n_e}{\partial t}$ aux équations (2.35) et (2.43), où ν_s est le taux d'amortissement de l'onde diffusée et ν_a est le taux d'amortissement de l'onde acoustique. On fait donc les substitutions suivantes dans la

relation de dispersion (2.47) :

$$\begin{aligned}\omega_a^2 - k_a^2 c_s^2 &\Rightarrow \omega_a(\omega_a + i\nu_a) - k_a^2 c_s^2, \\ D(\vec{k}_a, \omega_a) &\Rightarrow \omega_a(\omega_a + i\nu_s) - k_a^2 c^2 - \omega_{pe}^2.\end{aligned}$$

Dans les mêmes conditions que précédemment pour la désintégration standard on obtient alors :

$$(\gamma + \nu_a)(\gamma + \nu_s) = \gamma_0^2, \quad (2.53)$$

où γ est le taux de croissance lorsqu'on l'on tient compte de l'amortissement des ondes. Le taux d'amortissement de l'onde diffusée est donné par :

$$\nu_s = (\nu_{ib}/2)(\omega_{pe}^2/\omega_s^2), \quad (2.54)$$

la quantité ν_{ib} désignant la fréquence des collisions correspondant au mécanisme de Bremsstrahlung inverse; ν_{ib} est donné par [29] :

$$\nu_{ib} = 1.02 \times 10^{11} \frac{Z(n_e/n_c)(\ln \Lambda_{ib})}{\lambda_{0,\mu m}^2 T_e^{\frac{3}{2}}}, \quad (2.55)$$

le logarithme coulombien $\ln \Lambda_{ib}$ étant donné par

$$\ln \Lambda_{ib} = 6.69 + \ln(T_e \lambda_{0,\mu m}),$$

dans le domaine $T_e > 0.027Z^2$ et par

$$\ln \Lambda_{ib} = 8.49 + \ln(T_e^{\frac{3}{2}} \lambda_{0,\mu m}/Z),$$

dans le domaine complémentaire $T_e < 0.027Z^2$ avec la température électronique toujours exprimée en keV.

On peut donc écrire le taux d'amortissement ν_s de l'onde diffusée sous la forme :

$$\frac{\nu_s}{1 \text{ ps}^{-1}} = 0.512 \times 10^{-1} \frac{Z(n_e/n_c)^2 (\ln \Lambda_{ib})}{\lambda_{0,\mu m}^2 T_e^{\frac{3}{2}}}. \quad (2.56)$$

Pour $T_e = 3 \text{ keV}$, $Z = 60$, $n_e/n_c = 0,1$ et $\lambda_{0,\mu m} = 351$, on obtient $\nu_s = 0,32 \text{ ps}^{-1}$. Concernant le taux d'amortissement des ondes acoustiques ν_a , on le normalise généralement à la pulsation ω_a et l'on pose :

$$\nu_a = \tilde{\nu}_a \omega_a, \quad (2.57)$$

avec

$$\tilde{\nu}_a = \tilde{\nu}_{a,eL} + \tilde{\nu}_{a,i}. \quad (2.58)$$

$\tilde{\nu}_{a,eL}$ correspond au taux d'amortissement de type Landau électronique normalisé à ω_a , et $\tilde{\nu}_{a,i}$ décrit la contribution ionique au taux d'amortissement également normalisé à ω_a .

La quantité $\tilde{\nu}_{a,eL}$ est donnée par l'expression de Landau et s'écrit en unités pratiques :

$$\tilde{\nu}_{a,eL} = 1.46 \times 10^{-2} (Z/A)^{\frac{1}{2}},$$

$\tilde{\nu}_{a,eL}$ est typiquement de l'ordre de 10^{-2} .

La quantité $\tilde{\nu}_{a,i}$ est la somme de l'amortissement de type collisionnel et de l'amortissement de type Landau ionique. En règle générale, $\tilde{\nu}_{a,i} \ll \tilde{\nu}_{a,eL}$ et on ne considère donc que l'expression de type Landau électronique. Pour les mêmes conditions plasma décrites précédemment on obtient $\nu_a = 0,08 \text{ ps}^{-1}$.

On déduit de l'équation (2.53) la condition de seuil de l'instabilité Brillouin :

$$\gamma_0^2 > \nu_s \nu_a \sim 2,6 \times 10^{-2}. \quad (2.59)$$

On distingue par la suite deux régimes : l'instabilité absolue, où l'amplitude des ondes stimulées croît exponentiellement en temps en un point donné de l'espace avec un taux de croissance temporelle γ supérieur à la valeur seuil γ_{abs_seuil} (les ondes évoluent en $E \propto \exp \gamma t$) et l'instabilité convective où le maximum de la perturbation croît en se propageant dans le plasma, le système est alors le siège d'une amplification spatiale et le taux de croissance vérifie l'inégalité :

$$\gamma_{seuil} < \gamma < \gamma_{abs_seuil}, \quad (2.60)$$

où γ_{seuil} est la valeur seuil pour l'instabilité convective.

2.5.2 Le régime d'instabilité convective

Expressions du seuil et des taux de croissance convective

Le seuil de l'instabilité convective peut se donner en fonction de l'intensité de l'onde laser. Elle s'écrit en unités pratiques sous la forme $I_{14} \lambda_{\mu m}^2 > (I_{14} \lambda_{\mu m}^2)_{SBS}$ avec

$$(I_{14} \lambda_{\mu m}^2)_{SBS} \equiv 1.17 \times 10^{-2} \frac{Z(n_e/n_c)(\ln \Lambda_{ib}) \bar{v}_s(1 + \tau_i)}{\lambda_{0,\mu m} T_e^{\frac{1}{2}}}, \quad (2.61)$$

avec $I_{14} = I/(10^{14} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2})$ et τ_i désignant le rapport $\tau_i \equiv 3T_i/ZT_e$ où T_e et T_i les températures électronique et ionique sont exprimées en keV. Par ailleurs, l'intensité locale $I_{14} \lambda_{\mu m}^2$ est reliée à celle du vide $(I_{14} \lambda_{0,\mu m}^2)_{vide}$ selon l'expression

$$I_{14} \lambda_{\mu m}^2 \simeq \frac{(I_{14} \lambda_{0,\mu m}^2)_{vide}}{(1 - n_e/n_c)^{\frac{1}{2}}} \exp(-A),$$

où A désigne le facteur d'amortissement de l'intensité de l'onde à la densité n_e considérée.

On constate alors que le seuil de l'instabilité Brillouin est très bas, correspondant à des irradiations typiquement inférieures à $10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ pour des températures de l'ordre du keV.

Le taux de croissance γ_s dans le régime de désintégration standard est donné en fonction de γ_0 par l'expression :

$$\gamma_s \simeq \gamma_0 \min(1, \gamma_0/\nu_a). \quad (2.62)$$

Dans le régime opposé, de désintégration modifiée, on a alors en unités pratiques :

$$\frac{\gamma_m}{1 \text{ ps}^{-1}} = 4.42 \frac{(Z/A)^{\frac{1}{3}} (n_e/n_c)^{\frac{1}{3}} (1 - n_e/n_c)^{\frac{1}{6}} (I_{14} \lambda_{\mu m}^2)^{\frac{1}{3}}}{\lambda_{0,\mu m} (1 + k_i^2 \lambda_D^2)^{\frac{2}{3}}}, \quad (2.63)$$

où λ_D est la longueur de Debye et $k_i^2 \lambda_D^2 = 7,83 \times 10^{-3} T_e (n_e/n_c - 1)$ dans le cas de la rétrodiffusion Brillouin.

Taux d'amplification spatiale

Dans le régime d'instabilité convective le système paramétrique est caractérisé par de l'amplification spatiale dont le taux de croissance spatiale est donné par :

$$K \simeq \frac{\gamma_0^2 - \nu_s \nu_a}{\nu_a |\vec{v}_g|}, \quad (2.64)$$

où $\vec{v}_g = \vec{k}_s c^2 / \omega_s$ est la vitesse de groupe de l'onde diffusée. On peut associer au taux de croissance spatiale le facteur de gain :

$$G_\nu(l) = G_0(l)(1 - \nu), \quad (2.65)$$

l étant la longueur de plasma sur laquelle la condition de seuil est satisfaite $\nu < 1$, avec $\nu = \nu_s \nu_a / \gamma_0^2$, et $G_0(l)$ est donné par :

$$G_0(l) \equiv \frac{\gamma_0^2 l}{\nu_a |\vec{v}_g|}, \quad (2.66)$$

et en unités pratiques le gain est donné par :

$$G_0(l) = 1.47 \times 10^{-2} \frac{(n_e/n_c)(I_{14}\lambda_{\mu m}^2)(l/\lambda_{0,\mu m})}{T_e(1+\tau_i)\tilde{\nu}_a(1-n_e/n_c)^{\frac{1}{2}}}. \quad (2.67)$$

2.5.3 Le régime d'instabilité absolue

Dans le cas de l'instabilité Brillouin la notion d'instabilité absolue n'est clairement définie que dans les conditions de rétrodiffusion et le seuil de l'instabilité est donné en unités pratiques [7] sous la forme :

$$I_{14}\lambda_{\mu m}^2 > (I_{14}\lambda_{\mu m}^2)_{abs\ SBS} \equiv 2.14 \times 10^2 \frac{\tilde{\nu}_s^2 T_e (1+\tau_i)(1-n_e/n_c)}{n_e/n_c}. \quad (2.68)$$

Le taux de croissance de l'instabilité absolue s'écrit lui en unités pratiques :

$$\frac{\gamma_{abs}}{1\text{ ps}^{-1}} = 2.66 \times 10^{-1} \frac{(Z/A)^{\frac{1}{2}}(n_e/n_c)^{\frac{1}{2}}(I_{14}\lambda_{\mu m}^2)^{\frac{1}{2}}}{\lambda_{0,\mu m}(1+k_s^2\lambda_D^2)^{\frac{2}{3}}}. \quad (2.69)$$

En pratique, nous pourrions vérifier dans nos simulations, par l'équation (2.68), que l'on se place bien dans le régime d'instabilités convectives et non pas absolues.

2.6 Régime non-linéaire et sensibilité de l'instabilité Brillouin stimulée

Nous sommes restés jusqu'à présent dans le cadre d'une étude de stabilité (linéaire) de la propagation d'une onde de grande amplitude dans un plasma de densité uniforme. Cependant, il existe des phénomènes non linéaires en mesure de modifier ou de faire cesser la croissance exponentielle (en temps ou en espace) des ondes filles. De plus, les plasmas produits par laser sont typiquement inhomogènes. En effet, l'interaction laser-plasma se déroule généralement dans un plasma en expansion provenant de l'ablation d'un solide. Nous discutons donc par la suite de ces phénomènes non linéaires et de l'effet de l'inhomogénéité du plasma sur l'instabilité Brillouin.

2.6.1 Phénomènes non linéaires

On peut classer les phénomènes physiques non linéaires en deux catégories.

D'un côté, le mécanisme de saturation non linéaire le plus simple consiste en ce qu'on appelle « l'appauvrissement de l'onde pompe » (*pump depletion* en anglais). La croissance des ondes filles représente un transfert d'énergie de l'onde mère vers les ondes filles : dans le calcul des relations de dispersion correspondant à l'instabilité paramétrique, on a considéré l'onde pompe comme étant donnée, ce qui signifie qu'on a négligé ce transfert d'énergie. À partir d'une certaine amplitude des ondes filles, il faut tenir compte de la rétro-action des ondes filles sur l'évolution de l'onde mère ; la saturation par appauvrissement de l'onde pompe correspond aux situations où la croissance des ondes filles est telle qu'elle provoque une décroissance de l'amplitude de l'onde mère jusqu'à un niveau où cette onde ne peut plus alimenter la croissance des ondes filles qui atteignent un niveau de saturation. Ce mécanisme ne met pas en cause d'autres phénomènes que le couplage de l'onde mère avec les ondes filles, c'est pourquoi il est appelé mécanisme « primaire ».

De l'autre côté, il existe un très grand nombre de mécanismes de saturation non linéaires qui mettent en jeu des phénomènes physiques « secondaires » provoqués par la croissance d'une des ondes filles. Ces phénomènes physiques sont essentiellement : la non linéarité de type fluide (une onde de grande amplitude se décompose en ondes de plus faibles amplitudes) d'une des ondes filles, la non linéarité de

type cinétique (modification de la fonction de distribution des particules) d'une des ondes filles (provoquant le piégeage de particules), le couplage d'une des ondes filles avec d'autres ondes (provoquant éventuellement une autre instabilité paramétrique).

On note aussi que d'une certaine manière les différentes instabilités sont liées. Outre ces instabilités principales, d'autres phénomènes peuvent apparaître et influencer les taux de rétrodiffusion, notamment dans le stade non linéaire, comme par exemple le couplage entre la diffusion Brillouin vers l'avant et l'instabilité de filamentation.

Ce couplage illustre la capacité du plasma à ajouter de l'incohérence spatiale et temporelle aux faisceaux laser lors de leur propagation. Ce phénomène de lissage induit par le plasma (PII pour *plasma induced incoherence*) a été mis en évidence par des mesures expérimentales [30]. Il a été montré qu'il résultait donc d'un couplage entre l'instabilité d'autofocalisation et la diffusion Brillouin vers l'avant (FSBS), et entraîne une diffusion angulaire du faisceau transmis associée à une perte de cohérence.

On comprend donc que l'imbrication de ces différentes instabilités entraîne des phénomènes difficilement prédictibles analytiquement. De plus, la modélisation de ces mécanismes non linéaires est relativement complexe, en raison de l'étendue des échelles spatiales et temporelles. Il existe de nombreux phénomènes montrant ces interactions entre les différentes instabilités. On peut citer les ondes filles produites par Brillouin ou Raman qui interagissent entre elles, mais qui peuvent également se décomposer en processus secondaires, et ainsi produire des cascades d'ondes.

Les ondes acoustiques ioniques sont un autre exemple de ces interactions multiples. L'article [31] s'est intéressé en détail à la génération des ondes ioniques. On notera qu'il existe trois sources principales : l'instabilité Brillouin stimulée par un faisceau seul, la décomposition des ondes plasma électroniques de grandes amplitudes produites par l'instabilité Raman, et par le battement de différents faisceaux qui conduit dans ce cas à une instabilité de diffusion par le côté (*sidescatter instability*). Cette dernière instabilité est reliée au transfert d'énergie entre faisceaux.

2.6.2 Sensibilités aux inhomogénéités

Les instabilités de décomposition doivent satisfaire des conditions de résonance telles que les relations (2.32) et (2.33), il est donc clair que la présence d'inhomogénéités dans le système aura tendance à réduire l'effet des instabilités : en effet, les conditions de résonance ne seront à peu près vérifiées que dans un domaine limité. On peut donc comprendre qu'un milieu inhomogène correspond à un amortissement effectif $\nu_k = v_\alpha/L_p$, où v_α désigne la vitesse de l'onde α et L_p est l'extension de la zone de résonance. On peut approximer L_p par $1/\sqrt{\kappa}$ où κ est la dérivée spatiale du désaccord d'onde $k_0 - k_a - k_s$:

$$\kappa = \frac{d}{dx}(k_0 - k_a - k_s).$$

On peut alors montrer, en considérant le critère de Rosenbluth [32] pour une croissance convective de $\exp(2\pi)$ dans un plasma inhomogène avec une variation de densité linéaire, que la condition de seuil pour le déclenchement de l'instabilité devient :

$$\gamma_0^2 > v_s v_a \kappa, \quad (2.70)$$

qui a pour effet de réduire la valeur de l'intensité seuil. L'évaluation de ce seuil est cependant différente selon le type d'instabilité. Bien que dans le cas concret, le plasma puisse être inhomogène en température, densité et vitesse, chaque instabilité est généralement plus sensible à un type d'inhomogénéité plutôt qu'à un autre. En prenant en compte le décalage Doppler des ondes acoustiques en présence d'un écoulement plasma de vitesse non nulle dans la relation de dispersion de la diffusion Brillouin stimulée on peut se convaincre que celle-ci sera surtout sensible aux gradients de vitesse car un plasma en expansion à la vitesse v_{exp} conduit à une pulsation acoustique ionique $\omega_i = k(c_s + v_{exp})$ qui dépend de l'inhomogénéité en vitesse.

En résumé nous dirons qu'il existe un grand nombre de phénomènes qui viennent amplifier ou au contraire limiter le développement de l'instabilité Brillouin. La décomposition en harmoniques [33], la décomposition quasi-résonnante des ondes acoustiques [34] ou les décalages en fréquence non linéaires [35] sont autant de phénomènes qui rendent difficiles de bien discriminer l'effet du lissage optique seul par leur impact sur la croissance et la saturation des instabilités. Nous essaierons donc de

nous placer dans des conditions où ces phénomènes peuvent être négligés pour ne juger que le lissage optique.

2.7 Influence du lissage optique

Dans cette partie, nous mettons en avant quelques études antérieures particulières traitant des effets du lissage sur la formation et le développement des instabilités paramétriques dans les plasmas relatifs à la FCI. Mais d'abord, rappelons pourquoi le lissage permet effectivement de contrôler les instabilités paramétriques en faisant le lien entre les résultats du chapitre 1 et ceux de ce chapitre.

Comme nous l'avons vu, le lissage a pour effet de réduire la cohérence spatiale et temporelle des faisceaux en créant des figures de tavelures. Ces figures de tavelures se déplacent généralement au cours du temps (le lissage par double polarisation est rarement utilisé seul, mais est plutôt couplé à de la dispersion spectrale comme sur le NIF) et cela permet d'obtenir par intégration temporelle une tache focale homogène. Le lissage va donc avoir plusieurs effets sur les instabilités paramétriques. Premièrement, il peut limiter l'amplification spatiale à la longueur d'un grain, ce qui intuitivement permet de réduire le développement des instabilités sur une longueur finie. Deuxièmement, le temps de vie des grains τ_g permet également de limiter l'amplification. Le temps de vie des points chauds de l'ordre de la picoseconde, largement inférieur à celui des impulsions laser, est à comparer au temps de croissance des instabilités. Bien que les instabilités réagissent instantanément aux surintensités, le déplacement et clignotement, défini par le temps de vie effectif des points chauds τ_f , va effectivement réduire le développement des instabilités comme nous le verrons par la suite.

De nombreuses études théoriques, numériques et expérimentales ont été réalisées, afin de comprendre les stades linéaires et non linéaires des instabilités, en fonction de la présence ou non de lissage optique, des paramètres de lissage, et selon différents paramètres plasma. Cependant, très peu comparent les techniques entre elles dans des conditions semblables comme détaillé dans le Chapitre 5. Généralement, ces études se concentrent sur une technique en faisant varier ses paramètres ou ceux du plasma.

Théoriquement, les premières mises en évidence et descriptions des instabilités paramétriques dans le cadre de la FCI remontent aux années 70 [36, 37, 38]. D'un point de vue temporel, les trois échelles de temps à prendre en compte sont l'inverse de la largeur de bande du laser $\Delta\omega$, l'inverse du taux de croissance linéaire de l'instabilité γ_0 et l'inverse du taux d'amortissement de l'onde acoustique (pour la diffusion Brillouin stimulée) concernée, ν_a . Les premiers travaux [39, 40] sur la réduction des instabilités ont utilisé la théorie de la perturbation dans les régimes où l'inverse de la largeur de bande est plus petit que le temps de croissance des instabilités : $\Delta\omega \gg \gamma_0$.

Ces premiers résultats portaient principalement sur la modulation de phase, et les largeurs de bande typiques requises se situaient dans les dizaines de nanomètres, hors de portée des lasers de fusion. Par la suite, l'introduction du lissage optique par ISI [41] (pour *Induced Spatial Incoherence*) apporte de nouvelles solutions et le lissage spatial à l'aide de RPP [9] devient courant dans les grandes installations laser au début des années 1990, car il permettait de contrôler la forme de la tache focale du laser et de disposer d'une reproductibilité accrue des tirs. La plupart des études se sont concentrées sur l'effet des points chauds générés par le « lissage spatial » sur les instabilités de rétrodiffusion. Les résultats expérimentaux [42] et les modèles [43] ont montré que l'on pouvait s'attendre à de grandes réflectivités pour un exposant de gain linéaire moyen (équation (2.67)) aussi faible que 1 sur une longueur de point chaud.

D'autre part, la limite technologique de la largeur de bande pour un laser de 1 μm étant d'environ 1 nm pour les lasers de fusion, aucun effet direct du lissage temporel sur les instabilités de rétrodiffusion n'était attendu puisque l'inverse de la largeur de bande est supérieur au temps de croissance des instabilités : $\Delta\omega < \gamma_0$. La réduction de la filamentation ou d'autres procédés de couplage laser-plasma plus lents étaient invoqués pour expliquer les résultats expérimentaux [44].

Au-delà de la théorie des perturbations, il a été suggéré [45, 46] que le lissage temporel pourrait encore affecter les instabilités de rétrodiffusion si l'inverse de la largeur de bande du laser $\Delta\omega^{-1}$ est plus court que le temps de saturation convective de l'instabilité. Ceci a été observé dans les simulations numériques [47] et confirmé par la théorie [48] près du seuil critique pour le SBS dans le régime fortement amorti.

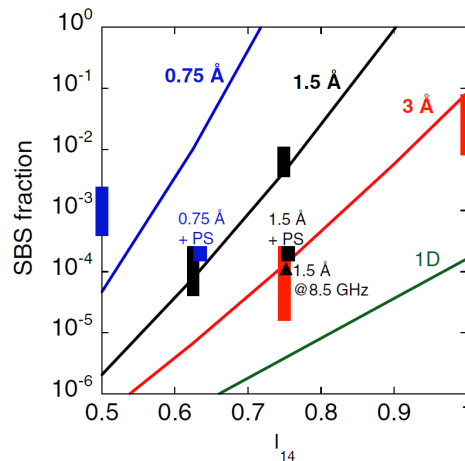


FIGURE 2.2 – Comparaison de la rétrodiffusion SBS des simulations PF3D (barres) et du modèle (lignes) définis Réf. [25] pour 0,75 Å (bleu), 1,5 Å (noir) et 3 Å (rouge) de bande passante SSD avec un modulateur de 17 GHz. L'écart des barres correspond aux variations statistiques entre les différentes simulations. Les carrés représentent des simulations avec double polarisation, montrant que cette dernière est équivalente dans ces conditions à doubler la largeur de bande du SSD. Le triangle est une simulation PF3D [49] avec un modulateur de 8,5 GHz et une profondeur de modulation permettant d'obtenir une largeur de bande de 1,5 Å. La ligne verte correspond au cas de l'onde plane (contraste nul). Figure extraite de l'article Divol, PRL **99**, 155003 (2007) [25].

Un modèle analytique qui décrit les effets du lissage temporel sur le SBS dans un plasma court (de la longueur d'un grain de tavelure) lorsque le gain linéaire moyen du SBS est beaucoup plus grand que 1 et que le taux de croissance linéaire moyen est plus grand que la largeur de bande laser ($\Delta\omega < \gamma_0$) a été défini [25]. La comparaison du modèle avec des simulations PF3D [49] (Figure 2.2) a confirmé qu'augmenter la largeur de bande passante laser peut fortement réduire l'énergie rétrodiffusée. Les conditions plasma correspondent à une région à haut risque pour le SBS dans les cibles pour l'attaque indirecte : le plasma dû à l'ablation des parois d'or du Hohlraum. L'énergie laser déposée dans le mur pour la conversion des rayons X crée une expansion du plasma chaud sur une centaine de micromètres. La concurrence entre l'absorption, l'augmentation de la densité et les températures décroissantes limitent le risque de SBS à une ou deux longueurs de points chauds.

Cela confirme de précédents résultats expérimentaux obtenus sur NOVA, laser de puissance construit au *Lawrence Livermore National Laboratory* en 1994 avec un schéma d'attaque indirecte, et des simulations numériques [50] montrant que le lissage temporel peut avoir un effet d'atténuation directe du SBS dans ce régime.

D'autres mesures expérimentales sur NOVA [51] ont été réalisées dans un plasma de *gasbag* (ballon de gaz), composé d'un mélange de C_5H_{12} (neopentane) et C_3H_8 (propane), où la densité électronique varie entre 7,5% et 15% de la densité critique pour l'onde laser à 351 nm. Elles montrent (Figure 2.3) une réduction du niveau de rétrodiffusion Brillouin et Raman lorsqu'un lissage optique est utilisé. De plus, la combinaison de techniques de lissage améliore considérablement cette réduction.

Le grand nombre d'études sur l'efficacité du lissage optique réalisées ces 50 dernières années montre l'importance de maîtriser les instabilités paramétriques. Cependant, la multitude de techniques de lissage et de types de plasma fait qu'il est très difficile d'avoir une vision globale du problème. C'est pourquoi, nous essayons dans la suite de ce manuscrit de donner une compréhension approfondie de l'efficacité du lissage optique sur la rétrodiffusion Brillouin stimulée en illustrant les mécanismes en jeu et en cherchant à comparer différentes techniques de lissage.

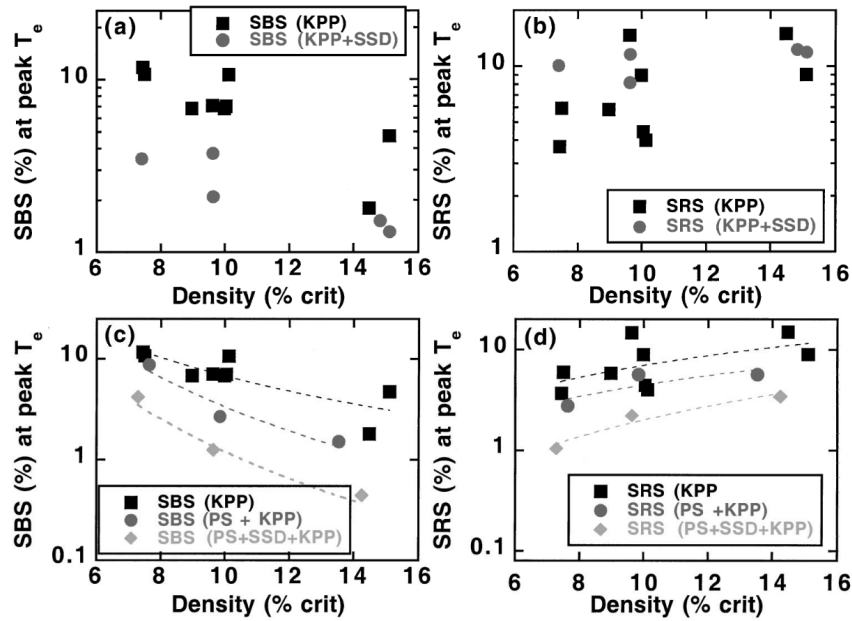


FIGURE 2.3 – Mesures expérimentales de la lumière rétrodiffusée par (a) Brillouin stimulée et (b) Raman stimulée dans un plasma de *gasbag* (ballon de gaz), composé d'un mélange de C_5H_{12} (neopentane) et C_3H_8 (propane), par lissage spatial uniquement (KPP) et par dispersion spectrale KPP+250 GHz SSD. La comparaison des trois différentes combinaisons de lissage KPP, KPP+PS et KPP+SSD+PS montre différents effets sur la rétrodiffusion (c) Brillouin et (d) Raman. L'intensité du laser est de $2 \times 10^{15} W \cdot cm^{-2}$, sauf à haute densité où elle est de $5 \times 10^{15} W \cdot cm^{-2}$. Toutes les mesures sont effectuées au moment du pic de température électronique (1 ns). Figure extraite de l'article Moody *et al.*, PRL **86**, 2810 (2001) [51].

Conclusion

Ce chapitre nous a permis d'introduire et de nous familiariser avec les différents phénomènes physiques qui se développent dans les plasmas de fusion. Nous avons plus particulièrement développé la rétrodiffusion d'énergie produite par l'instabilité de diffusion Brillouin stimulée. Nous avons détaillé les différents paramètres permettant de quantifier cette instabilité.

Nous avons par la suite rappelé que de nombreuses études ont déjà été menées concernant l'effet du lissage optique sur le contrôle des instabilités paramétriques se développant lors de l'interaction laser plasma. Chaque grande installation a choisi ses propres paramètres de lissage : la technique principale utilisée sur le LMJ est le lissage par dispersion spectrale longitudinal, et une réservation a été faite pour la double polarisation, tandis que sur le NIF, le choix principal est un lissage par double polarisation (intra-quadruplet), associé à un léger lissage par diffusion spectrale transverse.

L'efficacité de ces différentes méthodes dans la réduction des instabilités a été démontrée, cependant, bien que certaines techniques ont été comparées entre elles, il n'existe pas d'étude à proprement parler qui cherche à montrer la cause de ces différences. Une première étape a été réalisée avec la comparaison des lissages transverse et longitudinal sur la réduction de l'instabilité de filamentation et sur les propriétés des figures de tavelures [52], mais les instabilités de rétrodiffusion ont été totalement négligées.

C'est ce que nous avons cherché à faire dans la seconde partie de ce manuscrit en comparant l'efficacité du lissage par dispersion spectrale transverse par rapport à celle du lissage par dispersion spectrale longitudinale. Avant de développer la méthode de comparaison et les résultats obtenus, nous allons dans le chapitre suivant décrire le protocole de simulation qui couple un code de propagation laser, pour traiter le lissage optique, avec un code d'interaction laser-plasma, pour mesurer l'effet du lissage sur la rétrodiffusion Brillouin.

Chapitre 3

Méthodologie de la simulation

Sommaire

3.1	Comment simuler l'interaction laser-plasma?	48
	Modèle cinétique	48
	Modèle fluide	48
3.2	Le code $H\rho\alpha$ (HERA)	49
3.2.1	Le modèle numérique	49
3.2.2	Conditions laser entrantes	50
3.2.3	Aperçu des paramètres	51
	Données principales	51
	Matériau	52
	Schéma numérique	53
3.3	Code de simulation du lissage et de la propagation laser : LMJ_FOC	56
3.3.1	Cas harmonique	57
3.3.2	Approche temporelle	58
3.3.3	Déroulement d'une simulation	60
3.3.4	Descriptions des fichiers de données	61
3.3.5	Descriptions des fichiers de sorties	62
3.4	Conclusion	65

Les plasmas produits par laser sont inhomogènes et instationnaires, si bien que l'interprétation fine des résultats expérimentaux est difficile. Il est donc nécessaire d'utiliser la simulation numérique. L'interaction laser plasma est un phénomène complexe à modéliser, à cause de l'imbrication de l'hydrodynamique, des couplages d'ondes et de la dynamique du plasma. Pour ne rien simplifier, les échelles de temps et d'espace associées aux phénomènes à étudier recouvrent de large plage; cela s'étend de la picoseconde à la nanoseconde et du micromètre au millimètre. Il est donc difficile d'avoir une vision globale et cela peut rendre difficile les confrontations entre la théorie et l'expérience. Néanmoins, les modèles implémentés dans les codes de simulation ont été améliorés au fil du temps, afin de décrire le plus précisément possible la physique de l'interaction. Nous allons par la suite définir la procédure que nous avons choisie pour modéliser l'effet du lissage optique sur la rétrodiffusion Brillouin stimulée. Cette procédure, non triviale, repose sur le couplage de deux codes de simulation : le premier code, LMJ_FOC, va calculer à l'entrée de la zone de plasma le champ électrique le plus réaliste possible (par exemple : un quadruplet LMJ, le champ total résultant du recouvrement de tous les faisceaux d'un cône) du ou des faisceaux lasers auxquels ont été appliqués un lissage optique; le second code, HERA, va, en utilisant le champ électrique défini précédemment, simuler l'interaction entre le laser et le plasma pour mesurer l'effet du lissage sur le développement de l'instabilité Brillouin stimulée et calculer le niveau de la puissance rétrodiffusée par celle-ci. Deux autres codes, PARAX et DSPEC, ont également été utilisés afin de calculer les propriétés du champ électrique lissé en supposant que le champ se propage dans le vide et non dans le plasma. Ces simulations ont été réalisées par un autre groupe de recherche et ici nous exploitons seulement les résultats. Dans la suite du chapitre, nous n'aborderons que LMJ_FOC et HERA. Les deux autres codes seront évoqués plus tard.

On décrit donc dans un premier temps le modèle numérique du code HERA, en donnant ses atouts et inconvénients par rapport à d'autres codes de simulation. Puis, nous regarderons certains paramètres clés des simulations relatifs aux paramètres des plasmas. Par le biais d'analyses de certains des résultats de simulations, nous pourrions alors définir les paramètres plasma à utiliser pour se placer dans le cadre physique de notre étude. Dans un second temps, nous détaillerons le modèle numérique du code LMJ_FOC et présenterons le processus de simulation. Nous détaillerons les différents paramètres d'entrée du code et l'influence de leur caractérisation sur les simulations.

3.1 Comment simuler l'interaction laser-plasma ?

Avant de rentrer plus en détail dans la description du code, nous rappelons que la méthode de simulation de l'interaction laser-plasma n'est pas unique; plusieurs types de modélisations existent et s'appliquent dans des conditions particulières. En effet, la description des plasmas se fait principalement à travers deux modélisations : la description fluide et la description cinétique. Ce sont ces deux modèles qui vont également définir les types de codes utilisés pour la simulation des plasmas.

Modèle cinétique

Dans le cas d'une description cinétique, on prend en compte directement les forces fondamentales agissant sur chaque particule (gravitation, force de Lorentz...). Cela est réalisé soit en résolvant numériquement les équations de Vlasov ou de Fokker-Planck [7], soit par des simulations particulières qui calculent le mouvement d'un grand nombre de particules interagissant entre elles et avec les champs électromagnétiques. La simulation par codes PIC (Particle-In-Cell) est la méthode de référence pour simuler les plasmas hors équilibre, c'est-à-dire lorsque la fonction de distribution de la vitesse des particules s'écarte de la distribution maxwellienne (interaction onde-particule, chocs sans collision...), et où les effets non linéaires sont dominants. Cela correspond par exemple aux cas des simulations de l'interaction laser plasma qui traitent de l'accélération de particules par laser ou plus généralement encore de l'astrophysique. Ces codes sont extrêmement précis, mais leur utilisation est très coûteuse et limite grandement les volumes et les données que l'on peut traiter.

Modèle fluide

Dans une description fluide, on s'intéresse à l'évolution de volumes de plasma, de tailles réduites devant la taille du système. Les observables sont des grandeurs mécaniques et électrodynamiques macro-

scopiques (moyennées sur les petits volumes : densité, densité de charge, vitesse d'ensemble, pression, température, densité d'énergie cinétique, courant...). Ce type de modélisation, qui a été détaillé dans le Chapitre 2, possède des limitations intrinsèques dues à l'introduction de coefficients de transport (viscosité, résistivité...), mais également à l'obligation de suivre des fonctions maxwelliennes à l'équilibre. Ces codes, moins détaillés que les codes particuliers, sont également beaucoup moins coûteux à taille de système équivalente. Ils permettent de simuler l'interaction laser-plasma sur des durées de plusieurs centaines de picosecondes (voire plusieurs nanosecondes) et des plasmas de longueurs millimétriques. Les codes PARAX[52, 53], PF3D[54], HARMONY[55] ou HERA[56, 57] sont des exemples de codes fluides en activité. Ces codes sont pour leur part basés sur une approximation paraxiale de la propagation du laser (diminution du temps de calcul), avec un module hydrodynamique linéarisé ou non, et un module pour traiter le développement des instabilités.

3.2 Le code $H\rho\alpha$ (HERA)

On s'intéresse ici tout particulièrement au code HERA développé initialement pour simuler l'instabilité Brillouin Stimulée et son évolution linéaire.

L'objectif du code HERA est de modéliser de la façon la plus complète possible la physique de l'interaction laser-plasma dans le cas de la fusion par confinement inertiel dans des plasmas représentatifs de ceux rencontrés dans une cible de FCI de type LMJ. Ce code possède actuellement plusieurs modules d'interaction. On s'intéressera ici uniquement au module *Brillouin*, qui permet de traiter l'effet idoïne, mais également la filamentation. Notons que la plate-forme HERA propose une méthode de remaillage appelée AMR¹ qui n'est pas utilisée pour cette partie du code. En effet, le critère de raffinement, qui est basé sur les gradients d'éclairement, conduit inévitablement à un maillage fin pour une tache focale lissée. Cette contrainte de maillage fin est aussi une nécessité pour le solveur numérique de propagation du laser.

3.2.1 Le modèle numérique

Dans HERA, on considère une onde laser quasi-monochromatique irradiant un plasma sous-dense. Cette limite permet de se placer dans le domaine de validité de l'approximation paraxiale. L'utilisation de l'approximation paraxiale dans le code HERA ne permet pas d'étudier des plasmas proches de la densité critique qui impliqueraient une forte réflexion (ou réfraction en incidence oblique) du faisceau laser. En pratique, on restera inférieur à 30% de la densité critique. En complément, l'angle d'incidence du faisceau laser ne doit pas être supérieur à 10° par rapport à la normale du plan d'entrée.

Le laser est donc vu comme une onde transverse plane de vecteur d'onde \vec{k}_0 , parallèle à l'axe de propagation noté \vec{x} . Le champ électrique associé aux ondes électromagnétiques (dont la polarisation est supposée linéaire et uniforme en temps et en espace, par exemple parallèle à l'axe y) se décompose sous la forme :

$$\vec{E}(\vec{x}, t) = \frac{1}{\sqrt{2\eta c \epsilon_0}} \left[E_+ e^{ik_0 x - i\omega_0 t} + E_- e^{-ik_0 x - i(\omega_0 - \omega_i)t} + \text{c.c.} \right]. \quad (3.1)$$

Les enveloppes complexes E_+ et E_- sont associées respectivement à l'onde laser et l'onde rétrodiffusée par effet Brillouin (ou onde fille). L'expression de \vec{E} fait aussi intervenir l'indice de réfraction η déjà défini en introduction. Son expression est $\eta = \sqrt{1 - n_e/n_c}$.

Les enveloppes des champs sont supposées lentement variables en espace (sur l'échelle de la longueur d'onde), mais également en temps sur l'échelle de l'inverse de la pulsation ω_0 . Pour décrire la propagation des ondes électromagnétique, HERA résout deux équations couplées de type Schrödinger :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_{ib} + v_g \frac{\partial}{\partial x} - \frac{ic^2}{2\omega_0} \Delta_{\perp} \right) E_+ = \frac{-i\omega_0}{2n_c} (n_{e0} E_+ + \delta n_e E_-), \quad (3.2)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_{ib} - v_g \frac{\partial}{\partial x} - \frac{ic^2}{2(\omega_0 - \omega_i)} \Delta_{\perp} \right) E_- = \frac{-i(\omega_0 - \omega_i)}{2n_c} (n_{e0} E_- + \delta n_e^* E_+), \quad (3.3)$$

1. AMR signifie *Adaptive Mesh Refreshment* (raffinement adaptatif de maillage), ce qui signifie que les mailles peuvent être subdivisées ou au contraire regroupées de façon dynamique pendant le calcul, ce qui permet d'assez conséquents gains de mémoire et de temps de calcul.

avec δn_e la variation de la densité électronique autour de la valeur moyenne n_{e0} . Ceux sont les équations sur l'enveloppe en t et en x où les termes d'amortissement sont pris en compte. Nous rappellerons donc que v_{ib} est le terme d'amortissement par Bremsstrahlung inverse et v_g est la vitesse de groupe des ondes électromagnétiques. HERA prend donc en compte l'advection, la diffraction, l'absorption par Bremsstrahlung inverse et le déphasage des ondes électromagnétiques.

Le code modélise également la propagation des ondes acoustiques associées, ce qui permet de prendre en compte les perturbations en densité δn_e provoquées par l'interaction laser-plasma.

L'évolution hydrodynamique est prise en compte dans le modèle global en supposant que la pression dépend uniquement de la densité (écoulement barotrope) et en ne considérant que les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement (équations (2.1) et (2.2) du Chapitre 2) dans les équations hydrodynamiques :

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0, \quad (3.4)$$

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} + \vec{\nabla}(p_e + p_i) = -\rho \vec{\nabla} F_p, \quad (3.5)$$

où ρ est la masse volumique du milieu, F_p est la force pondéromotrice, p_e et p_i sont respectivement la pression électronique et ionique. Les termes de pression sont quant à eux calculés dans l'hypothèse barotrope pour les ions et à partir des équations d'état des gaz parfaits pour les électrons. La rétroaction des ondes sur l'hydrodynamique est prise en compte dans HERA, ce qui permet de modéliser l'impact de la propagation laser sur les paramètres plasmas (vitesse et densité électronique). Enfin, des conditions limites permettent de mettre en place au besoin une couche absorbante artificielle en bord de domaine transverse pour éviter toute réflexion de lumière sur les bords de la boîte de simulation. Les conditions limites ne sont pas périodiques.

Afin de réaliser une modélisation plus complète des ondes sonores associées au RBS, il est nécessaire de prendre en compte leur évolution non-linéaire. En effet, comme discuté dans le Chapitre 2 ces dernières sont susceptibles de provoquer une génération d'harmoniques, caractérisées par des nombres d'ondes et des pulsations qui sont des multiples de la composante fondamentale de l'onde acoustique ionique. Le caractère non-linéaire des ondes sonores peut modifier très fortement le couplage entre le plasma et l'onde électromagnétique et diminuer le taux d'énergie rétrodiffusée. Il est donc très important de considérer ce comportement lorsque l'on veut décrire l'instabilité de Diffusion Brillouin stimulée. C'est pourquoi HERA modélise les phénomènes non linéaires principaux que sont l'appauvrissement de l'onde pompe et la saturation fluide de l'onde acoustique. Cette dernière est traitée dans le code par une décomposition en harmoniques de l'onde acoustique. Dans la suite du document, nous nous sommes principalement intéressé à des régimes dans lesquels l'appauvrissement de l'onde pompe joue un rôle dominant, c'est pourquoi nous ne décrivons pas plus en détail les équations relatives à la décomposition en harmoniques. Cette dernière est décrite dans la référence [33].

3.2.2 Conditions laser entrantes

Il existe plusieurs conditions limites entrantes pour le laser dans HERA :

- un faisceau gaussien ;
- deux faisceaux gaussiens croisés
- un faisceau lissé, avec une tache focale supergaussienne ;
- un profil de champ complexe (produit par le code LMJ_FOC section 3.3)

Pour avoir une parfaite maîtrise des conditions d'entrées et une plus grande liberté dans le choix des paramètres, nous utiliserons toujours un champ créé par LMJ_FOC. HERA relit les fichiers de sortie du code de propagation. Ces fichiers ASCII contiennent un profil spatio-temporel du champ complexe, décomposé en harmoniques, sur une ou deux polarisations. Les coordonnées de discrétisation du fichier sont y , z et ω_k , k étant l'indice de la pulsation. Dans le cas où le champ complexe, composé de N_{freq} fréquences, est sur une polarisation, le code lit alors la condition entrante sous la forme :

$$E(y, z, t) = \sum_{k=1}^{N_{freq}} \left[E_{k,re}(y, z) + iE_{k,im}(y, z) \right] \exp(-i\omega_k t). \quad (3.6)$$

Le fichier lu dans le code de propagation est supposé correspondre dans HERA à l'interface de

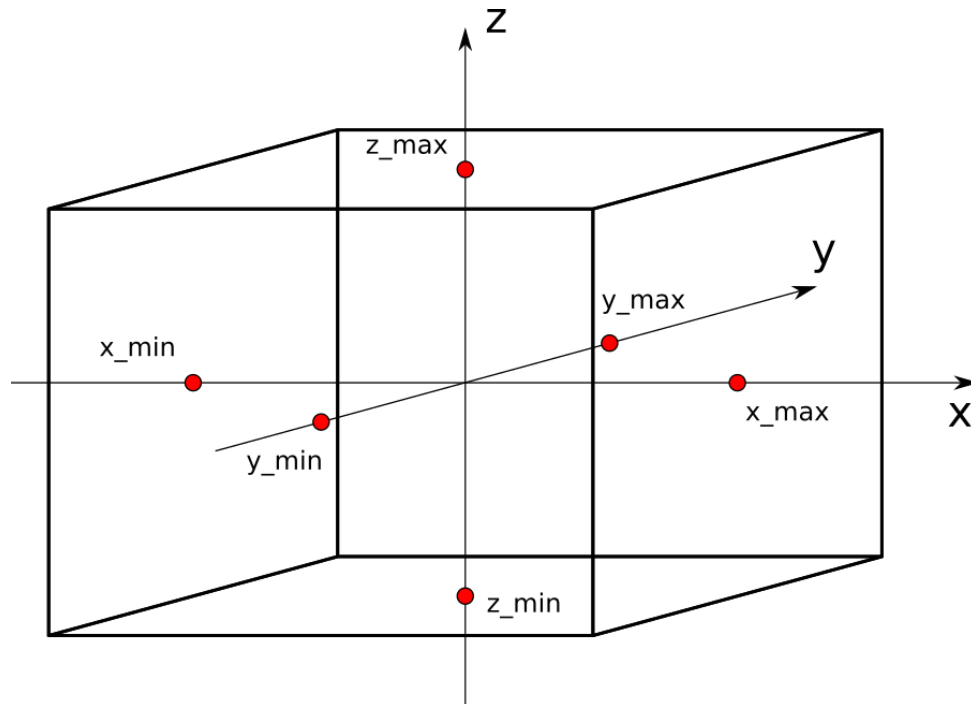


FIGURE 3.1 – Schéma d'une boîte de simulation avec HERA.

gauche sur la direction x : c'est-à-dire le plan d'entrée du code HERA. Cette condition limite entrante prend en compte la position du foyer dans le vide.

3.2.3 Aperçu des paramètres

Nous allons dans cette partie, détailler l'architecture d'un fichier de paramètres typique d'une simulation HERA. L'objectif est de donner un aperçu des paramètres disponibles, ainsi que d'illustrer leur impact sur la simulation.

Le fichier peut être divisé en trois parties. Une première partie, « données principales », qui regroupe les informations sur les dimensions physiques et le maillage temporel et spatial d'une simulation. Une deuxième partie, « matériau », qui permet de définir le plasma utilisé dans la simulation. Une troisième et dernière partie, « schéma numérique » qui définit les paramètres laser et les options physiques utilisées par le modèle.

Données principales

Il est possible d'effectuer des simulations à une, deux ou trois dimensions spatiales avec HERA. Les simulations à une ou deux dimensions sont utiles pour tester rapidement le code dans différentes situations mais sont rapidement limitées lorsque l'on cherche à simuler des géométries de laser et de lissage optique complexes qui n'ont pas forcément d'axe de symétrie. Les simulations à trois dimensions, bien que plus coûteuses en temps de calcul, permettent de rendre compte de ces géométries complexes. Nous avons pu observer ces limitations lors de nos études, c'est pourquoi nous ne présentons ici que les résultats obtenus lors de simulations à trois dimensions. L'espace de simulation en trois dimensions est défini par 6 points de l'espace dans un repère cartésien dont l'origine est le centre de la boîte de simulation comme présenté Figure 3.1.

Cette espace à trois dimensions est ensuite maillé selon les trois directions. Il y a alors un compromis à trouver entre la précision du maillage et le temps de calcul. Le code doit permettre de rendre compte des phénomènes physiques aux échelles spatiales considérées, généralement de l'ordre de quelques longueurs d'onde laser (quelques micromètres), sur des temps de calcul raisonnables. Les phénomènes observés ont des tailles transverses à la propagation beaucoup plus petites que celles le long de la propagation. En effet, comme nous l'avons vu dans le Chapitre 1 les points chauds sont beaucoup plus longs

($\sim 100 \mu\text{m}$) que larges ($\sim 2 - 3 \mu\text{m}$), on utilise donc un maillage plus fin dans les directions transverses à la propagation. Pour une simulation typique utilisant comme boîte, un parallélépipède rectangle de $600 \mu\text{m}$ de long, maillé avec 256 mailles, et $500 \mu\text{m}$ de large, maillé avec 1024 mailles, cela représente presque 270 millions de mailles. Enfin, on définit le pas de temps, Δt , utilisé par le code entre deux itérations qui doit être suffisamment court pour rendre compte de la propagation de la lumière à travers chaque maille de la simulation. Il est donc choisi de manière à ce que la lumière se déplace d'un pas en espace suivant la direction de propagation x , sur la durée Δt . Dans le cas de la boîte de simulation définie précédemment, cela donne un pas en espace de $\Delta x = 2,34 \mu\text{m}$, soit un pas de temps de $\Delta t = \Delta x/c = 7,8 \text{ fs}$.

Le code HERA est écrit de façon à pouvoir tourner en parallèle sur plusieurs milliers de processeurs, on peut donc considérablement diminuer le temps de calcul au prix de ressources importantes. Pour une simulation maillée comme précédemment, avec 270 millions de mailles, où l'interaction laser-plasma a lieu sur une période de 210 ps, l'utilisation de 1024 processeurs permet au code de finir ses calculs en 72 heures. Cela représente donc presque 74000 heures cumulées de calcul pour une simulation.

Matériau

On définit maintenant le plasma, milieu dans lequel se déroule la simulation. Ce milieu est bitempérature, à la quasi-neutralité, et les ions sont adiabatiques et les électrons isothermes. Nous avons choisi d'utiliser un plasma de densité électronique n_e à 10% de la densité critique n_c qui représente une valeur typique pour le plasma provenant de l'ablation des parois en or du Holhraum dans le cadre des expériences de FCI en attaque indirecte. C'est ici que l'instabilité de rétrodiffusion Brillouin stimulée, qui nous servira de comparatif pour l'efficacité des lissages, est prépondérante [25]. Pour cela, le code nous donne accès à la densité critique, qui est fixée par la longueur d'onde laser selon l'équation (2), au numéro atomique Z et nombre de masse A des ions considérés, et enfin, à la densité volumique des ions ρ_i . Compte tenu du fait que le milieu soit à la quasi-neutralité nous avons donc :

$$n_e = \frac{Z\rho_i}{Am_p}, \quad (3.7)$$

où m_p est la masse d'un proton. Nous fixons également la température électronique à $T_e = 3 \text{ keV}$ et la température ionique à $T_i = 300 \text{ eV}$. Pour toutes les simulations HERA présentées dans ce manuscrit les températures électronique et ionique sont constantes au cours des simulations.

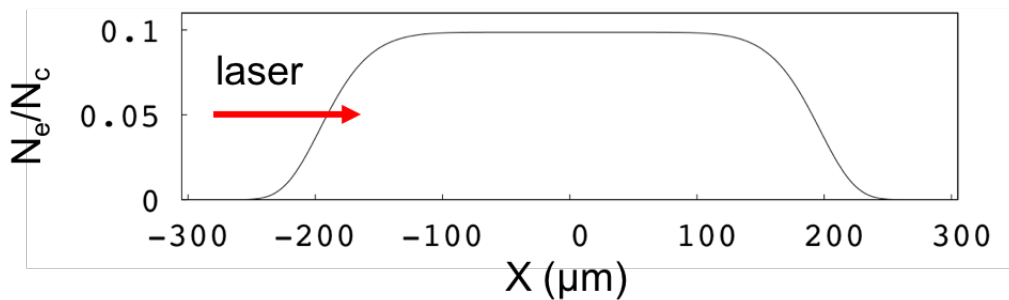


FIGURE 3.2 – Profil de la densité électronique à l'instant initial ($t = 0 \text{ ps}$) suivant l'axe de propagation laser x .

Pour finir nous définissons la géométrie du milieu plasma. Nous utilisons dans les simulations un plasma avec un gradient de densité électronique en début et fin de propagation du laser dans la boîte de simulation comme illustré Figure 3.2. Le plasma est de densité constante $n_e/n_c = 10\%$ sur une longueur de $L_n = 200 \mu\text{m}$ supérieure à la longueur d'un grain de tavelure (voir chapitre 1).

Schéma numérique

Le schéma numérique permet de définir les paramètres laser du code et les options physiques qui vont être utilisées. Il est possible de définir un lissage optique du faisceau laser à l'aide de ces paramètres, mais, comme décrit précédemment, nous utiliserons le code de simulation LMJ_FOC pour définir le champ optique en entrée de simulation. Cependant certains paramètres du laser doivent être donnés ici. D'une part, nous fixons l'intensité laser moyenne en watt par centimètre carré à $4,5 \cdot 10^{14} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ ce qui permet en moyenne de ne pas être dans le régime d'instabilité absolue défini Chapitre 2 tout en étant au dessus du seuil de déclenchement de l'instabilité (régime convectif). L'intensité laser incidente est normalisée à cette valeur et conjointement avec le taux d'amortissement des ondes acoustiques, défini par la suite, nous permet d'obtenir un niveau de saturation suffisamment important pour l'ensemble de nos observations. D'autre part, la puissance laser n'est pas maximale en entrée de boîte dès le début de la simulation. En effet, le profil temporel de puissance laser suit la forme d'une supergaussienne tronquée donnée par :

$$\begin{aligned}
 P(t) &= 0, & \text{si } t < (3 - 50/p)\sigma. \\
 P(t) &= \exp\left[-\left(\frac{t - 3\sigma}{\sigma}\right)^p\right], & \text{si } (3 - 50/p)\sigma \leq t \leq 3\sigma. \\
 P(t) &= 1, & \text{si } t > 3\sigma.
 \end{aligned} \tag{3.8}$$

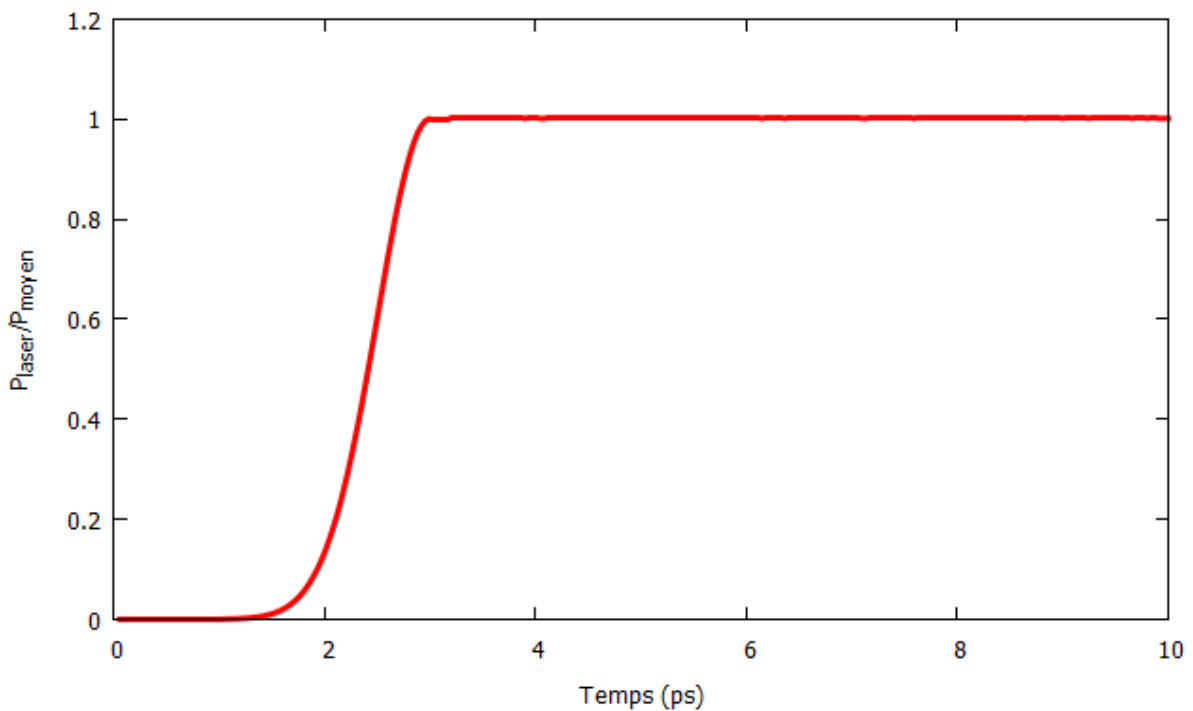


FIGURE 3.3 – Profil temporel de la puissance laser en entrée de simulation.

Dans nos simulations, $\sigma = 1 \text{ ps}$ et $p = 2$. La puissance va donc croître exponentiellement jusqu'à atteindre sa valeur moyenne à 3 ps comme illustré Figure 3.3.

Les options physiques sont contrôlées par des paramètres déterminant si un effet doit ou non être pris en compte, et si un paramètre physique doit être calculé par le code ou imposé. Dans le cadre académique que nous nous fixons, afin d'étudier l'efficacité du lissage optique sur la réduction de la rétrodiffusion Brillouin stimulée, et pour que le niveau de rétrodiffusion de l'instabilité soit suffisamment élevé pour être en régime de saturation non linéaire, nous avons choisi de fixer $\tilde{\nu}_a$, le taux d'amortissement des ondes acoustiques normalisé à ω_a (2.57), à 1%. La valeur du taux d'amortissement a un fort impact sur la valeur de l'énergie rétrodiffusée par l'instabilité Brillouin comme on peut le voir sur la Figure 3.4. Un taux d'amortissement de 1%, est caractéristique des plasmas d'or et nous permet, comme

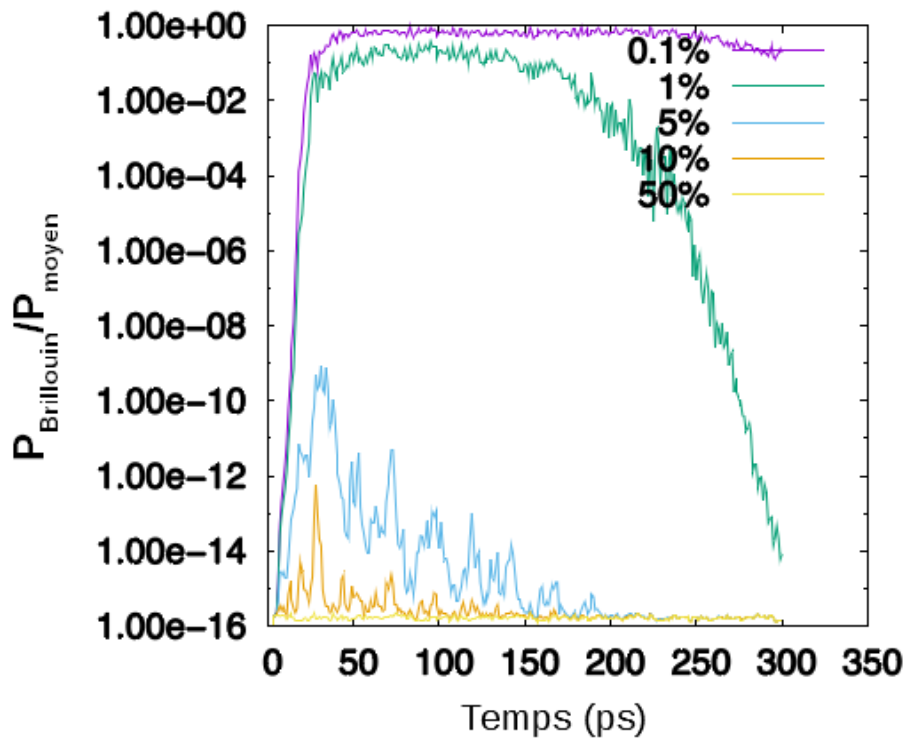


FIGURE 3.4 – Profil temporel de la puissance rétrodiffusée par l'instabilité Brillouin en entrée de la boîte de simulation pour différentes valeurs du taux d'amortissement des ondes acoustiques $\tilde{\nu}_a = \{0, 1\%; 1\%; 5\%; 10\%; 50\%\}$.

nous le verrons par la suite, de décomposer la phase de croissance linéaire de l'instabilité de sa phase de saturation non linéaire et d'atteindre des niveaux supérieurs à 15% d'énergie rétrodiffusée.

Nous allons maintenant nous intéresser plus particulièrement à la rétroaction des ondes sur l'hydrodynamique. Le plasma utilisé, défini dans la section Matériau, si laissé libre dans la boîte de simulation, va se dilater au cours de la simulation pour remplir l'ensemble de la boîte comme représenté Figure (3.5). Cela a pour conséquence de réduire la densité électronique et le niveau de saturation atteint par l'onde Brillouin rétrodiffusée comme nous allons le voir.

En plus de visualiser la densité électronique, le code HERA permet également de visualiser d'autres paramètres du plasma et les champs électromagnétiques en jeu. On peut visualiser ces valeurs à des instants et des endroits différents et on peut donc observer l'amplitude de l'onde pompe laser (voir figure 3.6) ainsi que celle de l'instabilité Brillouin stimulée (voir figure 3.7) à différents instants.

De plus, on peut mesurer l'évolution temporelle de la puissance rétrodiffusée en entrée de boîte par l'instabilité Brillouin, tout comme la puissance laser entrante et sortante de la boîte de simulation comme représenté Figure 3.8. Nous observons une baisse de l'énergie rétrodiffusée au cours du temps qui coïncide avec la dilatation du plasma dans la boîte de simulation.

Afin de conserver un niveau de rétrodiffusion en saturation constant, nous pouvons figer l'évolution du plasma et empêcher ainsi sa dilatation dans la boîte de simulation. Cela a également pour effet d'annuler la rétroaction des ondes sur l'hydrodynamique du plasma et on peut alors observer Figure 3.9 une augmentation du niveau de saturation. Ce niveau, bien que légèrement modulé en temps (nous verrons pourquoi dans les chapitres suivants), reste en moyenne constant sur plusieurs périodes de modulation de phase du lissage optique (~ 70 ps). Par la suite, nous utiliserons toujours ces paramètres dans les simulations que nous détaillerons.

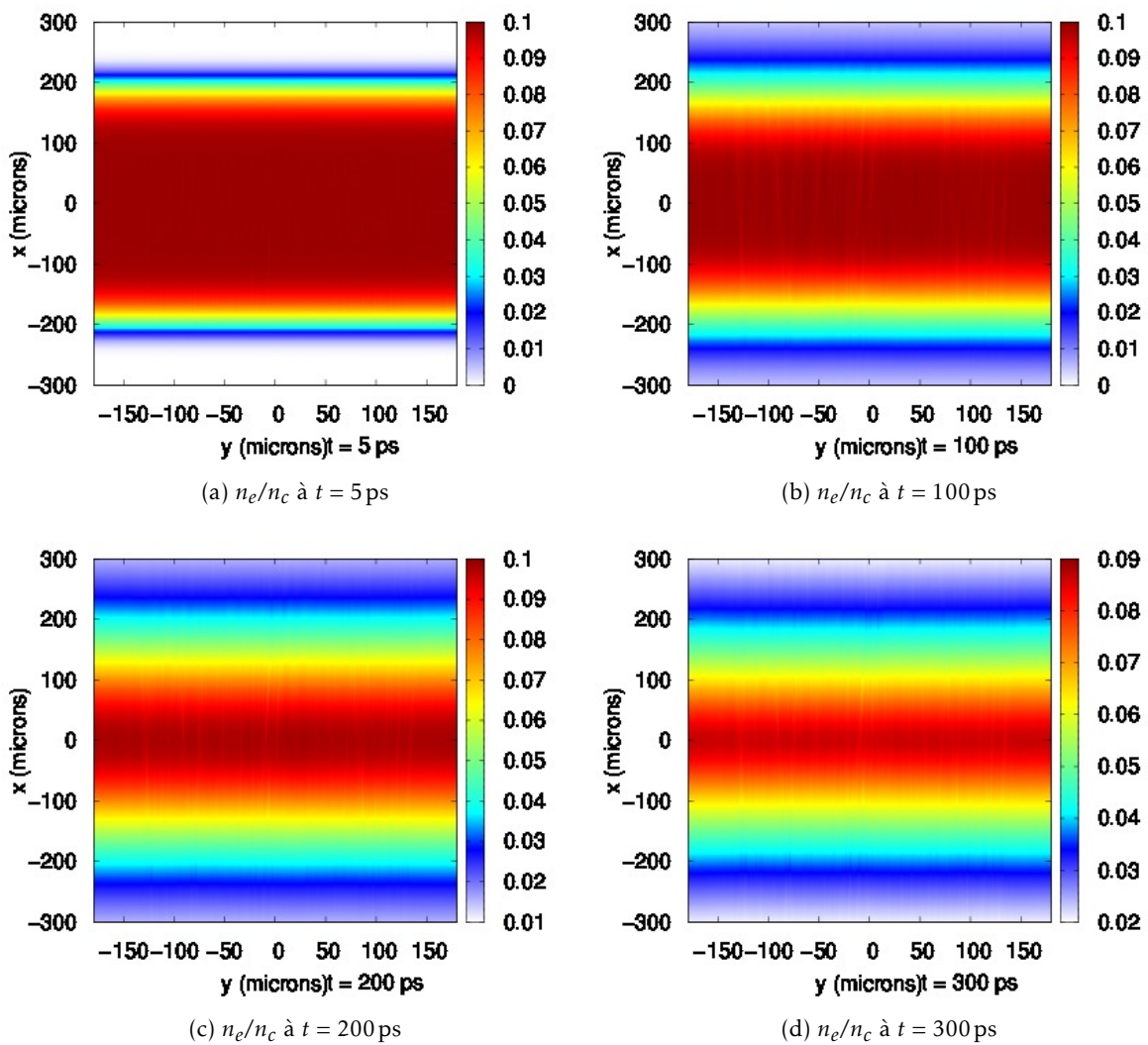


FIGURE 3.5 – Coupe transverse de la densité électronique en fonction de la densité critique n_e/n_c à différents instants.

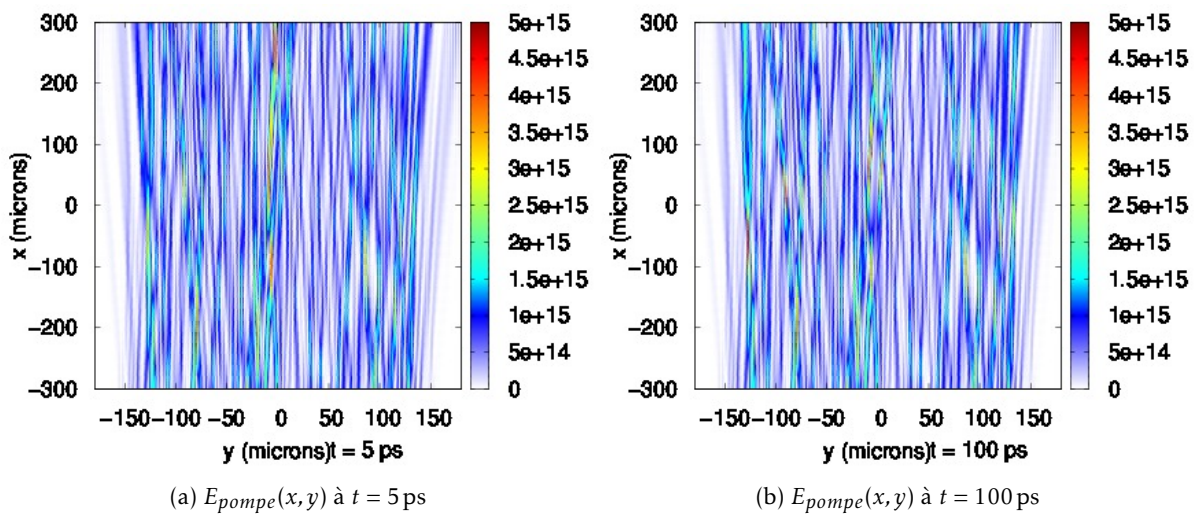


FIGURE 3.6 – Coupe transverse de l'éclairement en $W \cdot cm^{-2}$ de l'onde pompe laser à différents instants qui se propage dans la direction des x positifs.

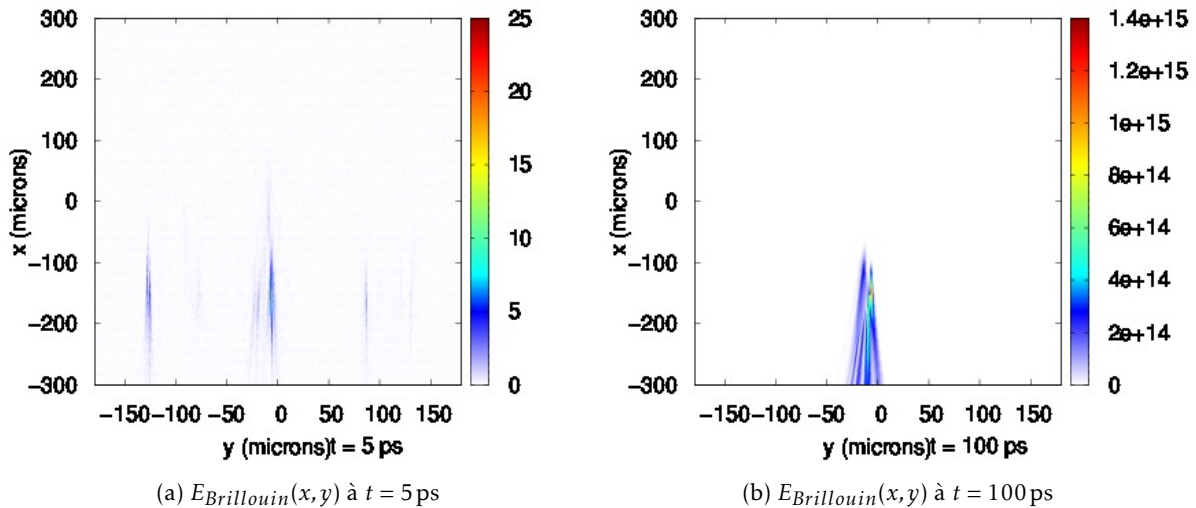


FIGURE 3.7 – Coupe transverse de l'éclairement en $\text{W} \cdot \text{cm}^{-2}$ de l'onde rétrodiffusée Brillouin stimulée à différents instants qui se propage dans la direction des x négatifs.

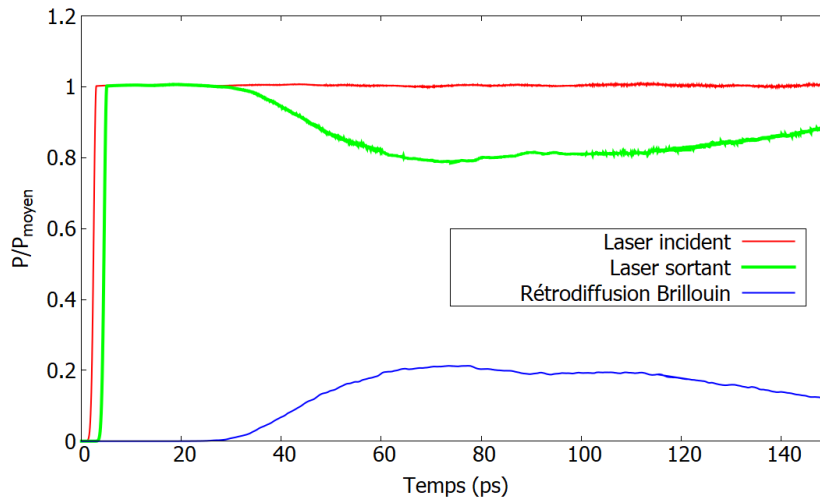


FIGURE 3.8 – Profil temporel de la puissance laser et de la puissance rétrodiffusée par l'instabilité Brillouin en entrée de simulation et de la puissance laser en sortie de simulation.

3.3 Code de simulation du lissage et de la propagation laser : LMJ_FOC

De la même manière que pour la physique des plasmas où nous avons donné des détails sur le code de simulation HERA, nous donnons ici des détails sur le code LMJ_FOC permettant de simuler la propagation des faisceaux laser en amont de la propagation dans le plasma. Ce code permet de modéliser les effets du lissage sur les faisceaux et d'obtenir le champ en entrée du code HERA.

Cet outil numérique permet de répondre à un double besoin. D'une part coté laser, il permet de déterminer l'impact sur la tache focale des différentes options ou hypothèses qui peuvent être envisagées en ce qui concerne par exemple le dé-pointage des faisceaux, les caractéristiques du lissage, la polarisation des faisceaux ou encore le nombre de lames de phases différentes utilisées. Les variations des paramètres des lasers comme le décalage temporel peuvent être aussi bien déterministes qu'aléatoires. D'autre part il aide les études sur le lissage pour l'interaction et facilite ainsi les échanges avec les physiciens des plasmas aussi bien en amont d'une expérience pour déterminer l'adéquation des réglages laser envisagés qu'en aval pour faciliter le dépouillement des résultats en définissant le champ électromagnétique effectivement arrivé sur la cible en fonction des données laser du tir.

Ce code est une approche complémentaire de celle du code MIRÓ [58]. Avec MIRÓ il est possible de

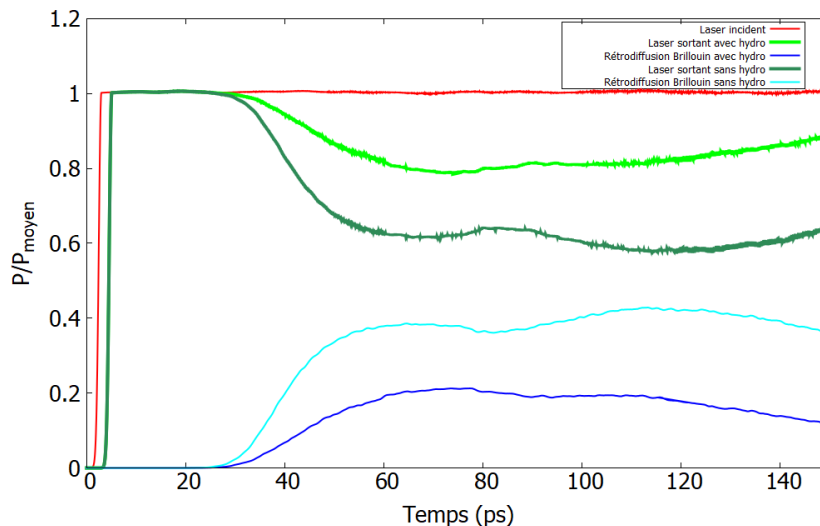


FIGURE 3.9 – Profil temporel de la puissance laser et de la puissance rétrodiffusée par l'instabilité Brillouin en entrée de simulation et de la puissance laser en sortie de simulation avec et sans rétroaction des ondes sur l'hydrodynamique du plasma.

calculer l'évolution d'une impulsion laser jusqu'à l'optique de focalisation et de déterminer le champ électromagnétique avant et après focalisation mais seulement dans des plans orthogonaux à la propagation. De plus, si l'expérience acquise permet de maîtriser assez bien ce qui se passe avec un faisceau laser, celle-ci manque en ce qui concerne la superposition d'un grand nombre de faisceaux laser.

Nous donnons ici une introduction succincte à l'approche théorique du calcul du champ après focalisation. Nous prenons ici l'exemple particulier du LMJ où des quadruplets de faisceaux sont lissés par dispersion spectrale longitudinale par un réseau focalisant.

3.3.1 Cas harmonique

Le code MIRÓ calcule l'évolution de l'enveloppe du champ laser d'un quadruplet à travers les divers éléments d'une chaîne jusqu'au faisceau focalisant. Le champ dans le plan focal qui est orthogonal à la direction du faisceau est alors approché, moyennant un facteur d'échelle par la transformée de Fourier du champ arrivant sur le réseau. Cette approche n'est valable que pour une propagation paraxiale des faisceaux, c'est-à-dire pour une distance focale grande devant la largeur des faisceaux.

Pour calculer de façon précise le champ du laser en dehors de ce plan focal, une autre approche est nécessaire. Celle retenue et présentée dans la référence [59], consiste à décomposer le champ fourni par le code MIRÓ en amont du réseau focalisant, modifié par la phase induite par le réseau et responsable de la focalisation, en une somme d'ondes planes qui sont propagées avec la pulsation du laser, ω_0 , jusqu'au point considéré. En chaque point de la zone d'intérêt, l'entrée du Hohlraum (ou toute autre surface comme par exemple la surface interne du cylindre), le champ est calculé en sommant les contributions de chacune des ondes.

Si f est l'amplitude du champ électromagnétique d'un quadruplet dans le plan initial et Φ la phase introduite par le réseau, les coefficients des ondes planes sont alors donnés par :

$$\hat{F}(k_y, k_z) = \frac{1}{2\pi} \iint f(y, z) e^{i\Phi(y, z)} e^{-i(k_y y + k_z z)} dy dz, \quad (3.9)$$

avec $\mathbf{k} = k_x \mathbf{x} + k_y \mathbf{y} + k_z \mathbf{z}$ et où x est l'axe de propagation.

À partir de cette décomposition, le champ électromagnétique au point de coordonnées x , y et z s'obtient en introduisant la phase liée à la propagation de chaque onde (caractérisée par k_y et k_z) et en

additionnant la contribution de toutes les ondes planes considérées :

$$E(x, y, z) = \frac{1}{2\pi} \iint \hat{F}(k_y, k_z) e^{i(yk_y + zk_z + x\sqrt{k_0^2 - k_y^2 - k_z^2})} dk_y dk_z. \quad (3.10)$$

Plus précisément les deux composantes transverses sont données par la formule 3.10 multipliée par les composantes p_y et p_z du vecteur directeur de la polarisation

$$E_y(x, y, z) = p_y E(x, y, z), \quad (3.11a)$$

$$E_z(x, y, z) = p_z E(x, y, z), \quad (3.11b)$$

et la composante longitudinale par :

$$E_x(x, y, z) = \frac{-1}{2\pi} \iint \hat{F}(k_y, k_z) \frac{(k_y p_y + k_z p_z)}{\sqrt{k_0^2 - k_y^2 - k_z^2}} e^{i(yk_y + zk_z + x\sqrt{k_0^2 - k_y^2 - k_z^2})} dk_y dk_z. \quad (3.12)$$

Ce calcul peut être effectué sur un ou l'ensemble de faisceaux de chaque quadruplet de la demi-sphère, et les composantes du champ électrique sont sommées pour obtenir celles du champ total au point considéré. Une des principales difficultés rencontrées réside dans la prise en compte des variations rapides de la phase induite par le réseau. C'est pourquoi, numériquement, les coefficients des ondes planes ne s'obtiennent plus par une simple transformée de Fourier mais par deux transformées de Fourier successives, l'une correspondant approximativement au calcul des ondes planes avant le réseau et l'autre à leur transformation par ce dernier (cette description n'étant vraie que pour une approche paraxiale).

La solution retenue consiste à diviser la phase induite par le réseau en deux parties, l'une correspondant au terme paraxial quadratique qui admet une fonction bornée comme transformée de Fourier et l'autre étant la phase subsistante associée au champ f (ce qui définit la fonction G ci-dessous) dans la première transformée de Fourier. Si F est l'amplitude du champ électromagnétique tenant compte de la phase induite par le réseau, nous avons donc

$$F(y, z) = f(y, z) e^{ik_0(x_f - \sqrt{y^2 + z^2 + x_f^2})} = G(y, z) e^{-ik_0 \frac{y^2 + z^2}{2x_f}}, \quad (3.13)$$

avec :

$$G(y, z) = f(y, z) e^{ik_0 \left(\frac{y^2 + z^2}{2x_f} + x_f - \sqrt{y^2 + z^2 + x_f^2} \right)}, \quad (3.14)$$

et x_f la dépendance à la fréquence de la focalisation. L'application à F du fait que la transformée de Fourier d'un produit est égal au produit de convolution des transformées de Fourier, donne pour la décomposition en ondes planes du champ après le réseau :

$$\hat{F}(k_y, k_z) = -i \frac{x_f}{k_0} e^{i \frac{x_f}{2k_0} (k_y^2 + k_z^2)} \text{TF} \left(\hat{G}(u, v) e^{i \frac{x_f}{2k_0} (u^2 + v^2)} \right) \left(\frac{x_f}{k_0} k_y, \frac{x_f}{k_0} k_z \right). \quad (3.15)$$

On pose $\mathcal{G} = \text{TF} \left(\hat{G}(u, v) e^{i \frac{x_f}{2k_0} (u^2 + v^2)} \right) \left(\frac{x_f}{k_0} k_y, \frac{x_f}{k_0} k_z \right)$, avec \hat{G} la transformé de Fourier de G . Finalement le champ en un point de coordonnées (x, y, z) se calcule en introduisant cette relation dans la formule 3.10 :

$$E(x, y, z) = -i \frac{x_f}{2\pi k_0} \iint e^{i \left(\frac{x_f}{2k_0} (k_y^2 + k_z^2) + x_f \sqrt{k_0^2 - k_y^2 - k_z^2} \right)} \mathcal{G} e^{i(k_y y + k_z z)} dk_y dk_z. \quad (3.16)$$

3.3.2 Approche temporelle

Dans la section précédente l'aspect temporel a été ignoré ce qui n'est plus possible dès que les modulations de phase sont utilisées pour limiter l'effet Brillouin et pour lisser la tache focale. Néanmoins,

la démarche utilisée dans le cadre harmonique va pouvoir être étendue au domaine temporel. Pour ce faire le principe de la décomposition en ondes planes sera toujours employé mais en tenant compte des différentes fréquences intervenant dans le profil temporel de l'impulsion. En effet, celui-ci étant le même en tout point de la surface transverse du faisceau, une transformée de Fourier temporelle ($f(y, z, t) \rightarrow f(y, z, \omega)$) permet d'obtenir les différentes harmoniques présentes dans le spectre de l'impulsion. Le couplage spatio temporel (k, ω) utilisé pour le lissage optique est assuré par le chromatisme du réseau de focalisation. La formule des réseaux, permet de calculer cette dépendance. En utilisant,

$$\sin i'_0 = \sin i - p n(R) \lambda_0, \quad (3.17a)$$

$$\sin i' = \sin i - p n(R) \lambda, \quad (3.17b)$$

$$\sin i'_0 = \frac{R}{\sqrt{R^2 + x_{f_0}^2}}, \quad (3.17c)$$

avec $R = \sqrt{y^2 + z^2}$ et où i est l'angle d'incidence du faisceau, $n(R)$ la densité de traits du réseau focalisant à une distance R de l'axe, p un nombre entier et i' l'angle de sortie du réseau pour une longueur d'onde, λ , quelconque mais fixée, l'amplitude du champ pour une harmonique donnée devient :

$$F(y, z, \omega) = f(y, z, \omega) e^{-ik \frac{RD}{1 + \sqrt{1 - D^2}}}, \quad (3.18)$$

avec

$$D = \frac{R}{\sqrt{R^2 + x_{f_0}^2}} \frac{\lambda}{\lambda_0} + \left(1 - \frac{\lambda}{\lambda_0}\right), \quad (3.19a)$$

$$\omega = 2\pi \frac{c}{\lambda}, \quad (3.19b)$$

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}. \quad (3.19c)$$

Cette définition, lorsque l'angle i est nul, se simplifie en

$$F(y, z, \omega) = f(y, z, \omega) e^{-ik \left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right) \left(\sqrt{x_{f_0}^2 + R^2} - \sqrt{x_{f_0}^2 + \left(1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^2\right) R^2}\right)}, \quad (3.20a)$$

$$= f(y, z, \omega) e^{-ik_0 \frac{R^2}{\left(\sqrt{x_{f_0}^2 + R^2} + \sqrt{x_{f_0}^2 + \left(1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^2\right) R^2}\right)}}. \quad (3.20b)$$

Cette dernière égalité montre que pour l'approche paraxiale et si le terme $(1 - \lambda/\lambda_0)\sin(i)$ est négligeable, le changement de longueur d'onde revient à diviser la distance focale par λ/λ_0 .

La méthode rappelée dans le paragraphe précédent peut alors être appliquée. Il suffit pour cela de reprendre la même démarche en considérant maintenant séparément le terme de phase correspondant à l'approche paraxiale pour la longueur d'onde, λ , considérée et la distance de focalisation corrigée. Comme précédemment ce terme admet une fonction bornée comme transformée de Fourier et la contribution des ondes planes pour la longueur d'onde λ est obtenue par une double transformée de Fourier. La somme de toutes les ondes planes associées à λ en un point de la surface sur laquelle le champ total doit être calculé donne la valeur du champ en ce point et pour cette fréquence. Une transformée de Fourier temporelle inverse permet ensuite d'obtenir la variation temporelle du champ électrique sur toute cette surface.

Le code LMJ_FOC permet de calculer dans un temps raisonnable la variation temporelle du champ électromagnétique correspondant à la focalisation d'un, de cinq, de dix ou encore de vingt quadruplets du LMJ.

Afin de vérifier dans quelle mesure l'hypothèse de paraxialité était réalisée ou non, la focalisation d'un quadruplet en mode de propagation paraxiale a été comparée avec la focalisation obtenue pour une propagation selon les équations de Maxwell non simplifiées [59]. Les résultats montrent que l'hypothèse

de paraxialité n'est plus parfaitement justifiée pour la focalisation d'un quadruplet du LMJ. Néanmoins, les résultats montrent que le lissage diminue l'écart entre les deux approches sur le contraste et la taille des points chauds.

Nous avons traité ici le cas du lissage par dispersion spectrale longitudinale mais le code peut tout aussi bien traiter la dispersion spectrale transverse ou une combinaison des deux. Dans le cas d'un lissage transverse, les dépendances en fréquences ne se font plus sur x mais sur les coordonnées y ou z en fonction de l'axe de lissage et le réseau est déterminé pour être un réseau droit de densité de traits constante. Enfin la focale est indépendante de la longueur d'onde considérée.

En conclusion, ce code est le code de référence pour définir le champ total créé par les faisceaux du LMJ et fait la continuité avec les codes d'interaction. Le calcul de la fluence laser est sans approximation. De plus, il prend en compte le pointage et la polarisation pour chaque faisceau.

3.3.3 Déroulement d'une simulation

Comme pour le code d'interaction laser-plasma HERA, nous allons détailler le processus d'une simulation avec le code LMJ_FOC et donner un aperçu des paramètres disponibles dans les simulations.

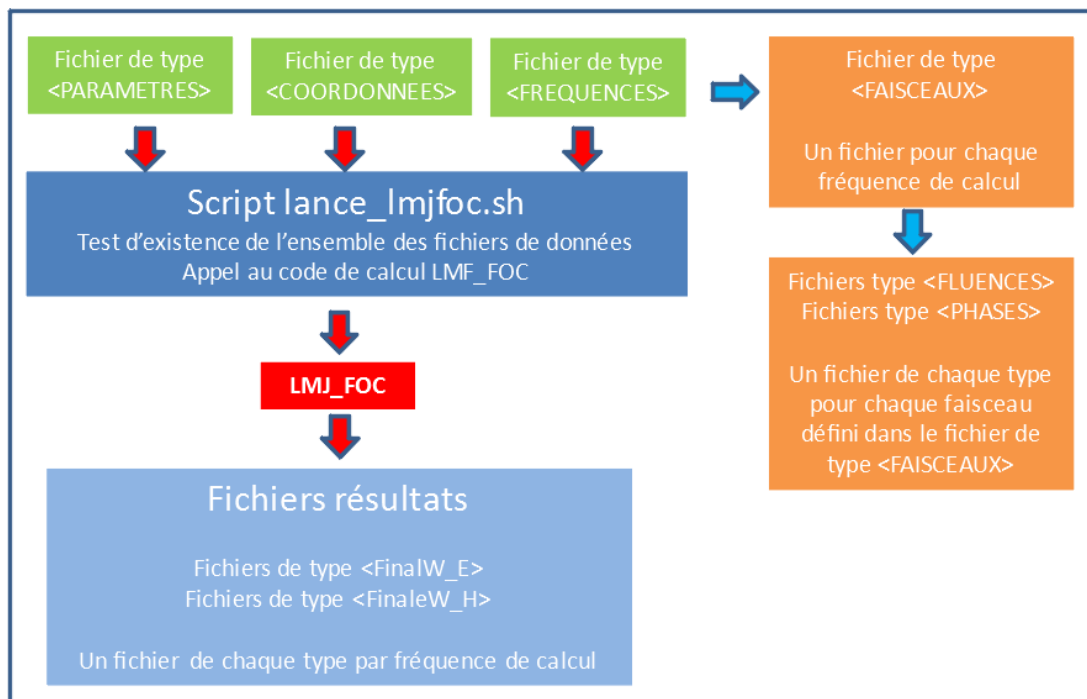


FIGURE 3.10 – Processus d'utilisation du code de simulation LMJ_FOC.

Le fonctionnement du code, représenté graphiquement Figure 3.10, est basé sur l'utilisation :

- d'un script de lancement,
- de trois types de fichiers transmis directement au script de lancement (en vert dans la Figure 3.10),
- de trois types de fichiers transmis indirectement au script de lancement (en orange dans la Figure 3.10),
- du code de calcul LMF_FOC.

Les différents types de fichiers, dont nous discuterons par la suite, permettent de définir :

- les paramètres généraux du calcul,
- les points de sortie sur lesquels le champ électromagnétique doit être calculé,
- les fréquences à calculer,
- les faisceaux à considérer pour chacune des fréquences à calculer (tous les faisceaux n'ont pas forcément le même spectre),
- les fluences et les phases des champs incidents pour chacun des faisceaux utilisés.

Le fonctionnement de l'application est le suivant :

1. Le script, *lance_lmjloc.sh*, prend en argument d'entrée les noms des fichiers de données de types « *PARAMETRES* », « *COORDONNEES* » et « *FREQUENCES* » indiqués en vert dans le processus et teste l'existence de ces fichiers.
2. Le script teste ensuite l'existence des fichiers indirectement visés par le fichier de type « *FREQUENCES* » et indiqués en orange dans le processus. Il s'agit notamment des fichiers de types « *FAISCEAUX* », « *FLUENCES* » et « *PHASES* ».
3. Ce script appelle ensuite le code de calcul LMJ_FOC qui utilise les fichiers de données pour réaliser le calcul du champ électromagnétique :
 - pour chaque fréquence spécifiée,
 - en chacun des points de sortie demandés,
 - en tenant compte des paramètres généraux.

Les résultats du calcul du champ électromagnétique en chacun des points de sortie sont stockés dans les fichiers de type « *FinalW_E* » pour le champ électrique et « *FinalW_H* » pour le champ magnétique relatifs à chaque fréquence de calcul. Ces fichiers sont ensuite traités afin de créer le champ total en entrée du code HERA.

3.3.4 Descriptions des fichiers de données

Le code utilise six types de fichiers de données pour réaliser les calculs. Nous allons ici donner une description de ces fichiers, des paramètres qu'ils contiennent et de l'impact de ces paramètres sur les choix de simulation.

Le fichier « *PARAMETRES* » contient les valeurs du maillage utilisé pour décrire les fluences et les phases des faisceaux entrants. Ce maillage, avec les dimensions géométriques des faisceaux (définis dans les fichiers « *FLUENCES* » et « *PHASES* »), déterminent les grandeurs spatiales du laser en champ lointain. Pour illustrer ce propos, prenons le cas le plus simple d'un seul faisceau dont le champ proche est décrit par une surface de 1 m × 1 m avec un maillage de 64 × 64 mailles. Les grandeurs caractéristiques en champ proche sont donc l'ouverture carrée de 1 m × 1 m ($L_{CP} = 1$ m) et la taille d'une maille, elle aussi carrée, de 15,6 mm × 15,6 mm ($\delta_{CP} = 15,6$ mm). C'est deux grandeurs en champ proche vont se traduire par deux fréquences spatiales en champ lointain. Ces fréquences correspondent aux premiers zéros des transformées de Fourier spatiales des deux fonctions carrées correspondantes (diffraction de Fraunhofer). Pour une lentille de focalisation de $f = 8$ m et une longueur d'onde $\lambda_0 = 351$ nm, la taille d'une maille nous permet d'obtenir la taille de l'enveloppe dans le champ lointain : $L_{CL} = \frac{\lambda_0 f}{\delta_{CP}} = 180$ μm. De la même manière, la limite de résolution est donnée par $\delta_{CL} = \frac{\lambda_0 f}{L_{CP}} = 2,8$ μm. Dans le cadre du lissage optique, nous travaillons principalement avec des faisceaux modulés en phase pour lesquels on peut définir un nombre de cycles N_c . Ce nombre de cycle est le rapport entre le temps retard maximal du faisceau introduit par la dispersion $\Delta\tau_{max}$ (défini Chapitre 1) et la période de modulation T_m : $N_c = \frac{\Delta\tau_{max}}{T_m}$. Dans le cadre de nos simulations le nombre de cycles est fixé² à 1 pour obtenir un lissage optimal. Afin d'observer une puissance laser moyenne sur une période de modulation constante, il est nécessaire d'avoir une surface de simulation qui contient un nombre entier de fréquences spatiales L_{CP} : cela constitue le cas idéal de simulation. En pratique, on se contentera d'un rapport δ_{cp}/L_{cp} suffisamment grand pour que les variations de puissance au cours du temps soient suffisamment faibles (< 1%).

Le fichier « *FREQUENCES* » contient les fréquences et plus précisément les pulsations pour lesquelles le champ électromagnétique est calculé. Pour chaque fréquence, un identifiant et un nom de fichier de type « *FAISCEAUX* » est spécifié. Les pulsations sont déterminées par la modulation de phase utilisée lors des simulations et nous donnerons plus de détails au cas par cas dans les chapitres suivants.

Le fichier « *FAISCEAUX* » contient la description des propriétés géométriques et électromagnétiques nécessaires au calcul de la focalisation des faisceaux. C'est ici que sont spécifiés les paramètres permettant le lissage optique des faisceaux. Nous reviendrons sur les paramètres utiles dans le chapitre suivant qui traitera des techniques de lissage optique que nous avons observées. À chaque pulsation définie dans le fichier « *FREQUENCES* » est associé un fichier « *FAISCEAUX* » qui décrit l'ensemble des faisceaux porteur de la pulsation. Par exemple, si on considère un seul faisceau contenant dix pulsations nous auront

2. Le choix du nombre de cycles est détaillé dans le Chapitre 4.

un fichier « *FREQUENCES* » décrivant dix pulsations et dix fichiers « *FAISCEAUX* » décrivant la focalisation du faisceau en fonction des 10 pulsations. Dans le cas opposé, où on a dix faisceaux différents mais tous porteurs de la même pulsation, on aura alors toujours un seul fichier « *FREQUENCES* » mais cette fois-ci décrivant une seule pulsation et un seul fichier « *FAISCEAUX* » décrivant la focalisation des 10 faisceaux en fonction de la pulsation.

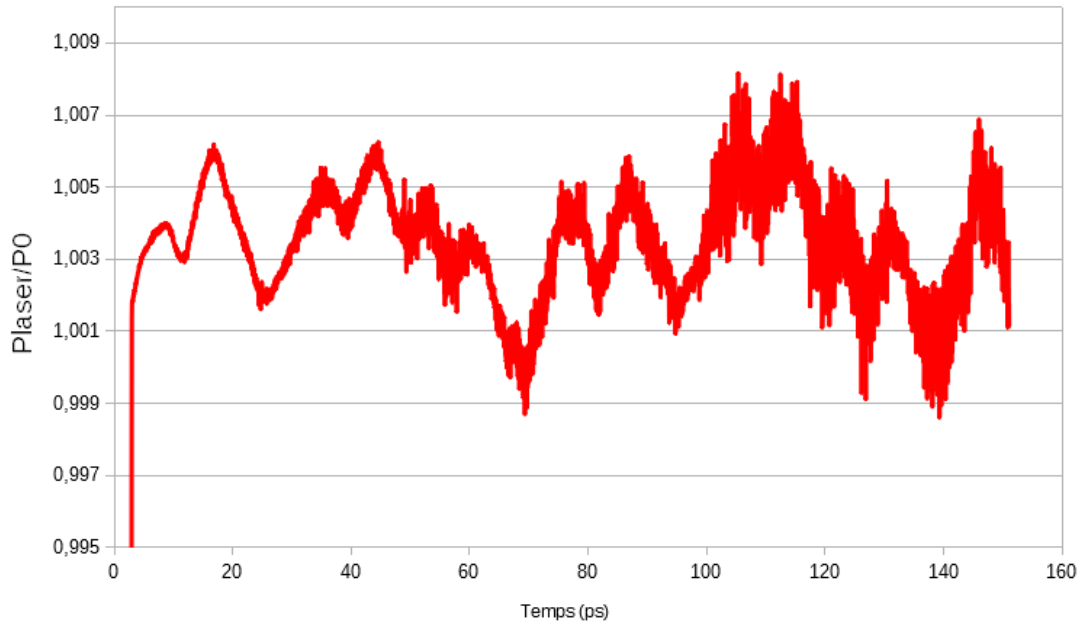


FIGURE 3.11 – Évolution de la puissance laser d'un faisceau modulé en phase (41 fréquences) au cours du temps pour une simulation avec un maillage de 1024×1024 mailles sur $500 \mu\text{m} \times 500 \mu\text{m}$.

Le fichier « *COORDONNEES* » contient les points de sortie sur lesquels est calculé le champ électromagnétique. Ceux-ci sont indépendants du champ d'entrée et peuvent être répartis de façon quelconque dans l'espace. Pour nos simulations en 3 dimensions avec HERA, le fichier décrit le plan d'entrée du code d'ILP : une surface carrée de $500 \mu\text{m} \times 500 \mu\text{m}$ avec un maillage de 1024×1024 mailles ($d_{\text{maille}} = 488 \mu\text{m}$). Ce maillage nous permet d'obtenir une résolution suffisante des phénomènes observés ainsi qu'une variation temporelle de la puissance largement inférieure à 1% comme illustrée Figure 3.11).

Enfin, les fichiers « *FLUENCES* » et « *PHASES* » contiennent respectivement les fluences et les phases spatiales d'un faisceau pour chaque point du champ juste avant la focalisation. Dans le cadre de nos simulations, le fichier « *FLUENCES* » définit l'enveloppe spatiale du faisceau (ou du quadruplet le cas échéant), qui est de profil supergaussien comme défini Chapitre 1. Le fichier « *PHASES* » définit quant à lui la lame de phase également définie Chapitre 1. Des exemples d'enveloppes et un exemple de lame de phase sont représentés Figure 3.12.

3.3.5 Descriptions des fichiers de sorties

Pour chaque pulsation traitée par l'application, l'application LMJ_FOC génère deux types de fichiers : « *FinalW_E.<Id>* » et « *FinalW_H.<Id>* ». Ils contiennent respectivement le champ électrique et le champ magnétique, pour la pulsation *<Id>* considérée, calculés aux points définis dans le fichier « *COORDONNEES* ».

Enfin, on termine par générer les fichiers (un par polarisation) contenant le champ total, c'est-à-dire contenant l'amplitude et la phase, qui seront utilisés pour calculer le champ laser se propageant dans les simulations d'ILP.

À partir de ces fichiers on peut déjà obtenir un certain nombre d'informations qui vont nous permettre de comparer les différents lissages entre eux. On peut imager l'évolution temporelle de l'intensité du faisceau laser dans le plan d'entrée du code HERA comme représenté Figure 3.13.

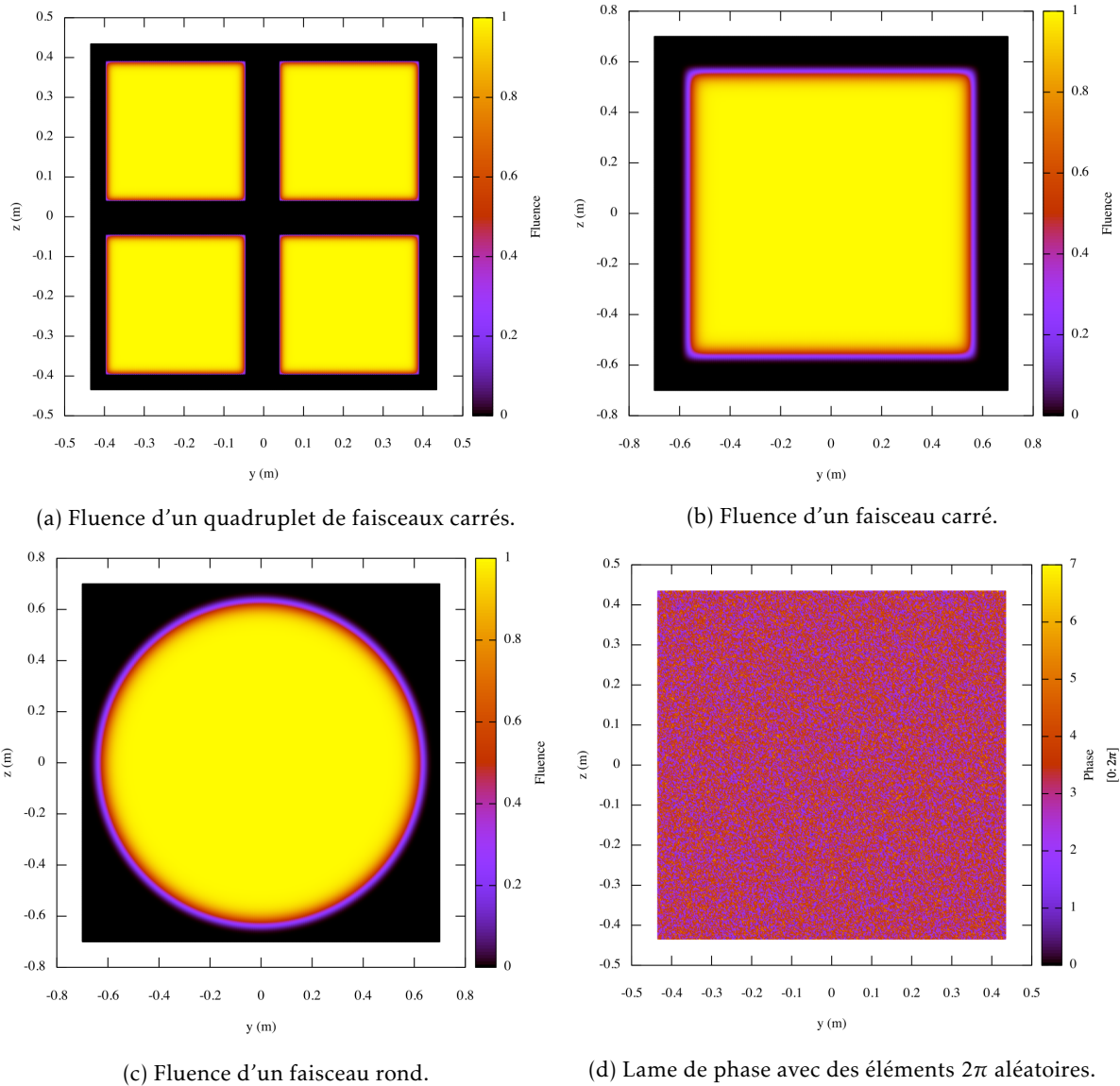
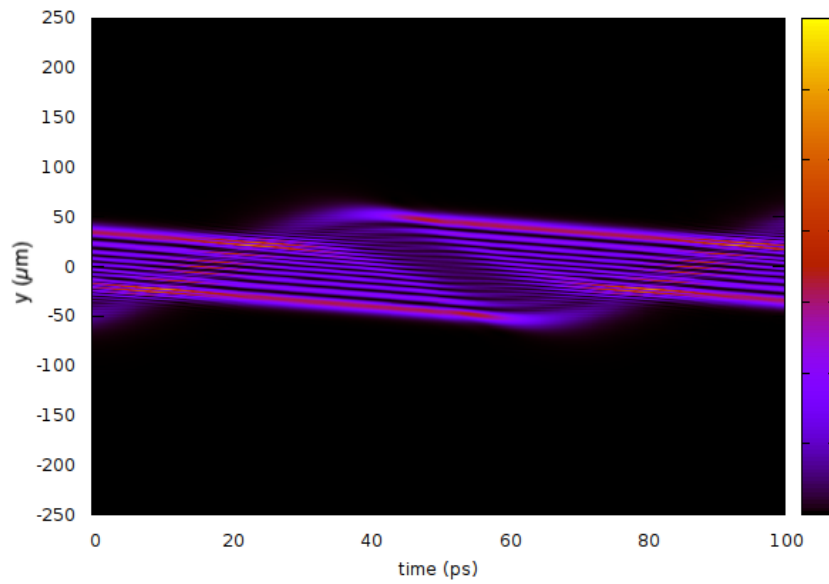
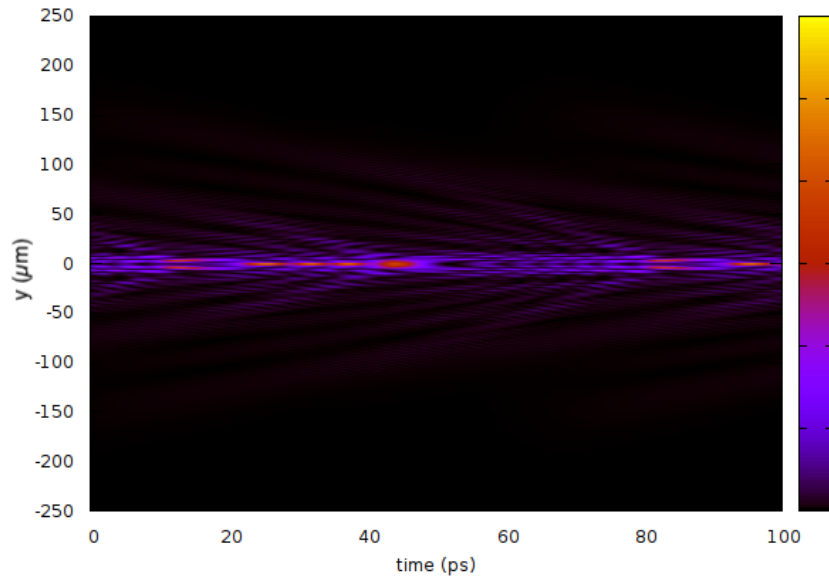


FIGURE 3.12 – (a), (b) et (c) représentent des valeurs de fluence pour différents faisceaux avec des profils supergaussien et (d) représente une lame de phase avec des retards de phase répartis aléatoirement sur $[0; 2\pi]$.



(a) Lissage par dispersion transverse sans lame de phase.



(b) Lissage par dispersion longitudinale sans lame de phase.

FIGURE 3.13 – Évolution temporelle de l'intensité dans le plan selon un axe orthogonal à la propagation du faisceau. On peut observer la dispersion des fréquences pour les deux lissages.

C'est sur cet aspect purement laser, sans interaction laser-plasma, que se concentre le prochain chapitre. On notera par ailleurs, que nous avons pris soin de valider que la propagation d'une condition LMJ_FOC par HERA dans le vide était identique à la même propagation avec LMJ_FOC. Pour cela, nous avons réalisé plusieurs écritures du champ par LMJ_FOC dans des plan orthogonaux à la propagation et nous les avons comparées aux relevés de ce même champ mais propagé dans le vide³ par HERA.

3. Cela correspond à une simulation avec un plasma proche de la densité nulle car HERA nécessite la présence d'un plasma pour fonctionner.

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons défini les deux codes utilisés directement dans nos études. Nous avons défini les modèles numériques utilisés, ainsi que les paramètres et données d'entrée de ces deux codes. Nous avons également donné un certain nombre d'exemples d'observables qui seront utilisés dans les chapitres à venir pour illustrer nos propos.

Nous avons détaillé le processus de simulation que nous avons mis en place pour enchaîner les deux codes et les paramètres généraux utilisés dans les simulations, ainsi que la justification de leur choix.

On notera cependant que certains résultats ont été obtenus par un autre code d'interaction laser-plasma : le code PARAX [53]. Ce code, a donné lieu à de nombreuses études en interaction laser-plasma [23, 52, 53, 60]. Il a cependant ici été utilisé pour étudier les propriétés des points chauds dans le vide lorsque le faisceau est lissé par les techniques par dispersion spectrale. Ces résultats ont été obtenus en collaboration avec Gilles Riazuelo. Les faisceaux laser sont générés par le code LMJ_FOC avant d'être propagés dans le vide par le code PARAX. Cela nous a permis d'utiliser pour nos études les diagnostics déjà implémentés dans PARAX.

Dans les chapitres suivants, nous utilisons les différents codes de simulation pour comparer l'efficacité de différents lissages optique d'un point de vue purement laser, puis sur la réduction de la rétrodiffusion Brillouin stimulée. Enfin dans le dernier chapitre, nous utiliserons ces codes pour explorer de nouvelles solutions de lissage permettant de résoudre le problème de la conversion FM-AM dans les lasers de puissance.

Deuxième partie

Comparaison entre le lissage par dispersion spectrale transverse et longitudinale

Chapitre 4

Études statistiques de la tache focale du LDST et LDSL

Sommaire

4.1 Description des techniques de lissage	70
4.1.1 Technique de Lissage par Dispersion Spectrale Transverse LDST	70
4.1.2 Technique de Lissage par Dispersion Spectrale Longitudinale LDSL	72
4.2 Paramétrer la comparaison des deux lissages	73
4.2.1 Paramètres des lissages	73
4.2.2 Paramètres de la simulation	75
4.3 Observation de la propagation dans le vide	75
4.3.1 Contraste	77
4.3.2 Intensité des points chauds	78
4.3.3 Forme des points chauds	78
Forme et taille transversale des points chauds	78
Forme et taille longitudinale des points chauds	79
4.3.4 Dynamique des points chauds	79
Vitesse transverse	80
Vitesse longitudinale	81
4.4 Conclusion	83

Nous avons dans les chapitres précédents défini les outils qui nous permettront de caractériser et comparer les effets des lissages optiques sur le développement de l'instabilité Brillouin stimulée. Nous avons premièrement défini les lissages et les outils statistiques qui les décrivent, puis nous avons défini les grandeurs caractéristiques de l'instabilité avant d'explicitier les codes de simulation que nous avons utilisés. Nous allons maintenant définir dans ce chapitre la méthode de comparaison des deux techniques de lissage que nous avons retenues, à savoir : le lissage par dispersion spectrale longitudinale (LDSL ou *LSSD* pour *Longitudinal Smoothing by Spectral Dispersion*) et le lissage par dispersion spectrale transverse (LDST ou *TSSD* pour *Transversal Smoothing by Spectral Dispersion*). Pour que cette comparaison soit la plus juste et objective possible nous avons fait des choix sur les paramètres des lissages que nous allons expliquer par la suite. Enfin, avant d'observer l'effet que ces deux lissages provoquent sur la rétrodiffusion Brillouin dans le prochain chapitre, nous allons d'abord regarder en détail les caractéristiques du champ laser pour une propagation dans le vide et dans un volume proche du plan focal.

4.1 Description des techniques de lissage

Comme nous l'avons indiqué précédemment, nous visons à comparer de façon efficace et équitable l'efficacité des techniques de lissage pour limiter les instabilités paramétriques, en particulier : l'effet du LDSL et du LDST sur la rétrodiffusion Brillouin stimulée. Ces techniques de lissage ont déjà été introduites dans le chapitre 1 mais nous allons maintenant les décrire plus en détail.

Le lissage par dispersion spectrale (LDS) peut être décrit comme un lissage temporel, dans le sens où il devient effectif avec le temps. Il consiste à élargir le spectre du faisceau incident à l'aide d'une modulation de phase, afin de disperser les différentes longueurs d'onde de l'impulsion soit par dispersion transversale, soit par dispersion longitudinale.

4.1.1 Technique de Lissage par Dispersion Spectrale Transverse LDST

Nous commencerons par expliquer le LDST couramment utilisé comme décrit Figure 4.1

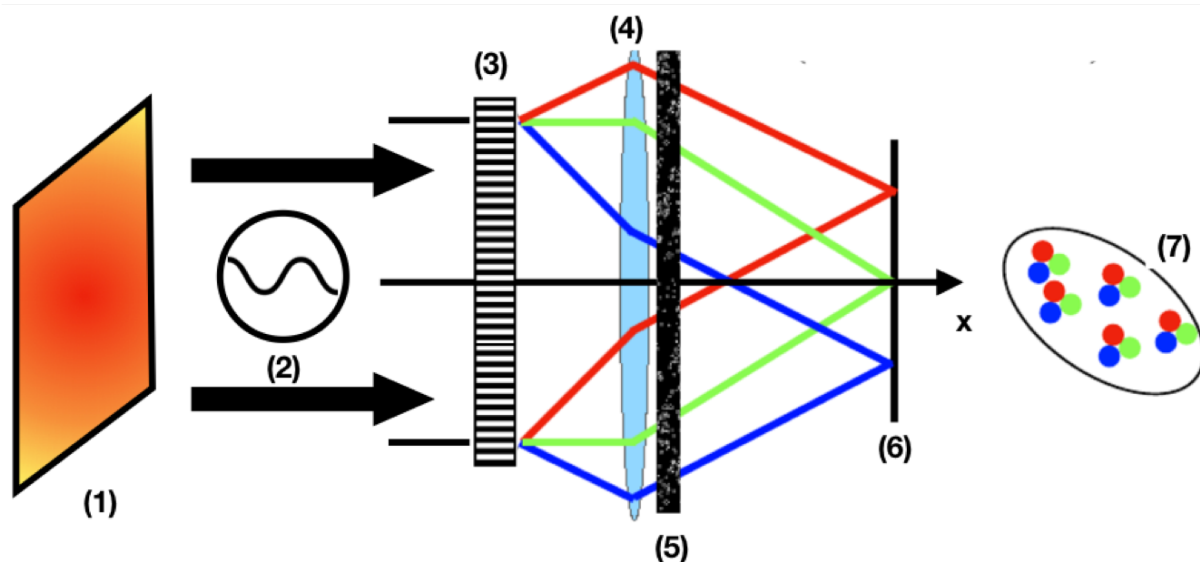


FIGURE 4.1 – Description du LDST dans le domaine spectral.

(1) Faisceau laser en champ proche, (2) modulation de phase, (3) réseau, (4) lentille, (5) lame de phase, (6) plan focal, (7) représentation symbolique des points chauds dans le plan focal. Les chemins optiques rouges, verts et bleus sont des représentations symboliques de différentes longueurs d'onde diffractées par le réseau. Ils symbolisent le déplacement de chaque motif de points chauds l'un par rapport à l'autre le long de l'axe orthogonal à l'axe optique. Nous verrons dans la suite que le mouvement des points chauds est bien plus compliqué que cela.

L'onde plane monochromatique incidente, caractérisée par sa longueur d'onde dans le vide, est élargie spectralement par une modulation de phase. La phase ajoutée à l'onde est généralement sinusoïdale et c'est ce que nous allons considérer dans ce qui suit. Le champ optique est alors donné par :

$$E(t) = \exp[im \sin(2\pi f_m t)], \quad (4.1)$$

où f_m est la fréquence de modulation et m est la profondeur de modulation.

Après la modulation de phase, le spectre de l'impulsion laser est théoriquement de largeur infinie, cependant 98% de l'énergie du signal est comprise dans $\Delta f = 2(m+1)f_m$ (Loi de Carson[61]). Nous considérerons donc par la suite que Δf est représentatif de la largeur de bande du signal modulé. Le signal est alors périodique et le spectre correspondant est composé de $2(m+1)$ pics de Dirac (les raies du spectre) uniformément répartis, séparés par f_m et possédant un poids donné par la valeur des fonctions de Bessel. En effet, la transformée de Fourier [62] de l'équation (4.1) correspondant au spectre du champ optique est une somme de pics de Dirac pondérés par les fonctions de Bessel J_n de premier type et d'ordre n , écrite comme suit :

$$\tilde{E}(f) = \sum_n J_n(m) \delta(f - nf_m). \quad (4.2)$$

Dans le domaine spectral, les longueurs d'ondes sont dispersées sous différents angles par un réseau de diffraction. Pour le LDST, le réseau est composé de lignes gravées à espacement régulier qui diffractent la lumière dans différentes directions en fonction de la densité de lignes N_t et λ_0 .

Avant ou après la lentille de focalisation, une lame de phase aléatoire est ajoutée afin de modifier la forme de la tache focale. Elle permet de rompre la cohérence spatiale du faisceau laser et de créer un motif de points chauds dans le plan focal comme expliqué Chapitre 1. Chaque fréquence voit la même lame de phase et crée ainsi le même motif de points chauds. Cependant, comme chaque fréquence est déviée par le réseau avec un angle différent sur l'objectif, elles se focalisent sur des endroits différents en fonction de la direction de dispersion. La fréquence de la modulation de phase est choisie de telle sorte que les différents motifs de points chauds soient décalés les uns par rapport aux autres d'au moins une longueur de corrélation des points chauds $\rho_c = \lambda_0 f_0 / w$, où f_0 est la distance focale pour la longueur d'onde centrale et w est la largeur de l'ouverture, dans le but de minimiser le contraste du plan focal intégré au cours du temps.

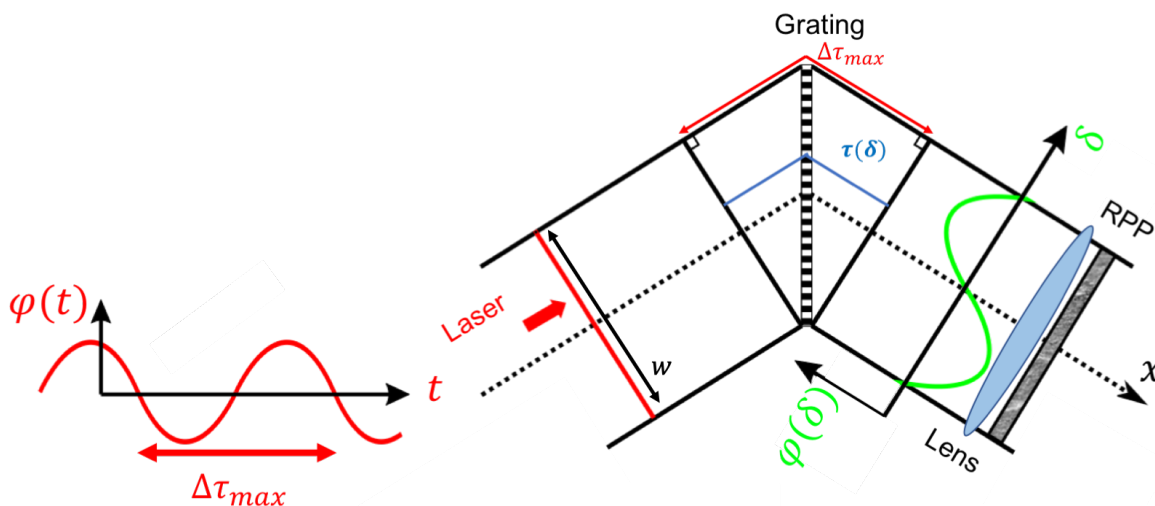


FIGURE 4.2 – Description du LDST dans le domaine temporel. La figure montre le comportement d'un réseau dans le domaine temporel. La modulation de phase sinusoïdale dans le domaine temporel est transférée dans le domaine spatial.

Une autre approche de la description du LDST consiste à considérer le lissage dans le domaine temporel [19], comme le montre la figure 4.2. Chaque point le long d'un axe transversal avant le réseau voit la même phase optique à un moment donné. Après le réseau, chaque point, noté par sa position δ ,

allant de 0 à la largeur du faisceau w , a été retardé avec différentes valeurs $\tau(\delta)$. Dans le cas d'un réseau standard dans la configuration Littrow, le délai est linéaire de 0 à $\Delta\tau_{max}$ tel que :

$$\tau(\delta) = \frac{\lambda\delta N_t}{c \cos\theta}, \quad (4.3)$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide et θ est l'angle d'incidence égal à l'angle de diffraction. Si la phase du faisceau φ est modulée dans le temps avant le réseau, cette modulation est transférée dans l'espace après le réseau : la sinusoïde rouge dans le temps devient la sinusoïde verte dans l'espace. Au fil du temps, l'onde sinusoïdale verte se déplace dans la direction transversale δ . Par conséquent, le LDS peut être considéré comme un faisceau ayant une lame de phase différente à chaque instant.

Comme indiqué précédemment, dans le cas idéal, un motif de points chauds est décalé d'un autre par une seule longueur de corrélation transverse de points chauds, ρ_c . Le décalage spatial entre deux fréquences consécutives est donné par $\delta x = (\lambda_0 f_0/w) f_m \Delta\tau_{max}$ [12]. Par conséquent, si $\delta x = \rho_c$, la fréquence de modulation est liée à la largeur du faisceau w et à la puissance dispersive du réseau par :

$$\frac{1}{f_m} = \Delta\tau_{max} = \frac{\lambda_0 w N_t}{c \cos\theta}. \quad (4.4)$$

4.1.2 Technique de Lissage par Dispersion Spectrale Longitudinale LDSL

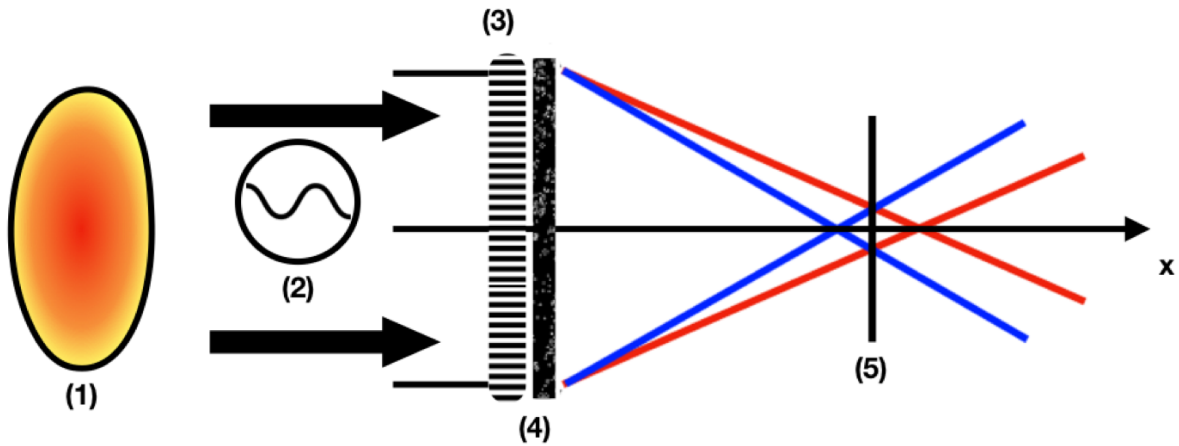


FIGURE 4.3 – Lissage par dispersion spectrale longitudinale.

(1) Faisceau laser dans le champ proche, (2) modulation de phase, (3) réseau focalisant, (4) lame de phase, (5) plan focal. Les trajets optiques rouges et bleus sont des représentations symboliques de différentes longueurs d'onde diffractées par le réseau. Ils symbolisent le déplacement de chaque motif de points chauds l'un par rapport à l'autre le long de l'axe optique. Nous verrons plus tard que cette représentation est très schématique.

Le lissage par dispersion spectrale longitudinale, schématisé dans la figure 4.3, est très similaire au LDST. Ici, les longueurs d'onde sont dispersées le long de l'axe de propagation du faisceau laser. La dispersion longitudinale est obtenue à l'aide d'un réseau focalisant chromatique ou d'une lentille de Fresnel. Contrairement au LDST, où la structure périodique du réseau est linéaire, le réseau focalisant est composé d'anneaux concentriques qui ajouteront une phase de croissance sphérique du centre aux bords du faisceau.

Pour déterminer l'expression du retard, nous nous référons à la figure 4.4. Nous avons alors :

$$r^2 + f_0^2 = (\tau(r)c + f_0)^2, \quad (4.5)$$

où r est le rayon du faisceau allant de 0 à $L/2$ et τ est le temps retard par rapport au centre du faisceau.

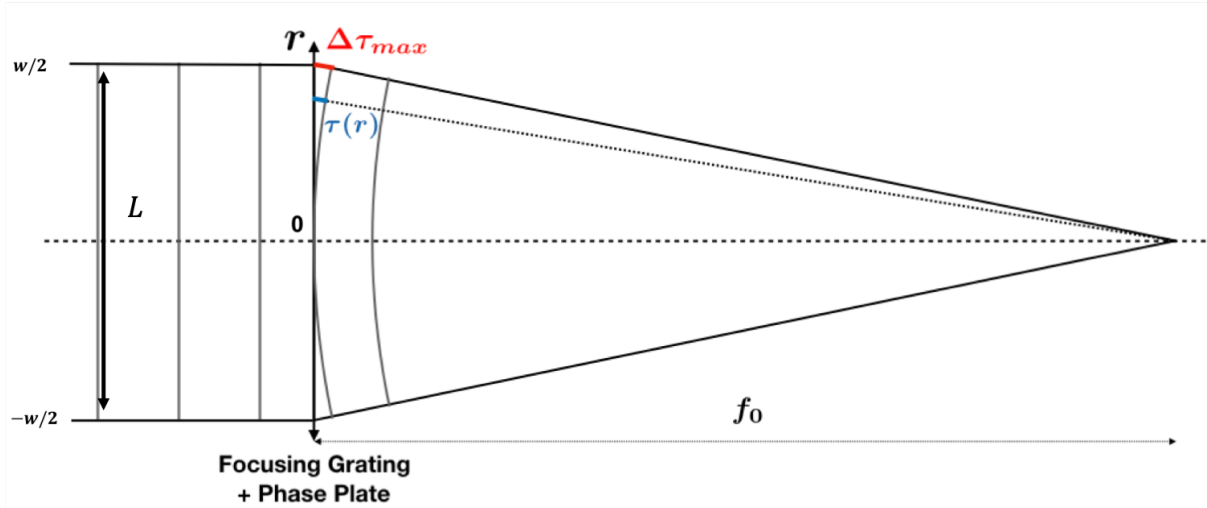


FIGURE 4.4 – Description du LDSL dans le domaine temporel.

Le délai τ est fonction de la distance au centre du faisceau r . Notez que pour des raisons de clarté, le rapport d'aspect n'est pas égal à 1 ($L=40\text{cm}$, et $f_0=8\text{m}$).

Comme $r \ll f_0$ (approximation paraxiale) on a :

$$\tau(r) = \frac{r^2}{2cf_0}. \quad (4.6)$$

Le temps retard est en première approximation quadratique et évolue entre 0 et $\Delta\tau_{max}$. C'est pourquoi, pour un faisceau circulaire de diamètre L , on obtient :

$$\frac{1}{f_m} = \Delta\tau_{max} = \frac{L^2}{8cf_0}. \quad (4.7)$$

On constate donc que pour le LDSL, le temps-retard (et donc la fréquence de modulation) est directement relié à la distance focale f_0 .

4.2 Paramétrer la comparaison des deux lissages

4.2.1 Paramètres des lissages

Comme nous l'avons indiqué précédemment, nous visons à comparer de façon efficiente et équitable l'efficacité des techniques de lissage pour limiter les instabilités paramétriques, en particulier : l'effet du LDSL et du LDST sur la rétrodiffusion Brillouin stimulée.

Nous devons donc fixer certaines caractéristiques des lissages pour qu'ils soient effectivement comparables. Compte tenu des grandeurs définies précédemment on voit que le temps retard induit par chaque lissage doit être égal.

Pour cela, chaque retard doit avoir le même poids, ce qui signifie que chaque fraction de la puissance dP du faisceau doit être proportionnelle à chaque fraction de temps retard. Ce qui mathématiquement se traduit par :

$$\frac{dP}{d\tau} = \frac{I(\delta)dS}{d\tau} = \text{constante}, \quad (4.8)$$

avec $S = w\delta$ et donc $dS = w d\delta$. Si nous considérons le LDST et l'équation (4.3) nous avons alors :

$$d\tau(\delta) = \frac{\lambda d\delta N_t}{c \cos \theta}. \quad (4.9)$$

Par conséquent, l'intensité du faisceau est indépendante de δ et le faisceau est « top-hat », c'est-à-dire

que son intensité est constante :

$$I(\delta) \propto \frac{\lambda N_t}{cw} = \text{constante.} \quad (4.10)$$

Dans le cas du LDSL, on a $S = \pi r^2$ et donc $dS = 2\pi r dr$. L'équation (4.6) devient :

$$d\tau(r) = \frac{r dr}{c f_0}, \quad (4.11)$$

et à l'aide de l'équation(4.8) adaptée au cas du LDSL, on démontre que l'intensité du faisceau est également indépendant de r et qu'il est donc top-hat :

$$I(r) \propto \frac{1}{2\pi c f_0} = \text{constante.} \quad (4.12)$$

Le LMJ utilise un schéma LDSL avec une distance focale $f_0 = 8$ m et des faisceaux regroupés en quadruplets d'une largeur totale de l'ordre du mètre. Nous utiliserons donc la même distance focale avec un seul faisceau proche de la taille du quadruplet. Cependant, le faisceau est un carré top-hat dans le cas du LDST et un disque top-hat dans le cas du LDSL comme représenté figure (4.5).

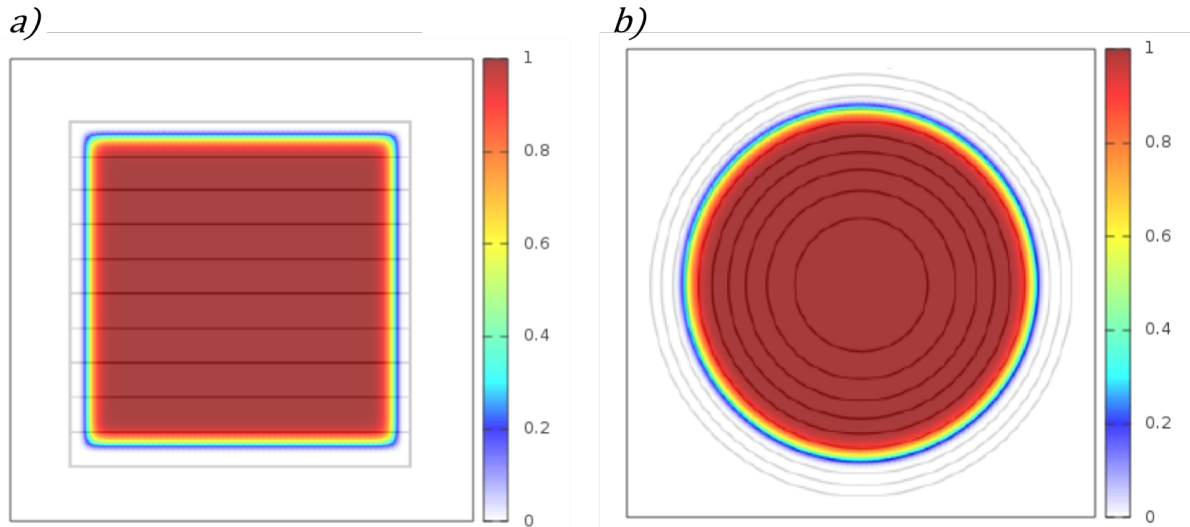


FIGURE 4.5 – Formes transverses des faisceaux laser avec les lignes d'isochrones correspondantes en champ proche avant lissage optique.

Les isochrones représentent l'ensemble des points de même retard temporel pour le laser. À gauche : le faisceau carré avec des isochrones en lignes droites. À droite : le faisceau circulaire avec des isochrone lignes circulaires et concentriques.

La longueur d'onde centrale du laser est $\lambda_0 = 351$ nm, qui correspond à la troisième harmonique (3ω) d'un laser à verre dopé au néodyme, et la modulation de phase est sinusoïdale avec une profondeur de modulation $m = 15$ et une fréquence de modulation $f_m = 14.25$ GHz. En utilisant l'équation (4.7), on obtient alors $\Delta\tau_{max} \approx 70$ ps et $L = 1.16$ m.

À l'aide de l'équation (4.4), nous pouvons maintenant choisir la puissance dispersive du réseau linéaire et la taille du faisceau carré dans le cas du LDST. La comparaison entre LDST et LDSL doit être effectuée pour la même énergie laser (c'est-à-dire la même puissance, en supposant une puissance constante). Puisque la taille d'un faisceau laser conçu pour la FCI est directement liée à l'intensité et à la fluence maximales qu'il peut supporter, et puisque nous avons montré que le laser doit être de type top-hat dans les deux cas, le laser doit avoir la même surface pour le LDSL et le LDST et donc nous avons :

$$w = \sqrt{\frac{\pi L^2}{4}} = 1.03 \text{ m.} \quad (4.13)$$

Toujours en utilisant l'équation (4.4), on peut maintenant régler la puissance dispersive du réseau

dans notre simulation en conséquence.

Enfin, nous choisissons d'utiliser des lames de phase générées aléatoirement, (voir section 1.6.3) appelées par la suite RPP, avec des valeurs allant de 0 à 2π pour les deux techniques de lissage afin de rester aussi proche que possible de notre scénario de lissage idéal.

Le tableau suivant (Tableau 4.1) résume tous les paramètres définis pour les deux techniques de lissage.

Paramètres	Techniques de lissage	
	LDST	LDSL
Réseau	Réseau droit	Réseau circulaire
Forme du faisceau	Carré	Disque
Taille du faisceau	$w = 1.03$ m	$L = 1.16$ m
Distance focale	$f_0 = 8$ m	
Modulation de phase	Sinusoïdale : $m = 15$, $f_m = 14.25$ GHz	
Temps retard	$\Delta\tau_{max} \approx 70$ ps	
Lame de phase	Lame de phase aléatoire (RPP)	

TABLEAU 4.1 – Résumé des paramètres laser pour le LDSL et LDST

4.2.2 Paramètres de la simulation

Après avoir défini les paramètres physiques du lissage nous allons maintenant rappeler les paramètres numériques des simulations. Comme indiqué dans le Chapitre 3, la propagation des faisceaux laser lissés dans le vide jusqu'à la condition limite des codes d'interaction, PARAX et HERA, est calculée par le code de simulation LMJ_FOC.

Nous allons analyser ici deux jeux de simulations et précisons pour chaque observable par quelle simulation il a été obtenu. Le premier jeu de simulations, que l'on notera simulations **A**, correspond au calcul des conditions d'entrée du code HERA. Pour ce premier cas, les fichiers d'entrée du codes LMJ_FOC « *FLUENCES* » et « *PHASES* », décrivant respectivement les profils des faisceaux et la lame de phase, sont définis sur 512×512 mailles. Le champ après lissage est calculé pour les deux techniques dans un plan orthogonal à la propagation situé $300 \mu\text{m}$ en amont du plan de focalisation. En effet, dans le chapitre suivant nous simulons l'interaction des faisceaux lissés sur une distance de $600 \mu\text{m}$ avec le plasma de telle manière que le plan de focalisation du laser soit au centre de la boîte de simulation. Les dimensions de ce plan transverse sont $500 \mu\text{m} \times 500 \mu\text{m}$ avec un maillage de 1024×1024 mailles. Le second cas, noté simulations **B**, correspond à celui qui sert de condition d'entrée au code PARAX. Ici, la résolution des fichiers d'entrée de LMJ_FOC, « *FLUENCES* » et « *PHASES* », a été réduite à 256×256 mailles pour s'adapter à la condition d'entrée de PARAX. Le champ après lissage est toujours calculé dans un plan orthogonal à la propagation mais situé $750 \mu\text{m}$ en amont du plan de focalisation. À l'aide de PARAX, on observe la propagation dans le vide des faisceaux lissés sur une distance de $1,5$ mm. Les diagnostics du code PARAX nous permettrons notamment de déterminer les paramètres statistiques des points chauds lors de leur propagation. Nous rappelons ici que les simulations concernant PARAX ont été réalisées par Gilles Riazuelo et que nous exploitons seulement les résultats des diagnostics.

4.3 Observation de la propagation dans le vide

A première vue, et donc sans tenir compte de l'interaction laser-plasma, les lissages transverse et longitudinal présentent des motifs d'intensité très différents lors de la propagation du faisceau laser. En imageant l'intensité du laser dans le temps dans le plan à partir des simulations **A** (Fig. 4.6), nous pouvons voir clairement le mouvement transverse des points chauds avec le LDST, contrairement au

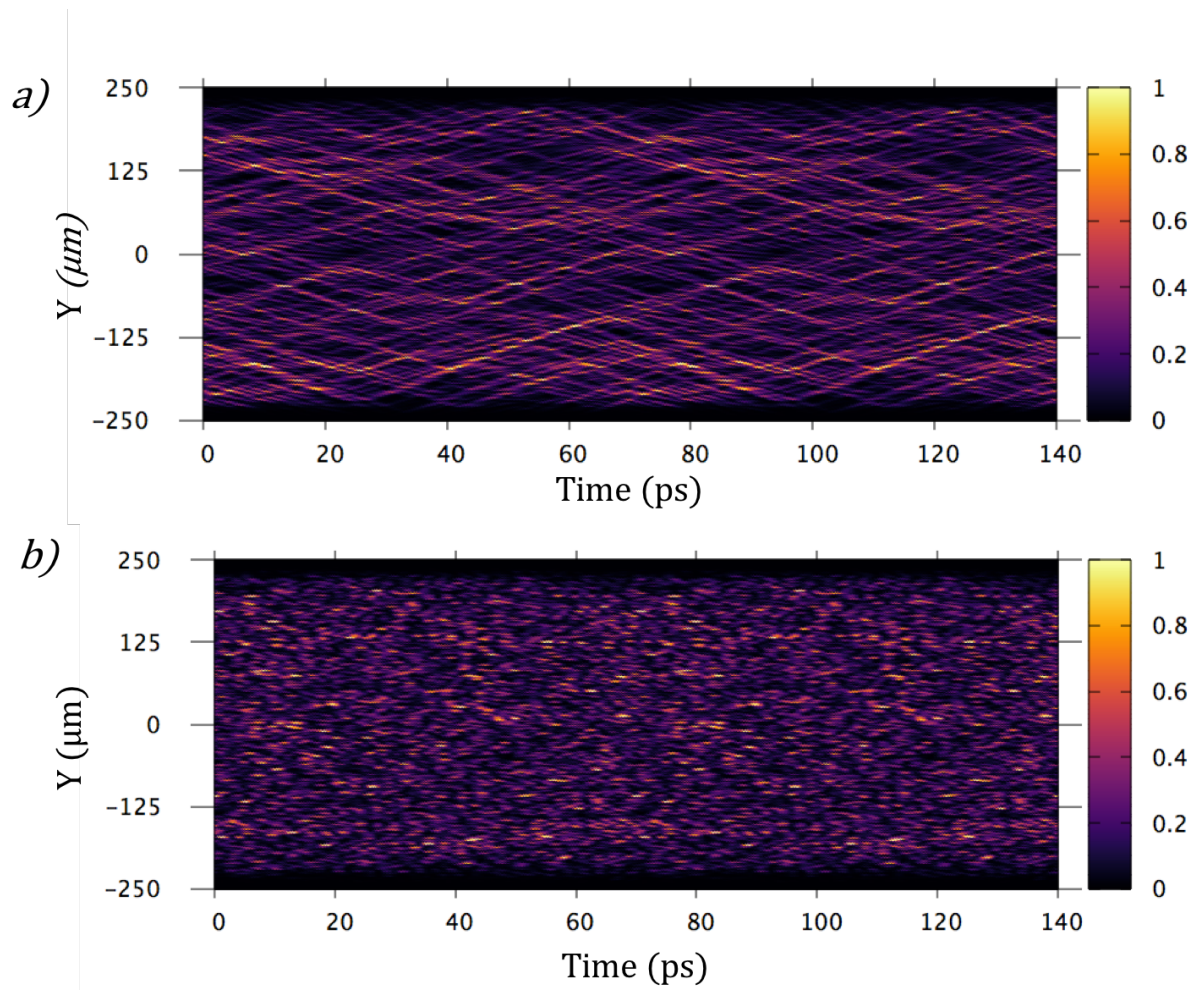


FIGURE 4.6 – Évolution spatio-temporelle de l'intensité du laser normalisée à son maximum. L'intensité du laser est tracée en fonction du temps dans le plan d'entrée de la zone de simulation. En haut : l'intensité du laser pour le LDST où Y est l'axe de dispersion du réseau. En bas : l'intensité du laser pour le LDSL.

LDSL qui ne déplace les points chauds que le long de l'axe optique. Le motif périodique de 70 ps dû à la modulation de phase est clairement visible.

Cependant, même si l'on peut voir des différences évidentes dans le comportement des points chauds que nous confirmerons par la suite, le LDST et le LDSL ont pourtant des propriétés dynamiques très similaires. Nous verrons comment les similitudes et différences entre ces deux techniques de lissage impactent la rétrodiffusion Brillouin dans le chapitre suivant. Nous verrons également dans le chapitre suivant comment à partir des propriétés du champ nous pouvons prédire le comportement de la rétrodiffusion Brillouin.

4.3.1 Contraste

Nous commençons par mesurer le contraste intégré en temps produit par chaque technique de lissage (cf. Chapitre 1). Cette caractéristique est souvent utilisée par les opticiens pour quantifier l'efficacité d'un lissage optique. Nous verrons cependant que le contraste intégré ne suffit pas pour avoir une vision globale de l'efficacité d'une technique de lissage. À partir des simulations **A** nous avons donc calculé l'évolution temporelle du contraste intégré pour les deux lissages. Nous calculons le contraste intégré jusqu'à un instant t_{int} dans le plan d'entrée des simulations HERA (c'est-à-dire 300 μm avant le plan focal) comme suit :

$$C = \frac{1}{t_{int}} \int_0^{t_{int}} \frac{\sqrt{\langle I^2(t) \rangle_{yz} - \langle I(t) \rangle_{yz}^2}}{\langle I(t) \rangle_{yz}} dt. \quad (4.14)$$

Le contraste intégré est représenté Figure 4.7. L'évolution du contraste des deux lissages est extrêmement proche et il atteint dans les deux cas la valeur asymptotique théorique $C_{th} = 0.215$ définie par l'équation (1.30) dans le cas d'une profondeur de modulation $m = 15$.

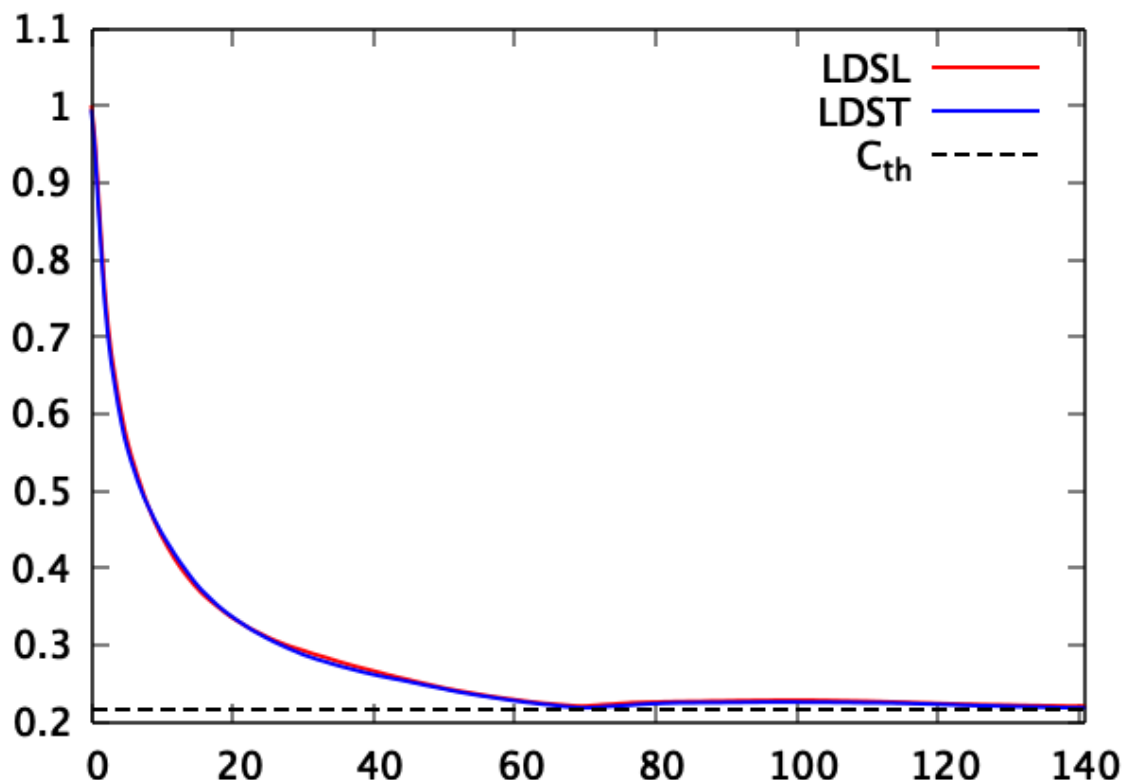


FIGURE 4.7 – Évolution temporelle du contraste intégré dans le plan d'entrée d'HERA (simulations **A**) pour le LDSL en rouge et le LDST en bleu.

L'évolution temporelle du contraste intégré montre très peu de différence entre les deux techniques,

mais comme représenté Figure 4.6, nous verrons que cela n'est plus le cas lorsque l'on s'intéresse en détail aux caractéristiques des points chauds créés par chaque technique.

4.3.2 Intensité des points chauds

Regardons donc maintenant plus finement les caractéristiques des points chauds produits par chaque lissage. Tout d'abord, nous analysons l'intensité des points chauds pour chaque technique. En effet, comme nous l'avons vu dans le Chapitre 2 l'intensité joue un rôle important dans le développement des instabilités paramétriques. On note ici, que les paramètres laser ont été choisis afin de fournir la même énergie laser pour les deux schémas (voir section 4.2), nous nous attendons à ce que l'intensité maximale moyenne des speckles $\langle I_{max} \rangle$ soit la même pour les deux schémas de lissage.

Pour vérifier cela, l'outil de diagnostic spécifique appelé DSPEC a été utilisé sur les simulations **B**. DSPEC permet d'analyser numériquement les principales propriétés des points chauds [60] (largeur, longueur, puissance, répartition de l'intensité, etc.) dans un volume focal 3D pour une succession de sorties temporelles choisies par l'utilisateur. L'analyse du volume focal comporte deux étapes consécutives.

La première étape est une analyse 2D (dans chaque plan transversal du volume focal). Dans cette première étape, DSPEC détecte les points chauds dans le plan analysé en trouvant tous les maxima locaux de la distribution de l'intensité au-dessus d'un seuil donné. Pour chaque point chaud 2D identifié, il analyse les profils d'intensités transversaux dans 4 directions différentes (axe y , axe z et les deux bissectrices) et calcule la largeur dans chaque direction. La définition de la largeur peut être choisie par l'utilisateur (*Full Width Half Maximum* FWHM par exemple). Une interpolation est effectuée pour améliorer la précision des résultats. Les largeurs moyennes sont ensuite calculées dans chaque plan transverse. La distribution des intensités maximales des points chauds est enregistrée. Il convient de noter que cette distribution de l'intensité a été comparée avec succès aux formules analytiques que l'on trouve dans la littérature [15] pour un faisceau laser, définies notamment équation 1.7 et représentées Figure 1.4. Une fois les largeurs des points chauds calculées, la puissance contenue dans chaque point chaud peut être estimée en intégrant l'intensité dans les limites du point chaud.

La deuxième étape de l'analyse porte sur la détermination de la longueur (dans le sens de propagation du laser). En comparant les coordonnées transversales des points chauds d'un plan transverse avec leurs coordonnées détectées dans le plan précédent, DSPEC peut déterminer si un maximum local donné appartient à un point chaud 3D déjà enregistré, ou s'il appartient à un nouveau point chaud. Les caractéristiques des points chauds 3D sont ensuite stockées. Lorsque ce travail est terminé dans tous les plans transversaux, les profils d'intensité longitudinaux sont analysés et la longueur du point chaud peut alors être facilement déterminée (FWHM par exemple). Lorsque tous les points chauds ont été analysés, la longueur moyenne peut également être calculée. Tous les résultats d'une sortie temporelle donnée sont également enregistrés. Ces valeurs peuvent ensuite être moyennées dans le temps sur l'ensemble de la simulation. Cet outil a également été utilisé pour calculer l'évolution temporelle des largeurs et des longueurs des points chauds, montrées plus loin dans la figure 4.10.

On constate ainsi que l'évolution temporelle de l'intensité maximale des points chauds moyennée sur l'ensemble des points chauds des deux lissages est extrêmement proche (Fig. 4.8), et qu'elle évolue très peu quel que soit le lissage considéré.

4.3.3 Forme des points chauds

La première véritable différence entre les deux schémas de lissage est la forme des points chauds : la longueur $L(t)$ et la largeur. Ces grandeurs sont les conséquences du choix de la forme des faisceaux dans le champ proche (faisceau circulaire pour LDSL et faisceau carré pour LDST). Leur évolution a été observée en utilisant l'outil DSPEC, décrit ci-dessus, avec le jeu de simulations **B**.

Forme et taille transversale des points chauds

Dans un premier temps, nous observons que la largeur moyenne des points chauds (calculée comme la largeur à mi-hauteur de la fonction de corrélation), représentée Figure 4.9 pour le LDSL ne change

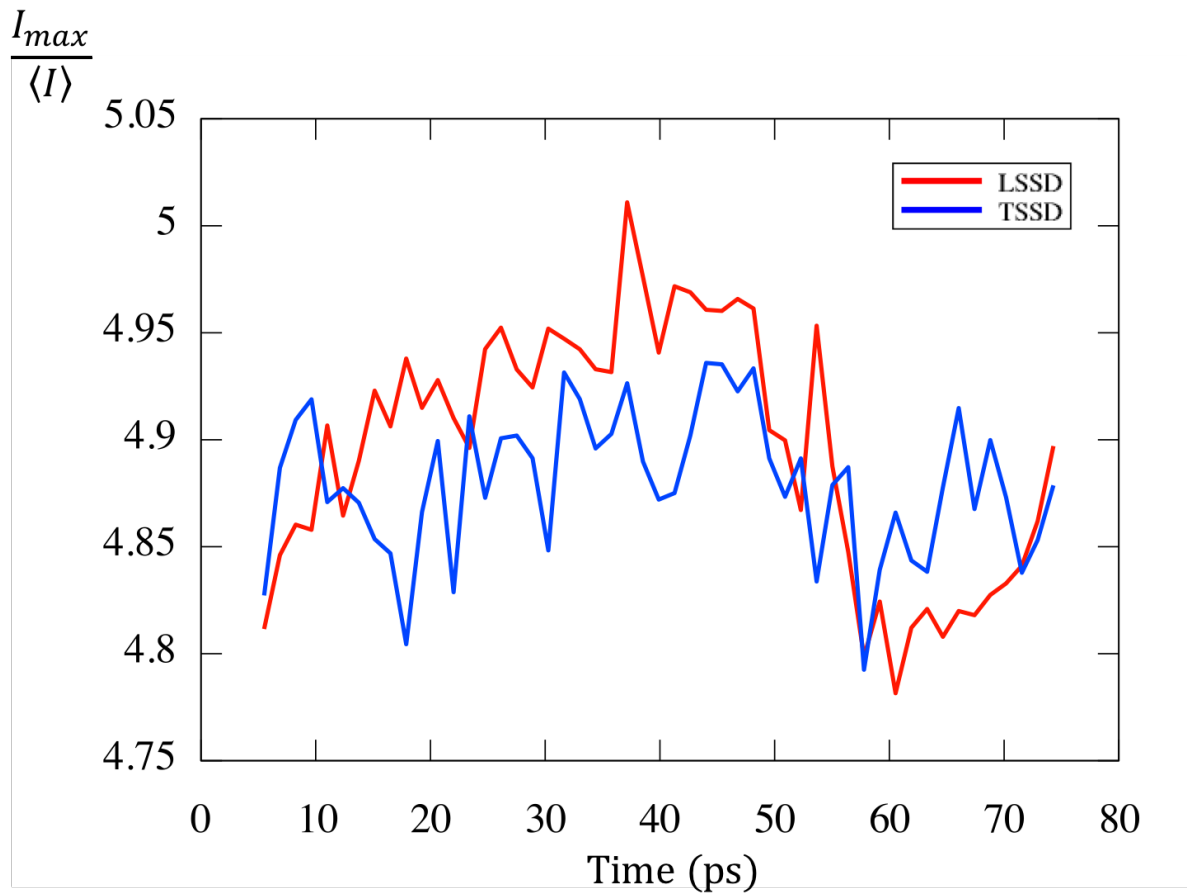


FIGURE 4.8 – Évolution temporelle de l'intensité maximale pour chaque points chauds moyennée sur l'ensemble des points chauds dans le vide pour le LDSL en rouge et le LDST en bleu.

que très légèrement au cours du temps avec une valeur moyenne de $2,54 \mu\text{m}$ et est encore plus constante pour le LDST avec une valeur moyenne de $2,51 \mu\text{m}$. On constate cependant que cette différence entre les deux techniques de lissage reste extrêmement faible ($\sim 1\%$).

Forme et taille longitudinale des points chauds

Comme pour la largeur, les résultats pour la longueur moyenne des points chauds sont également comparables pour les deux techniques de lissage et les deux évolutions temporelles peuvent être vues dans la figure 4.10. Ici, la différence entre la longueur moyenne dans les deux schémas de lissage est cependant plus élevée, elle est d'environ 8%. Pour le LDSL, la longueur du point chaud se situe en moyenne à $128 \mu\text{m}$ et pour le LDST, la longueur du point chaud se situe en moyenne à $118 \mu\text{m}$. De plus, la longueur moyenne évolue périodiquement avec le temps de $\pm 15\%$ avec un déphasage d'environ un quart de période entre les deux lissages, ce qui comme nous le verrons par la suite est assez important lorsqu'on l'on considère l'évolution de l'énergie rétrodiffusée.

4.3.4 Dynamique des points chauds

Pour terminer l'observation des propriétés des points chauds nous allons regarder plus en détail

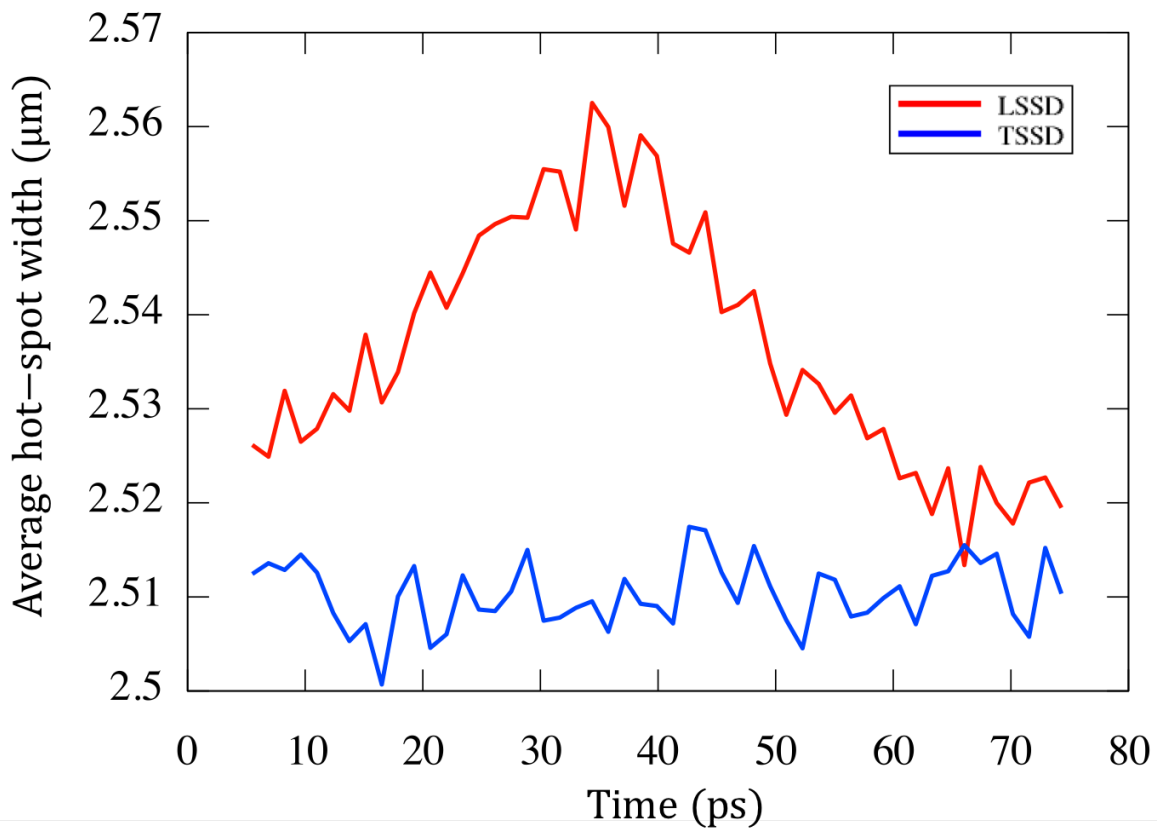


FIGURE 4.9 – Évolution temporelle de la largeur moyenne de tous les points chauds dans le vide pour le LDST en bleu et le LDSL en rouge.

l'évolution de leur vitesse. On peut s'attendre à observer des évolutions très différentes compte tenu des axes de dispersion pour les deux lissages, cependant nous allons voir qu'il existe de grandes similitudes entre les deux techniques.

Pour les deux techniques de lissage, nous pouvons décomposer le mouvement des points chauds sur les deux axes :

- l'axe transversal, celui dans lequel les longueurs d'onde sont dispersées lors de l'utilisation du LDST ;
- l'axe longitudinal, correspondant à l'axe optique dans lequel les longueurs d'onde sont dispersées lors de l'utilisation du LDSL.

Avec le LDSL comme on pouvait s'y attendre, les points chauds n'ont qu'en moyenne, une vitesse longitudinale le long de l'axe optique. Alors que lorsqu'on utilise le LDST, les points chauds ne se déplacent pas seulement le long de l'axe transverse, axe de dispersion, mais ils ont aussi une vitesse le long de l'axe longitudinal non négligeable, comme on peut le voir sur la figure 4.11 et la figure 4.12. En effet, on retrouve que la vitesse longitudinale moyenne maximale est en fait plus de trente fois supérieure[11] à la vitesse transversale maximale.

Vitesse transverse

Évidemment, le LDST induit un mouvement transversal des points chauds, comme illustré en haut de la figure 4.6. Afin de déterminer l'évolution temporelle de la vitesse des points chauds, un diagnostic calcule la fonction de corrélation spatiale entre deux profils de rayonnement décalés dans le temps de Δt dans le plan (y, z) :

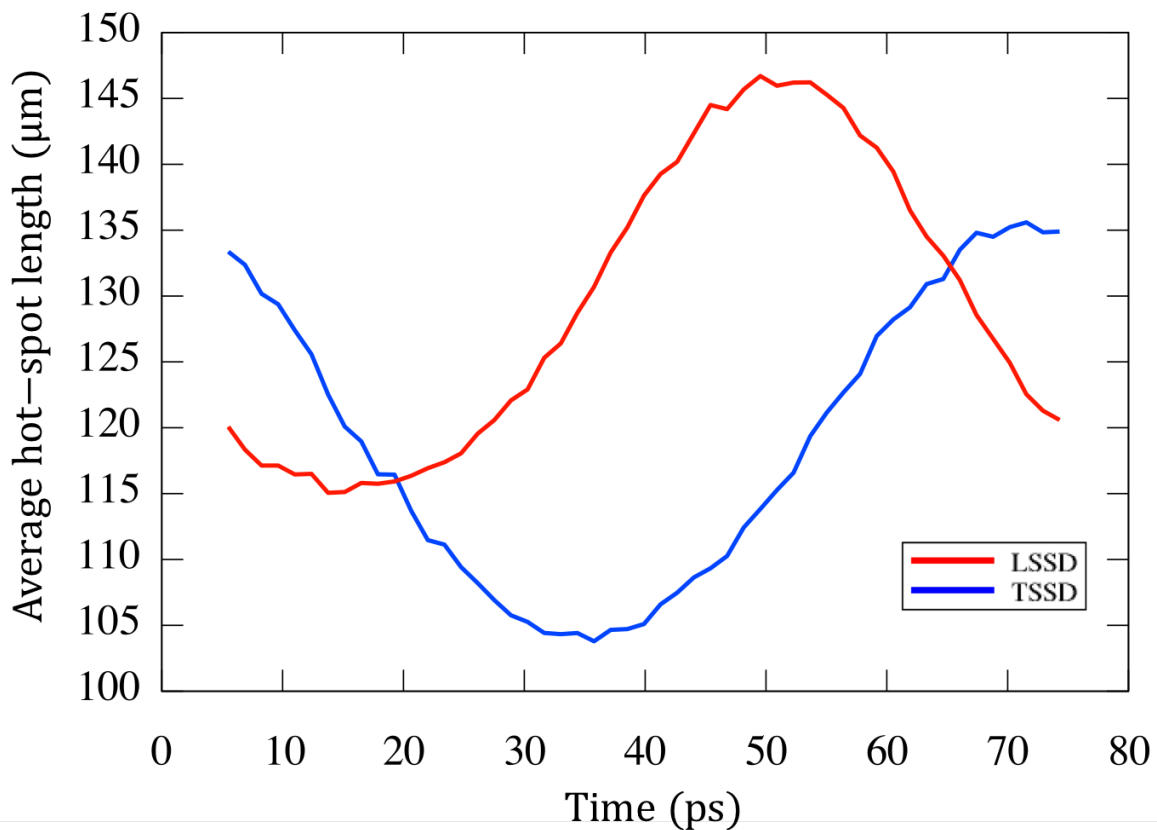


FIGURE 4.10 – Évolution temporelle de la longueur moyenne de tous les points chauds dans le vide pour le LDST en bleu et le LDSL en rouge.

$$C_{t,\Delta t}(\Delta y, \Delta z) = \iint_{yz} I(x, y + \Delta y, z + \Delta z, t + \Delta t) I(x, y, z, t) dy dz. \quad (4.15)$$

En utilisant une transformée de Fourier et en définissant $\text{TF}(I)$ comme transformée de Fourier de I , nous avons :

$$C_{t,\Delta t}(\Delta y, \Delta z) = \text{TF}^{-1}(\text{TF}(I_{t+\Delta t})\text{TF}(I_t)^*). \quad (4.16)$$

On rapporte les valeurs Δy_m et Δz_m qui maximisent $C_{t,\Delta t}$ pour un temps t , un retard temporel Δt et une coordonnée x donnée. La vitesse du point chaud, définie par $(v_y, v_z) = (\Delta y_m / \Delta t, \Delta z_m / \Delta t)$ indique la vitesse moyenne de l'ensemble des points chauds. Le décalage temporel Δt doit être choisi suffisamment grand pour maintenir la précision dans le calcul mais aussi plus petit que le temps de cohérence.

L'évolution temporelle de la vitesse transversale moyenne est montrée dans la figure 4.11. La vitesse moyenne du point chaud est périodique (avec la même période que la modulation de phase). Les valeurs maximales sont $\pm 0.004c$. De plus, comme on peut s'y attendre, les points chauds générés par le LDSL n'ont pas de mouvement transverse.

Nous verrons par la suite que cette différence dans la vitesse transverse moyenne des points chauds n'a pas d'impact mesurable sur l'efficacité du lissage vis-à-vis de la rétrodiffusion Brillouin.

Vitesse longitudinale

La vitesse longitudinale est calculée de la même manière. Comme dans le cas du LDST pour la

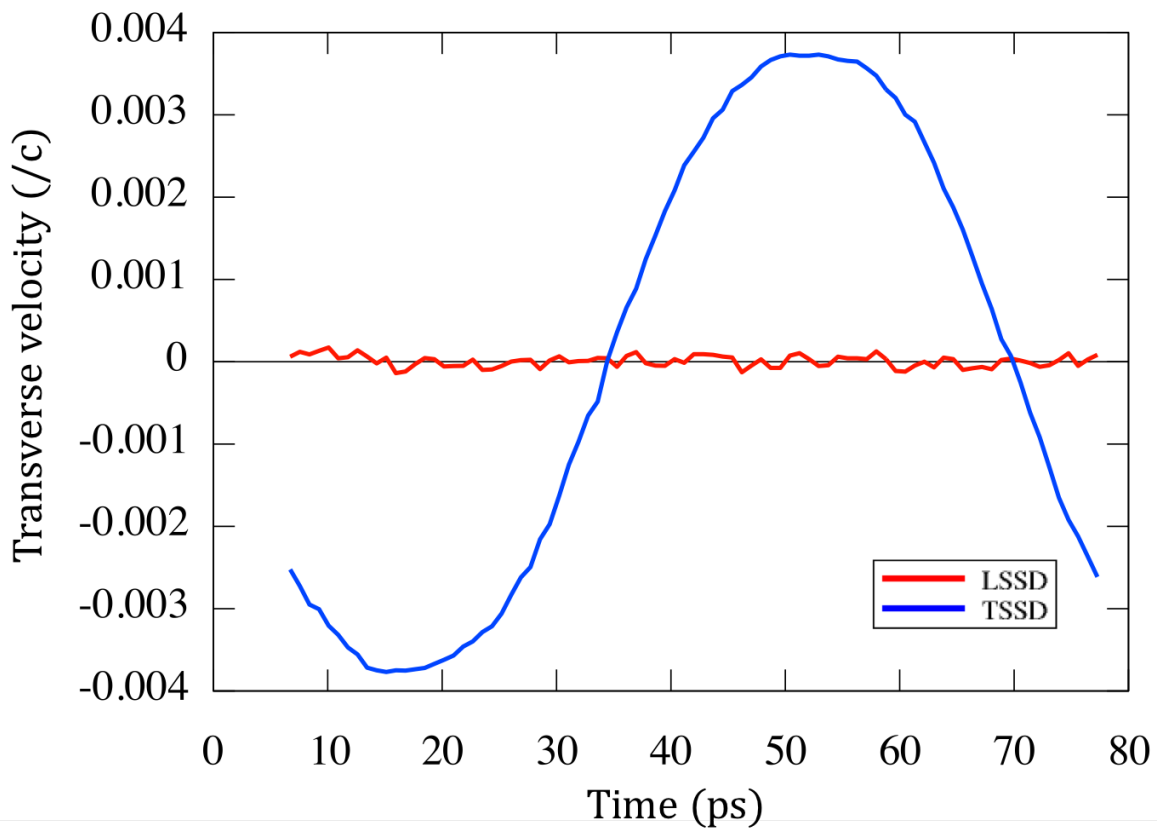


FIGURE 4.11 – Vitesse moyenne des points chauds le long de l’axe orthogonal à l’axe optique, normalisée à la vitesse de la lumière dans le vide. En rouge : la vitesse transversale moyenne des points chauds induits par le LDSL. En bleu : la vitesse transversale moyenne des points chauds induits par le LDST.

vitesse transversale, il est assez évident que le LDSL induit un mouvement longitudinal des points chauds. Cependant, il est important de noter que le LDST induit également un mouvement longitudinal des points chauds en plus de son mouvement transversal. De plus, l’évolution temporelle des vitesses longitudinales moyennes des deux schémas de lissage sont similaires, comme le montre la figure 4.12. Les deux vitesses présentent un comportement périodique avec une période de $T = 70$ ps et atteignent des extrema relativement élevés : $\pm 0.15c$ pour le LDSL et $\pm 0.13c$ pour le LDST. Enfin, si nous comparons la valeur maximale de la vitesse longitudinale à la valeur maximale de la vitesse transversale des points chauds pour le LDST, nous constatons qu’elle est 33 fois plus rapide, montrant que non seulement le mouvement des points chauds pour le LDST n’est pas purement transversal, mais plutôt en grande partie longitudinal.

Si l’on compare l’évolution temporelle des courbes de la figure 4.10 et de la figure 4.12, on constate aussi qu’il existe une anticorrélation entre la longueur longitudinale et la vitesse longitudinale, vraie pour les deux techniques de lissage, ce qui aura un impact important sur l’évolution de l’énergie rétro-diffusée.

Enfin, comme pour la longueur moyenne, si l’on compare la vitesse longitudinale des deux schémas de lissage, on constate que la vitesse maximale est atteinte à $t = 35$ ps pour le LDST, et qu’elle est atteinte à $t = 18$ ps pour le LDSL, qui représente approximativement un retard de $T/4$ ou un décalage de phase $\pi/2$ entre les deux vitesses. Ainsi, si nous appliquons un retard de phase de $\pi/2$ à la phase du LDSL, nous pouvons synchroniser la vitesse longitudinale (et donc la longueur des points chauds) des deux schémas de lissage afin de rendre la comparaison la plus efficace possible.

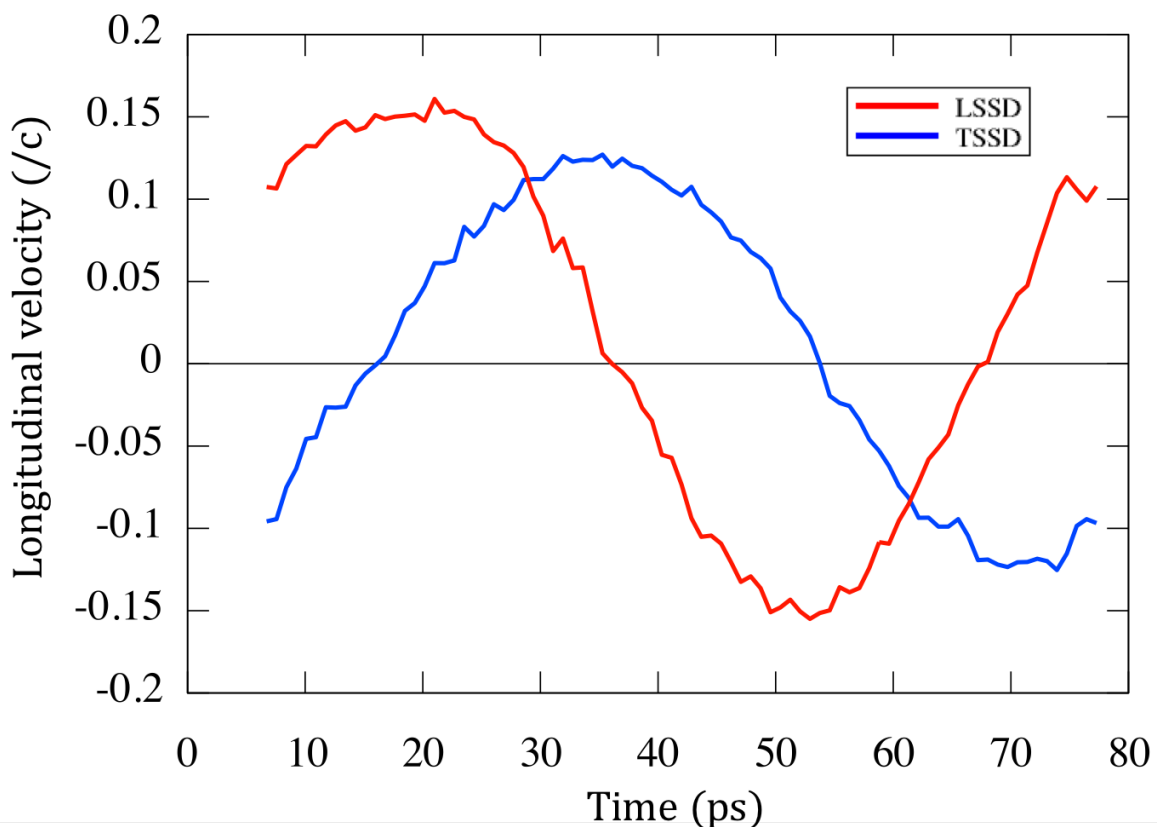


FIGURE 4.12 – Vitesse moyenne des points chauds le long de l’axe optique, normalisée à la vitesse de la lumière dans le vide. En rouge : la vitesse longitudinale moyenne des points chauds induits par le LDSL. En bleu : la vitesse longitudinale moyenne des points chauds induits par le LDST.

4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons défini plus précisément le lissage par dispersion spectrale longitudinale et le lissage par dispersion spectrale transverse. Nous avons détaillé le protocole de comparaison entre les deux lissages, ainsi que le raisonnement derrière les choix faits pour chaque paramètre, notre postulat pour démarrer cette comparaison étant que les deux lissages doivent être comparés à flux et temps retard équivalents.

Nous avons par la suite observé leur propagation dans le vide et établi une comparaison factuelle des deux lissages. Nous avons constaté que les deux techniques de lissage présentaient de nombreuses similitudes. Certaines de ces similitudes étaient attendues comme l’évolution du contraste et de l’intensité des points chauds, alors que d’autres comme l’évolution de la vitesse longitudinale des points chauds, quelque peu contre-intuitives, sont intéressantes à rappeler. Enfin, on notera que les deux techniques présentent tout de même quelques différences comme l’évolution de la vitesse transverse, mais également la valeur moyenne de la longueur et de la vitesse longitudinale. On note qu’il serait intéressant pour continuer cette étude de comparer les tendances observées aux expressions analytiques des vitesses transverses et longitudinales des points chauds obtenues par certaines équipes comme dans la référence [11]. Dans le chapitre suivant nous abordons l’interaction des faisceaux laser lissés avec le plasma afin de voir comment l’ensemble de ces paramètres impacte l’évolution de la rétrodiffusion Brillouin.

Chapitre 5

Comparaison du LDST et LDSL sur la rétrodiffusion Brillouin stimulée

Sommaire

5.1	Contexte des simulations	86
5.2	Comparaison du LDST et LDSL par simulations numériques	87
5.2.1	Initialisation du niveau de bruit pour la RBS	87
5.2.2	Les limites de la simulation 2D	88
5.2.3	Mesure de la rétrodiffusion dans les simulations 3D	88
5.3	Interprétation par le modèle des rayons	88
5.4	Interprétation par le modèle des points chauds	93
5.4.1	Paramètres microscopiques impliqués dans la génération de la RBS	93
5.4.2	Intensité	96
5.4.3	Largeur et vitesse transverse	96
5.4.4	Longueur effective d'interaction	96
5.4.5	Traiter séparément longueur et vitesse	98
5.5	Conclusion	100

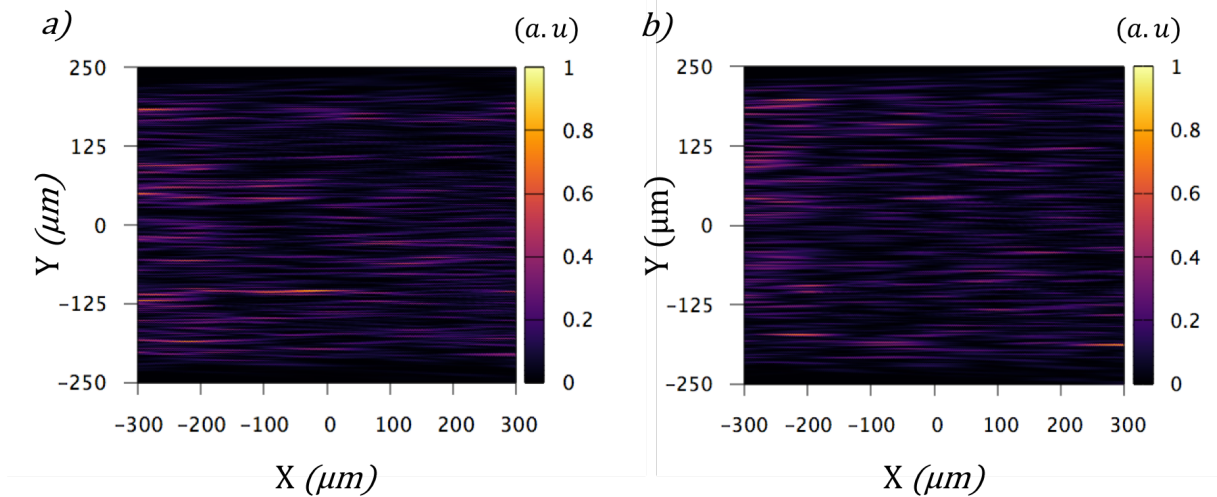


FIGURE 5.1 – Profil de l’intensité des faisceaux laser à $t = 10$ ps dans le plan de propagation ($x, y, z = 0$). Les faisceaux laser se propagent de la gauche vers la droite le long de l’axe noté X sur la figure. À gauche : profil de l’intensité pour le LDST. À droite : profil de l’intensité pour le LDSL.

Après avoir observé la propagation des faisceaux laser lissés dans le vide pour le LDSL et le LDST, intéressons nous maintenant à la propagation de ces mêmes faisceaux laser lissés dans le plasma et notamment à comment la rétrodiffusion Brillouin stimulée (RBS) répond à ces deux techniques de lissage.

5.1 Contexte des simulations

L’impact des techniques de LDSL et LDST sur la rétrodiffusion Brillouin stimulée a été calculé séquentiellement par les codes LMJ_FOC et HERA. Les paramètres du code LMJ_FOC correspondent aux cas des simulations A où le champ est calculé $300 \mu\text{m}$ avant le plan focal pour une propagation dans le plasma sur $600 \mu\text{m}$ (cf. Chapitre 3). Nous déterminons maintenant les paramètres des simulations HERA.

Nous rappelons que la zone à risque pour la RBS lors d’expérience de FCI est principalement localisé dans le plasma d’or produit par l’ablation de la paroi d’or du Holhraum [63, 64].

Les paramètres typiques de ce plasma sont : une température électronique T_e de 3 keV, une température ionique T_i de 0,3 keV, et un ratio de densité électronique sur densité critique n_e/n_c de 10%. L’intensité laser moyenne est fixé à $I_0 = 4,5 \times 10^{14} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ qui est également une valeur typique dans les expériences de FCI et est inférieure au seuil absolu. Ceci conduit à un taux de croissance convective linéaire [7] $\gamma_0 = 1,5 \text{ ps}^{-1}$, à comparer à la largeur de bande du laser $\Delta f = 0,43 \text{ ps}^{-1}$, c’est le régime de la pompe quasi-monochromatique où la largeur spectral n’a pas d’effet sur la RBS : $\Delta f < \gamma_0$.

Un autre paramètre clé est le taux d’amortissement de l’onde acoustique ionique, ν_a , qui affecte directement le seuil d’intensité à partir duquel l’instabilité commence à croître ainsi que son niveau de saturation. Pour nos paramètres, $\nu_a = 0,07 \text{ ps}^{-1}$, provenant principalement de l’amortissement Landau, les collisions n’étant pas effectives dans ce régime [7]. Nous nous référons habituellement au taux d’amortissement normalisé à la fréquence de l’onde acoustique $\tilde{\nu}_a$, ce ratio est fixé à 1% dans notre simulation, c’est donc un plasma faiblement amorti, typique des plasmas d’or où la RBS se développe. Les simulations indiquent un niveau de saturation de la RBS d’environ 35%, ce qui indique que la RBS a atteint un régime non linéaire par épuisement de la pompe. Étant donné que nous visons à comparer l’effet des techniques de lissage sur la RBS les unes par rapport aux autres, la valeur précise du niveau de saturation de la RBS en soi n’est pas aussi importante que l’écart entre sa valeur et celle de l’autre technique de lissage.

Pour les deux techniques de lissage, le faisceau laser lissé (figure 5.1) se propage à travers le plasma avec un profil de densité comme indiqué sur la figure 3.2.

Le code LMJ_FOC sert à calculer la condition limite transverse entrante du code HERA. Dans la suite, les simulations de la RBS sont réalisées avec le code HERA décrit dans la section 3.2. Ces simulations se déroulent sur un temps physique de 160 ps avec une résolution temporelle de 3,5 fs; la boîte de simulation est longue de 600 μm , avec une résolution spatiale de 1 μm ($\sim 3\lambda_0$); elle est large de 500 μm , avec une résolution spatiale de 0,5 μm ($\sim 1,4\lambda_0$), dans les deux directions transverses. Elle est centrée à $(x, y, z) = (0, 0, 0)$ qui correspondent aux coordonnées du plan focal laser, pour la longueur d'onde centrale et en l'absence de plasma. La longueur d'interaction est limitée par le profil de densité et est d'environ trois fois la longueur de corrélation longitudinale d'un point chaud [15] :

$$L_{//} = \pi\rho_c^2/\lambda_0 \sim 140 \mu\text{m}. \quad (5.1)$$

5.2 Comparaison du LDST et LDSL par simulations numériques

Nous avons effectué plusieurs simulations à l'aide des paramètres laser et plasma décrits ci-dessus et en utilisant différentes RPP dans chaque paire de simulations (LDST, LDSL). Ces RPPs sont obtenus par le même algorithme en utilisant des graines différentes pour générer les nombres aléatoires. Cela change la distribution spatiale des points chauds entre les simulations mais pas les propriétés statistiques des points chauds (forme, taille, vitesse, distribution d'intensité, etc.). Il est également important de noter que, par souci de clarté et comme expliqué Chapitre 3, le plasma est gelé pendant toute la durée de la simulation dans toutes les simulations en 3 dimensions examinées ci-après. Par conséquent, le plasma ne peut pas évoluer et la force pondéromotrice agissant sur l'hydrodynamique du plasma n'est pas prise en compte. Cela a pour conséquence que le laser ne peut plus modifier générer les fluctuations de densité électronique associées à la filamentation et à l'autofocalisation. Cette limitation pourrait avoir un impact dans le cadre d'une comparaison à des résultats expérimentaux, ce qui n'est pas le cas dans ce travail. De plus, la température électronique élevée rend ces processus moins probables. Pour rappel, les deux types de simulation, avec le plasma gelé et sans force pondéromotrice, ou sans le plasma gelé avec force pondéromotrice, ont été comparés et montrent les mêmes résultats pendant le processus de croissance de l'instabilité de RBS. Lorsque le plasma évolue hydrodynamiquement, il se dilate dans la boîte de simulation (expansion longitudinale due aux gradients de densité), ce qui rend la RBS de instationnaire après avoir atteint son niveau de saturation. En effet, la RBS diminue suite à la baisse de la densité électronique. Ceci introduit une difficulté inutile lorsque l'on compare le niveau de saturation induit par les deux schémas de lissage¹.

5.2.1 Initialisation du niveau de bruit pour la RBS

Pour chaque simulation, au fur et à mesure que le laser lissé se propage à travers la boîte de simulation, un bruit de photons, d'intensité $I_0 \times 10^{-16}$, où I_0 est l'intensité moyenne de l'onde laser incidente, est introduit à l'extrémité de la boîte de simulation. Le bruit se propage dans la direction opposée du laser et est utilisé comme une graine permettant à l'instabilité de se développer. Pour quantifier l'effet des techniques de lissage sur la RBS, nous mesurons la puissance qui revient à l'entrée de la boîte de simulation dans le temps.

Les études numériques sur la croissance du Brillouin dans le contexte de la FCI considère généralement un bruit initial plus élevé de 10^{-10} à 10^{-6} [65, 66] calculé en fonction de la densité, la température du plasma et de l'intensité incidente [67]. Cependant, le niveau de saturation du Brillouin est peu sensible à la valeur initiale du bruit [68] au contraire de la phase de croissance de l'instabilité.

Pour mieux étudier les différences entre les différentes techniques de lissage nous avons considéré un amortissement faible permettant d'obtenir des réflectivités Brillouin élevées. De plus, le plasma étudié est long et homogène en composition conduisant aussi à des réflectivités Brillouin élevées. Pour ne pas avoir une phase de croissance trop rapide nous avons donc choisi un bruit initial de 10^{-16} plus faible que celui choisi dans les références ci-dessus.

Des simulations complémentaires avec des niveaux de bruits supérieurs ont été réalisées [69]. Ces simulations montrent que les tendances présentés dans ce chapitre restent valables.

1. En pratique le plasma ne se dilaterait pas simplement car les espèces seraient « réalimentées » par le plasma d'or en détente.

5.2.2 Les limites de la simulation 2D

Avant d'explorer en détails les résultats des simulations à trois dimensions, parlons brièvement de la limitation qu'imposent des simulations à deux dimensions et pourquoi nous nous sommes donc concentrés sur les simulations à trois dimensions.

Dans le chapitre précédent nous avons déjà observé l'évolution temporelle de l'intensité des faisceaux laser lissés dans selon de l'axe de dispersion du lissage transverse y en entrée des simulations HERA. On propose maintenant d'observer cette même évolution temporelle mais cette fois-ci selon l'axe orthogonal à l'axe de dispersion du lissage transverse z . L'évolution temporelle de l'intensité est représentée Figure 5.2 et on peut donc voir l'importance de l'axe d'observation lorsque l'on compare cette figure à la Figure 4.6 du chapitre précédent. Ici on remarque que le déplacement transverse des points chauds est complètement absent.

Cette différence dans le mouvement des points chauds sur le lissage s'observe également lorsque l'on intègre, sur une période de modulation et dans le plan d'entrée à HERA, l'intensité délivrée par les faisceaux lissés. Figure 5.3, on voit très clairement le déplacement transverse des points chauds et les sillons d'énergie qu'ils provoquent.

Maintenant si l'on compare l'évolution de la rétrodiffusion au cours du temps représentée Figure 5.4 on remarque également des différences suivant l'axe utilisé pour les simulations. On comprend donc la nécessité d'utiliser des simulations en trois dimensions afin de tenir compte de l'ensemble des phénomènes liés aux lissages optiques.

Par la suite les résultats de simulations ne concerneront donc que des simulations réalisées en trois dimensions par HERA.

5.2.3 Mesure de la rétrodiffusion dans les simulations 3D

Observons maintenant l'évolution de la rétrodiffusion dans le cas de simulations à trois dimensions en utilisant plusieurs tirages de lames de phase.

Si l'on trace le rapport de la puissance de la RBS divisée par la puissance d'entrée du laser en fonction du temps, figure 5.5, on peut voir que le résultat de nos simulations ne dépend pas de la réalisation de la lame de phase et sont beaucoup plus stables² que pour les simulations à deux dimensions. Cela montre que le nombre de points chauds est suffisamment important pour éviter les erreurs statistiques. En exécutant les simulations jusqu'à un état stationnaire statistique, nous constatons certaines différences entre les deux cas. Tout d'abord, cet ensemble de simulations montre différents niveaux de saturation où la RBS induite par le faisceau laser avec le LDST qui sature à 34% en moyenne est légèrement inférieur à celle d'un faisceau laser avec le LDSL qui sature à 37%. Bien que le niveau de rétrodiffusion ne soit pas négligeable, cette valeur est beaucoup plus faible que la réflectivité donnée par une lame de phase seule sans dispersion spectrale : $\sim 76\%$ (représenté en noir Figure 5.5). De plus, le niveau de saturation de la RBS oscille avec une période de 70 ps, cohérente avec la période de la modulation de phase utilisée. De plus, il y a une différence dans la dynamique de la croissance, figure. 5.5. En effet, le taux de croissance linéaire de la RBS avec le LDST est en moyenne d'environ 2 ps^{-1} entre 5 ps et 20 ps d'interaction, ce qui est supérieur au taux de croissance linéaire de la RBS pour le LDSL $1,7 \text{ ps}^{-1}$, cette dernière valeur étant la plus proche de celle attendue (cf. section 5.1).

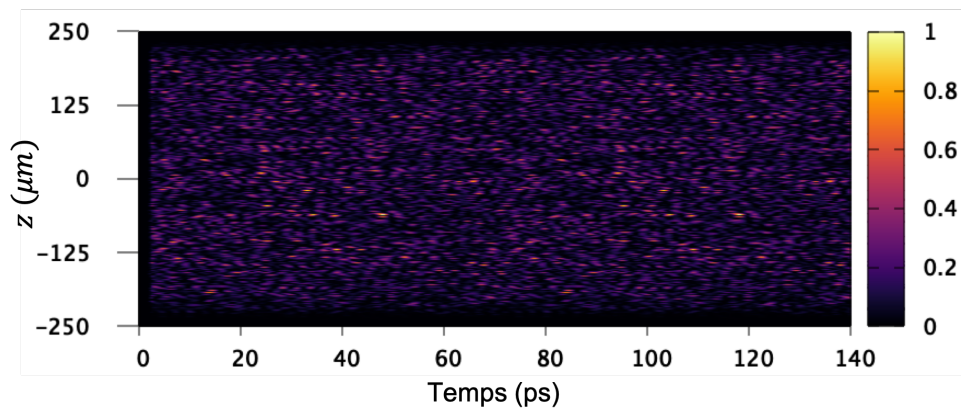
Nous allons expliquer ces écarts, tant au niveau de la saturation (section 5.3) que de la croissance (section 5.4), en examinant les statistiques détaillées des points chauds.

Par ailleurs, nous avons représenté sur la Figure 5.6 l'amplitude de l'onde acoustique associée à la rétrodiffusion Brillouin à un temps $t = 100 \text{ ps}$ où le régime de saturation est atteint. L'amplitude normalisée est de l'ordre de 10^{-3} et justifie a posteriori de se limiter à l'appauvrissement de l'onde de pompe comme seul effet non-linéaire dans la suite de l'étude.

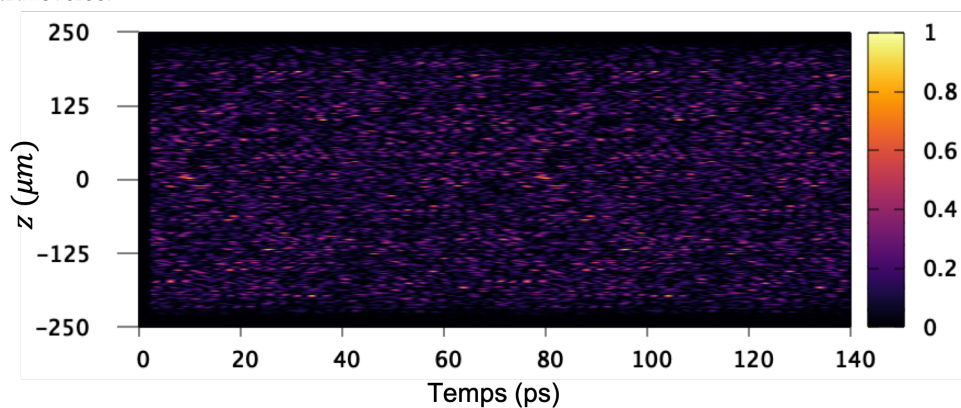
5.3 Interprétation par le modèle des rayons

La RBS est un processus paramétrique qui peut être traité dans sa forme la plus simple comme un processus d'amplification convectif, limité ou non par appauvrissement de la pompe [70]. La RBS se déclenche si l'intensité est supérieure à un seuil et, par conséquent, les points chauds générés par la RPP

². Ceci est en grande partie dû à l'évolution de la puissance entrante qui est largement modulé dans les cas 2D et dont l'explication est donnée Chapitre 3.

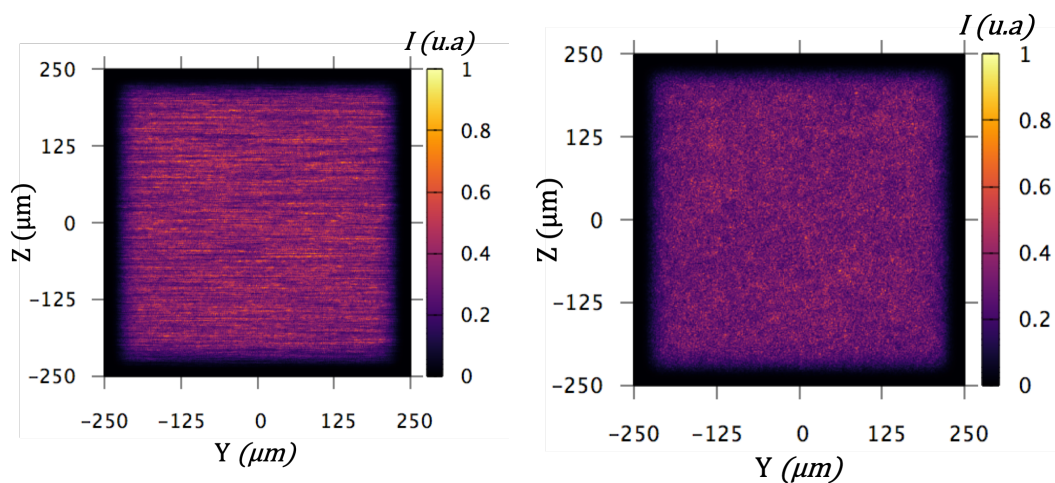


(a) Lissage par dispersion transverse selon l'axe z orthogonal à l'axe de dispersion du lissage transverse.



(b) Lissage par dispersion longitudinale selon l'axe z orthogonal à l'axe de dispersion du lissage transverse.

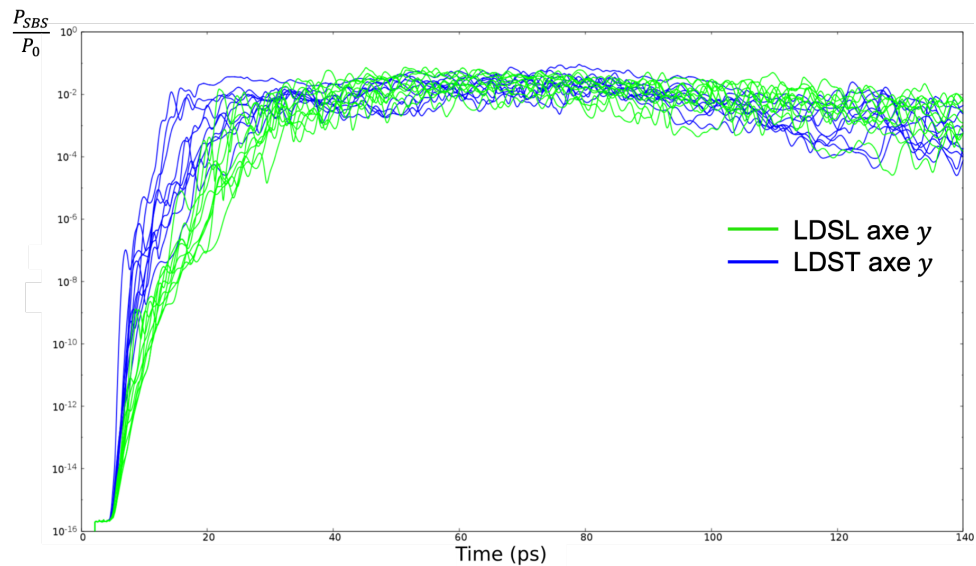
FIGURE 5.2 – Évolution spatio-temporelle de l'intensité du laser normalisée à son maximum. L'intensité du laser est tracée en fonction du temps dans le plan d'entrée de la zone de simulation en 3D. L'axe z , transverse, est orthogonal à la direction du lissage dans le cas du lissage transverse. En haut : l'intensité du laser pour le LDST. En bas : l'intensité du laser pour le LDSL.



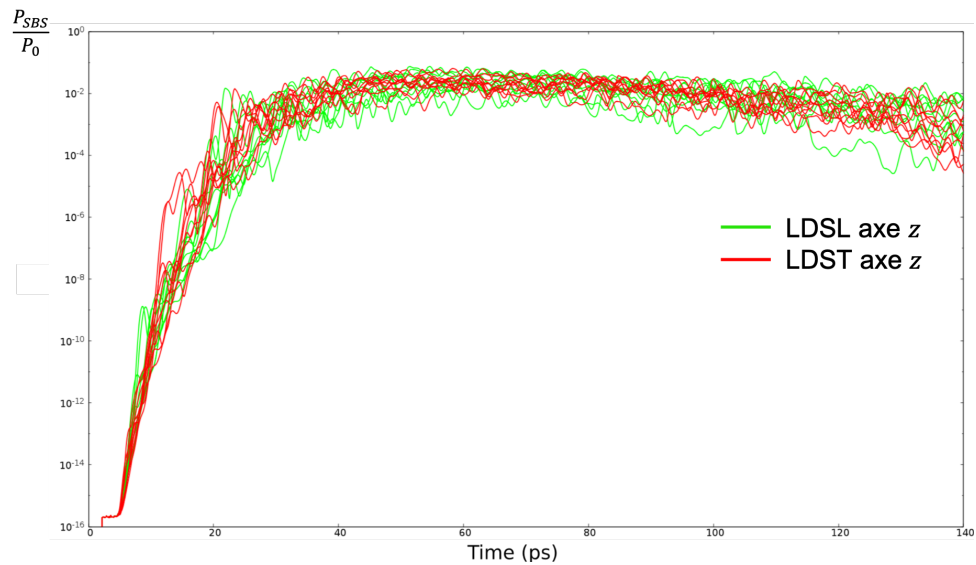
(a) Lissage par dispersion transverse.

(b) Lissage par dispersion longitudinale.

FIGURE 5.3 – Intensité du laser intégrée sur une période de modulation de phase et normalisée à son maximum dans le plan d'entrée de HERA.



(a) Lissage par dispersion transverse selon l'axe z orthogonal à l'axe de dispersion du lissage transverse.



(b) Lissage par dispersion longitudinale selon l'axe z orthogonal à l'axe de dispersion du lissage transverse.

FIGURE 5.4 – Puissance de la RBS sur la puissance du faisceau laser incident en échelle logarithmique en fonction du temps. Il y a 10 simulations 2D utilisant 10 RPP différentes pour chaque technique de lissage.

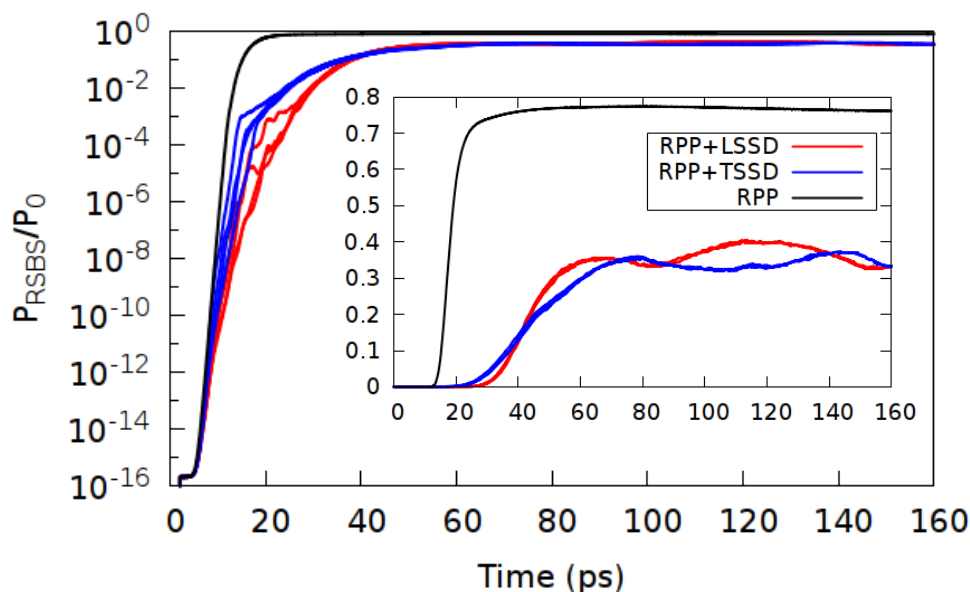


FIGURE 5.5 – Évolution temporelle de la rétrodiffusion Brillouin stimulée. Puissance de la RBS sur la puissance du faisceau laser incident en échelle logarithmique (et en échelle linéaire pour l'encart) en fonction du temps. Il y a 4 simulations utilisant 4 RPP différentes, en rouge pour la LDSL et en bleu pour la LDST. Le niveau de rétrodiffusion sans dispersion spectrale (RPP seule) est montré en noir.

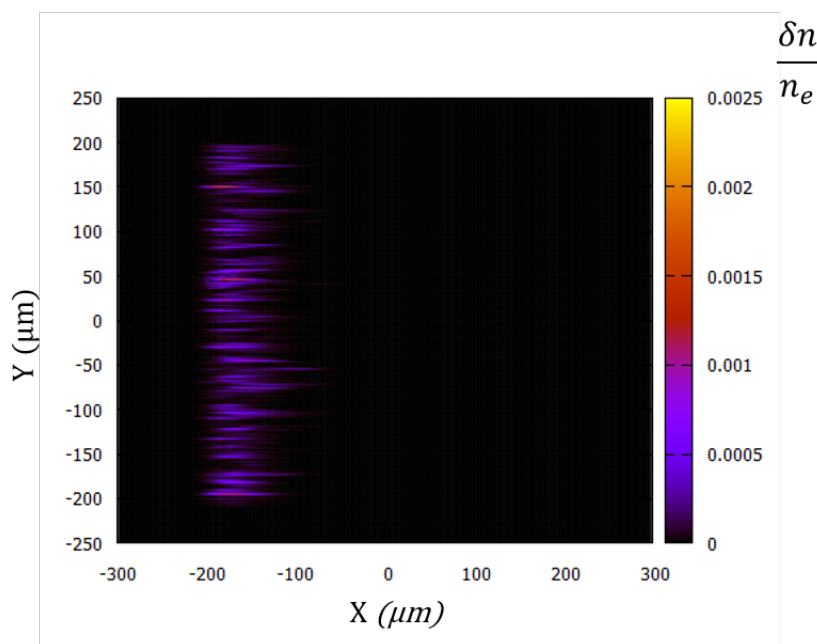


FIGURE 5.6 – Module de l'amplitude de l'onde acoustique δn normalisée à la densité électronique n_e dans le plan de propagation de l'onde laser ($z = 0$) à l'instant $t = 100$ ps.

constituent les régions préférentielles où l'instabilité peut croître. Dans cette partie, nous donnons un modèle simple qui explique la différence entre les deux techniques de lissage sur le niveau de saturation et leurs oscillations dans le temps. Pour ce faire, nous étudions les caractéristiques des points chauds dans le vide. À partir de ces caractéristiques, et en considérant un profil plasma homogène et de densité constante, nous calculons le gain instantané linéaire pour la RBS. Le gain est calculé à l'aide de rayons contra-propagatifs à la direction de propagation pendant toute une période de modulation pour les deux

techniques de lissage. Un rayon correspond à une rangée de mailles suivant la direction de propagation et allant d'un bord à l'autre de la boîte de simulation. Chaque rayon est supposé être indépendant des rayons voisins, ce qui signifie que nous considérons que l'amplification de la RBS est un processus local et que nous négligeons complètement la diffraction et la réfraction dans ce modèle simple.

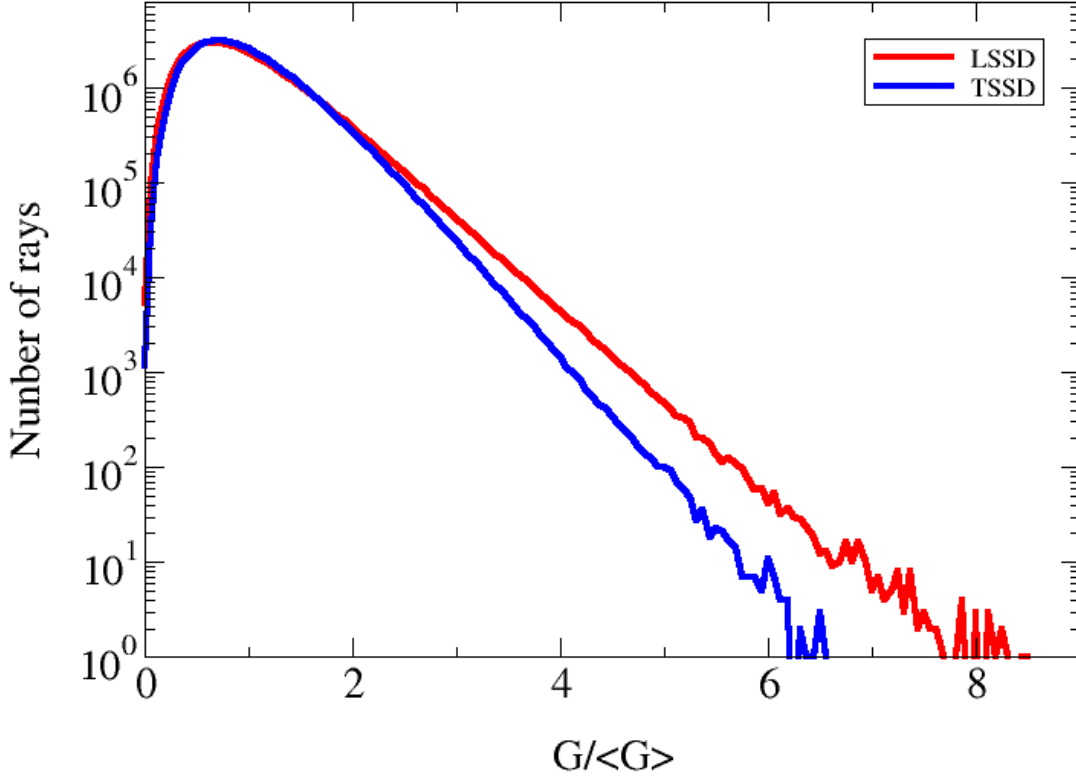


FIGURE 5.7 – Histogrammes des gains cumulés sur une période de modulation pour les techniques de lissages. Le nombre de rayons est exprimé en fonction du gain normalisé à sa valeur moyenne $\langle G \rangle$. En rouge pour le LDSL et en bleu pour le LDST.

Nous traçons dans la figure 5.7 l'histogramme des gains de la RBS pour l'intensité sans appauvrissement de la pompe intégré sur l'ensemble des sorties temporelles. Le nombre de rayons est tracé en fonction du gain normalisé sur (y, z) au gain moyen $\langle G \rangle = 39,86$ calculé à partir de [7] :

$$\langle G \rangle = \frac{1.47 \cdot 10^{-2}}{(1 + k_a^2 \lambda_D^2)(C_{s \text{ eff}}/C_s)^2} \frac{(n_e/n_c)(I_{14} \lambda^2)(l/\lambda_0^2)}{T_e(1 + \tau_i)v_a(1 - n_e/n_c)^{\frac{1}{2}}}, \quad (5.2)$$

où l est la longueur de plasma, k_a est le nombre d'onde de l'onde acoustique ionique, λ_D est longueur de Debye et $C_{s \text{ eff}}/C_s$ est défini par :

$$C_{s \text{ eff}}/C_s = \frac{3T_i(1 + k_a^2 \lambda_D^2) + ZT_e^{\frac{1}{2}}}{3T_i + ZT_e}. \quad (5.3)$$

La figure 5.7 montre que les histogrammes sont très larges dans les deux cas. Cela signifie qu'il y a une forte dispersion des valeurs des gains linéaires entre les différents rayons qui s'explique par la disparité des intensités maximales des points chauds proches de la zone focale. Les quelques rayons à gain très élevé correspondent au cas où il y a plusieurs points chauds de haute intensité dans une rangée.

Figure 5.7 montre aussi que les histogrammes sont légèrement différents pour les deux schémas : le nombre de rayons à gain élevé est plus grand pour le faisceau avec le LDSL que pour le faisceau avec le LDST (par exemple, le gain maximal est de $8,5\langle G \rangle$ dans le cas du LDSL alors qu'il seulement de $6,5\langle G \rangle$ pour le faisceau avec le LDST).

Pour calculer la réflectivité moyenne $\langle R(t) \rangle_{(y,z)}$ en fonction du temps (en tenant compte de l'appauvrissement de la pompe), on résout dans un premier temps pour chaque rayon l'équation de Tang [70], qui peut s'écrire :

$$R(y,z,t) \times (1 - R(y,z,t)) = \text{noise} \times \left(\exp \left[G(y,z,t) \times (1 - R(y,z,t)) \right] - R(y,z,t) \right) \quad (5.4)$$

où $R(y,z,t)$ est la réflectivité du rayon (y,z,t) , noise est le rapport entre le niveau de bruit de l'onde électromagnétique rétrodiffusée et l'onde électromagnétique incidente et $G(y,z,t)$ est le gain linéaire du rayon (y,z,t) sans appauvrissement de l'onde pompe. Nous calculons ensuite la réflectivité moyenne en pondérant la réflectivité de chaque rayon par l'intensité moyenne $I(y,z,t)$ le long du rayon (qui est proportionnelle au gain) c'est-à-dire :

$$\langle R(t) \rangle_{(y,z)} = \frac{\iint_{yz} R(y,z,t) I(y,z,t)}{\iint_{yz} I(y,z,t)} \quad (5.5)$$

Les résultats peuvent être vus dans la figure 5.8. Nous pouvons voir qu'il y a un bon accord qualitatif avec les résultats des simulations HERA de la figure 5.5. Les niveaux moyens de réflectivité donnés par ce modèle très simple ne sont que légèrement inférieurs à ceux donnés par le code HERA. Les valeurs de la réflectivité moyenne oscillent avec le temps pour les deux techniques de lissage.

Les évolutions temporelles de la réflectivité peuvent s'expliquer par l'évolution temporelle des histogrammes pour les deux techniques de lissage. Les résultats peuvent être vus dans la figure 5.9 qui montre que lorsque les réflectivités sont minimales (l'évolution étant périodique de même période que la modulation de phase 70 ps), l'histogramme du gain est un peu plus étroit, tandis que les histogrammes plus larges coïncident avec des réflectivités plus élevées. Les comportements qualitatifs sont relativement similaires pour les deux schémas de lissage, mais le niveau moyen de réflectivité est légèrement plus élevé pour le LDSL que pour le LDST, comme nous pouvons le constater dans les simulations HERA. Cela peut s'expliquer par les remarques précédentes, notamment par le fait que le nombre de rayons à gain élevé est plus élevé dans le cas du LDSL que dans celui du LDST.

Malgré la simplicité de notre modèle, nous avons constaté que, comme dans nos simulations, la réflectivité induite par le LDSL est supérieure à celle induite par le LDST. De plus, la variation temporelle est très similaire dans les deux cas mais avec un décalage temporel. Nous trouvons presque le même décalage temporel avec notre modèle simple qu'avec les simulations HERA. Cependant, même si l'ordre de grandeur est très similaire, nous n'avons pas une correspondance parfaite entre les simulations et notre modèle. Étant donné que le gain est principalement attribuable aux points chauds, nous nous concentrerons sur les propriétés statistiques des points chauds dans les prochaines sections et nous donnerons une meilleure compréhension des légères différences entre le LDSL et le LDST.

5.4 Interprétation par le modèle des points chauds

5.4.1 Paramètres microscopiques impliqués dans la génération de la RBS

Nous considérons maintenant les photons spontanés N_{ph} se déplaçant à la vitesse de la lumière dans un milieu amplificateur, typiquement le volume de plasma délimité par la tache focale laser, en amont du faisceau. Si ces photons traversent un point chaud en cours de route, ils seront amplifiés à condition qu'il existe une onde acoustique ionique. Le gain linéaire est proportionnel à l'intensité du point chaud $I(t)$ et à sa longueur longitudinale effective $L_{eff}(t)$. Si le point chaud est immobile, la longueur effective est simplement la longueur du point chaud $L(t)$. Cependant, comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent et comme le montre la référence [11], les points chauds peuvent se déplacer rapidement. Comme nous le verrons plus loin, le mouvement transversal est négligeable dans notre

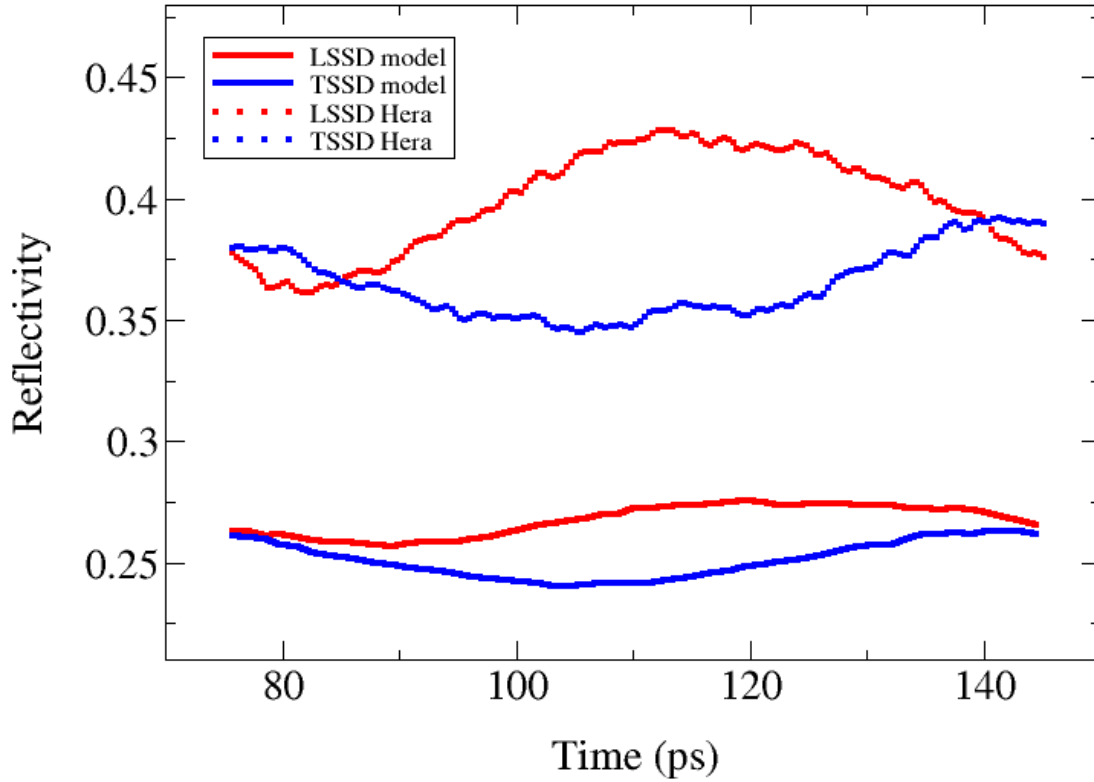


FIGURE 5.8 – Évolution temporelle sur une période de modulation (après avoir atteint le niveau de saturation) de la réflectivité calculée comparée à la réflectivité simulée. En rouge la réflectivité pour le LDSL et en bleu pour le LDST

cas. Mais le mouvement longitudinal doit être pris en compte puisque la vitesse du point chaud dans cette direction $v_x(t)$ peut atteindre une fraction non négligeable de la vitesse de la lumière. En fait, si le point chaud se déplace vers l'avant dans le plasma, la longueur d'interaction effective entre l'onde Brillouin et le point chaud diminue, et donc réduit la RBS. Inversement, si le point chaud recule, la RBS augmente. Introduisons τ_s le temps nécessaire à la lumière pour se déplacer³ sur $L(t)$. Pendant τ_s , la longueur effective supplémentaire est $\pm|v_x\tau_s|$, donc, en négligeant la dispersion du plasma, on peut définir la longueur effective comme :

$$L_{eff}(t) = L(t) \cdot \left(1 - \frac{v_x(t)}{c}\right). \quad (5.6)$$

La réflectivité RBS est la somme des photons rétrodiffusés issus des points chauds, amplifiés de façon paramétrique. Ainsi, avant d'atteindre la saturation, un modèle simple de la puissance RBS est donné par cette expression heuristique :

$$\frac{P_{RBS}(t)}{P_{laser}(t)} = \sum_k N_{ph} \exp[\alpha I_k(r,t) L_{eff,k}(r,t)] \quad (5.7)$$

3. La vitesse de la lumière n'est pas tout à fait égale à c ici, cependant l'effet est encore plus fort si l'on tient compte de l'indice du plasma.

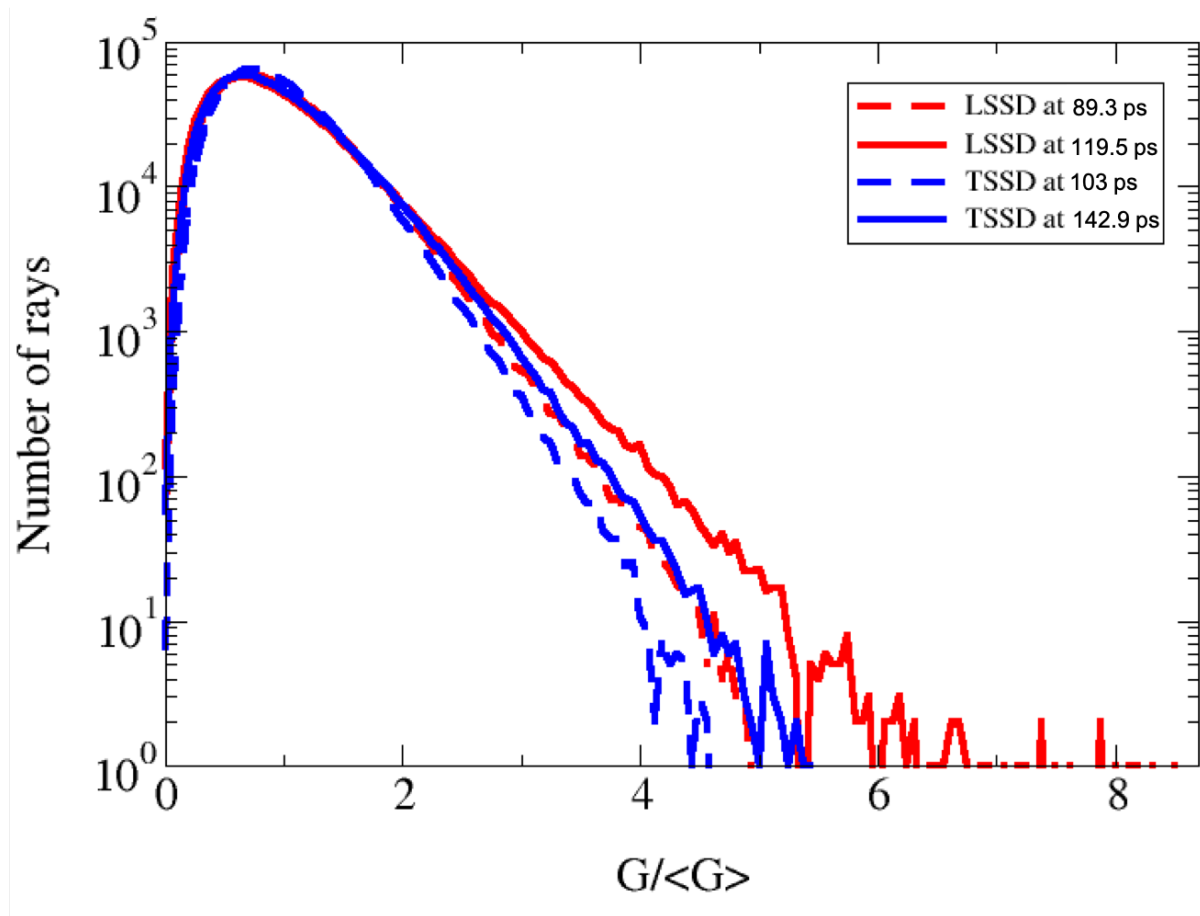


FIGURE 5.9 – Histogrammes des gains à deux instants pour les deux techniques de lissage. Le nombre de rayons est exprimé en fonction du gain normalisé à sa valeur moyenne $\langle G \rangle$ à deux instants différents. En rouge pour le LDSL et en bleu pour le LDST.

où k est l'indice du point chaud, α est une constante dépendant des paramètres plasma et r est le vecteur position dans l'espace. Cette formule est à comparer à l'équation (3) de la référence [43].

L'équation (5.7) indique les principaux paramètres qui peuvent avoir une influence sur la RBS avant saturation : la distribution des points chauds, leurs intensités, leurs longueurs en fonction de leurs vitesses longitudinales. Parce que notre objectif principal est de trouver une corrélation temporelle avec la puissance RBS, nous devons calculer exactement la dépendance spatiale qui apparaît dans la partie droite de l'équation (5.7). Par conséquent, nous nous concentrons dans ce qui suit sur les valeurs moyennes spatiales $\langle \cdot \rangle_r$, indiquées plus tard par la valeur entre parenthèses $\langle \cdot \rangle$, sur toute la distribution des points chauds et recherchons une corrélation avec le niveau de la RBS. En supposant que le sens de variation de $\langle X \rangle \langle Y \rangle$ en fonction du temps donne une bonne approximation du sens de variation de $\langle \exp XY \rangle$ en fonction du temps, nous estimons le gain G , argument de l'exponentiel dans l'équation (5.7), comme suit :

$$G \propto \alpha \langle I(t) \rangle \langle L_{eff}(t) \rangle. \quad (5.8)$$

Par conséquent, bien que chaque quantité impliquée dans l'équation (5.7) ait un impact sur le niveau de la RBS, leurs valeurs moyennes peuvent ou non avoir un impact. Considérant chaque valeur moyenne $\langle I \rangle$, $\langle L \rangle$ et $\langle v_x \rangle$, calculés comme s'il n'y avait pas de plasma, les uns après les autres et négligeant leur corrélation croisée, nous allons montrer que le niveau de RBS est fortement corrélé à la longueur effective moyenne considérée égale, de manière très simple, au produit de la vitesse longitudinale moyenne $\langle v_x \rangle$ et de la longueur longitudinale moyenne $\langle L \rangle$.

5.4.2 Intensité

Tout d'abord, nous pouvons écarter l'influence de l'intensité des points chauds sur le taux de croissance de la RBS. En effet comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent les paramètres laser ont été choisis afin de fournir la même puissance laser pour les deux schémas (voir section 4.2).

En effet, lorsque nous avons examiné l'évolution temporelle de la moyenne sur tous les points chauds de l'intensité maximale de chaque point chaud (Fig. 4.8), nous avons constaté que l'intensité des deux régimes de lissage était extrêmement proche. De plus, on a constaté qu'elle évolue très peu, quel que soit le régime de lissage considéré.

Par conséquent, nous pouvons prendre la moyenne sur tous les points chauds de l'intensité maximale de chaque point chaud $\langle I_{max} \rangle$ dans l'équation (5.7) et rejeter l'intensité comme facteur principal dans les différences de RBS entre le LDSL et le LDST, et nous procédons ensuite à l'examen de la longueur d'interaction effective des points chauds.

5.4.3 Largeur et vitesse transverse

Avant de détailler les différentes composantes de la longueur effective définie précédemment équation (5.6), commençons par expliquer pourquoi la largeur et la vitesse transverse des points chauds peuvent être négligées dans notre version simplifiée du calcul du gain.

Nous avons vu que la largeur moyenne des points chauds pour le LDSL ne change que très légèrement avec le temps avec une valeur moyenne de $2,54 \mu\text{m}$ et est encore plus constante pour le LDST avec une valeur moyenne de $2,51 \mu\text{m}$. Cette différence entre les deux techniques de lissage est si petite ($\sim 1\%$) qu'elle ne peut certainement pas expliquer les différences dans la dynamique de RBS.

De plus, nous avons également constaté une différence entre les vitesses transverses induites par les deux lissages. Dans le cas du lissage longitudinal le déplacement des points chauds est purement longitudinal, il n'y a donc pas de vitesse transverse. Ce qui n'est évidemment plus vrai lorsque l'on considère le lissage transverse.

Cependant, nous pensons que le mouvement transversal des points chauds induit par le LDST n'est pas le principal facteur des différences dans la croissance de la RBS dans les deux schémas de lissage. En effet, si l'on considère que les points chauds ont une longueur moyenne de $120 \mu\text{m}$ alors la lumière se propage à travers un point chaud pendant une durée moyenne de $\tau_s = 0,4 \text{ ps}$ qui est plus court que le temps de cohérence ($\tau_c \approx 2,2 \text{ ps}$) et encore plus court que la période de modulation ($T = 70 \text{ ps}$) et donc la vitesse ne change pas significativement sur τ_s . Pendant ce temps, selon la figure 4.11, les points chauds ne bougeront pas de plus de $\Delta y = 0,004\tau_s c = 0,48 \mu\text{m}$. Par conséquent, comme la largeur moyenne des points chauds pour le LDST est de $2,51 \mu\text{m}$, nous pouvons considérer que la longueur effective L_{eff} , équation (5.6), ne dépend pas de la vitesse transversale.

5.4.4 Longueur effective d'interaction

La longueur effective d'interaction telle que nous la décrivons prend en compte la vitesse longitudinale des points chauds ainsi que l'évolution de leur longueur. Nous avons vu que ces deux valeurs évoluent de manière quasi sinusoïdale sur une période de modulation de phase comme représenté Figure 4.10 et Figure 4.12.

La différence entre la longueur moyenne dans les deux schémas de lissage était d'environ 8%. Pour le LDSL, la longueur du point chaud se situe en moyenne à $128 \mu\text{m}$ et pour le LDST, la longueur du point chaud se situe en moyenne à $118 \mu\text{m}$. De plus, la longueur moyenne change périodiquement avec le temps de $\pm 15\%$, ce qui est assez important puisqu'elle apparaît dans l'exponentielle de l'équation (5.7).

Les vitesses longitudinales moyennes des deux schémas de lissage suivent la même dynamique que la longueur et atteignent des extrema relativement élevés : $\pm 0,15c$ pour le LDSL et $\pm 0,13c$ pour le LDST.

En outre, lorsque l'on compare l'évolution temporelle des courbes de la figure 4.10 et de la figure 4.12, on constate qu'il existe une anticorrélation entre la longueur longitudinale et la vitesse longitudinale qui augmente l'amplitude des oscillations en longueur effective, représenté Figure 5.10 comme le simple produit des moyennes.

Par ailleurs, si on s'intéresse à l'évolution de cette longueur effective pour les deux schémas de lissage, on constate que la valeur minimale est atteinte à $t = 35 \text{ ps}$ pour le LDST, et qu'elle est atteinte à $t = 18 \text{ ps}$ pour le LDSL, qui représente approximativement un retard de $T/4$ ou un décalage de phase $\pi/2$ entre les deux vitesses. Ainsi, en appliquant un retard de phase de $\pi/2$ à la phase du LDSL, nous

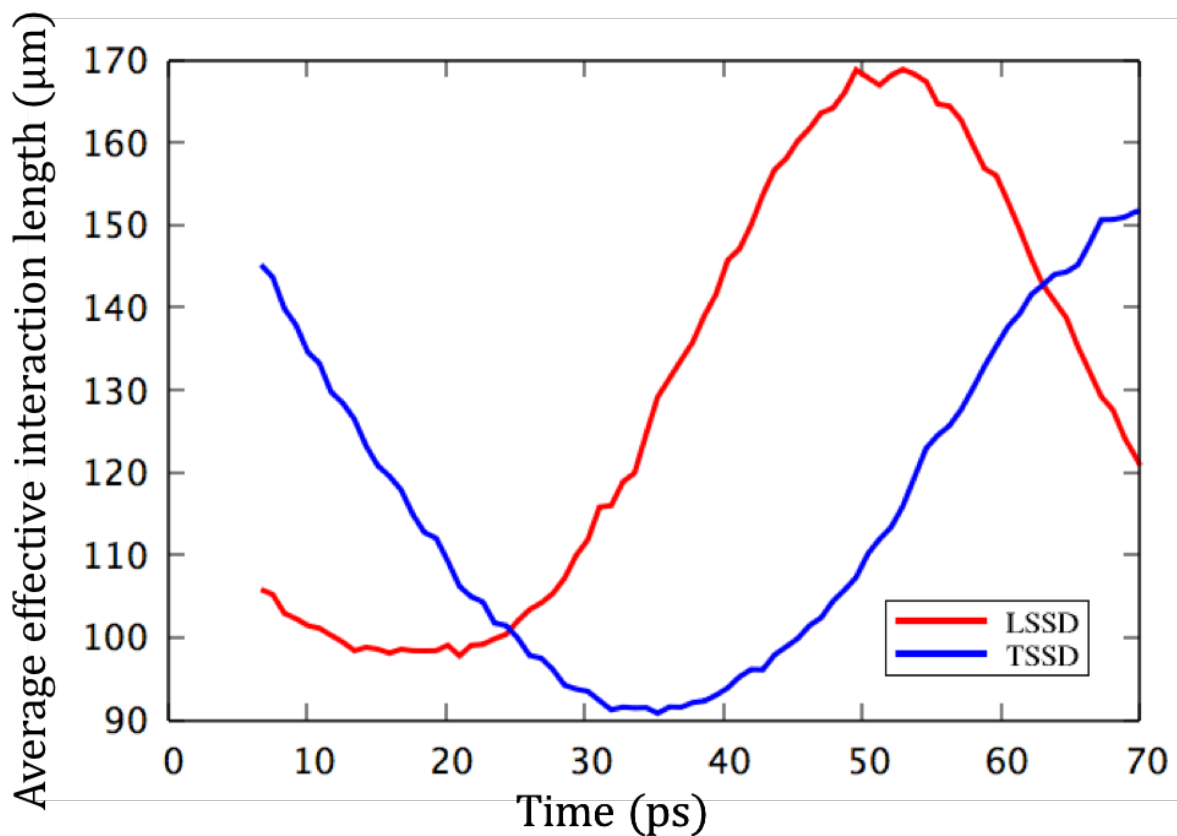


FIGURE 5.10 – Évolution temporelle de la longueur effective d'interaction comme définie équation 5.6. En rouge pour le LDSL. En bleu pour le LDST.

pouvons synchroniser la vitesse longitudinale des deux schémas de lissage et, par extension, la longueur effective des points chauds.

Si nous considérons l'expression du champ électromagnétique donnée équation (4.1), alors le champ électromagnétique retardé s'écrit :

$$E(t) = \exp[im \sin(2\pi f_m t + \Delta\varphi)]. \quad (5.9)$$

En considérant un déphasage $\Delta\varphi = +\pi/2$ au champ électromagnétique généré par le LDST, comme expliqué ci-dessus, alors les longueurs effectives des points chauds des deux lissages seront synchronisées.

La figure 5.11 montre que lorsque nous réalisons des simulations où la longueur effective des points chauds est synchronisée, comme décrit ci-dessus, alors la croissance de la RBS est presque identique pour les deux schémas.

Par conséquent, ces résultats montrent que si l'on considère la longueur effective de l'interaction entre la lumière rétrodiffusée et les points chauds comme le principal facteur de croissance de la RBS, une comparaison équitable entre le LDST et le LDSL montre que les deux systèmes de lissage ont le même effet sur la croissance de la RBS. En effet, le taux de croissance de la RBS induit par les deux schémas de lissage est le même pendant les premières 15 ps de croissance.

De plus, l'évolution temporelle des phases de saturation est maintenant presque synchronisée (avec une évolution temporelle comparable à l'évolution temporelle de la longueur effective) et la différence restante du niveau de saturation entre les deux systèmes peut s'expliquer par le fait que la longueur effective moyenne pour le LDST est inférieure à celle du LDSL (cf. le modèle des rayons section 5.3).

Enfin, la différence de niveau de saturation entre notre modèle (section 5.3) et les simulations HERA peut donc s'expliquer par le fait que notre modèle de rayon est un modèle instantané très simple. Le

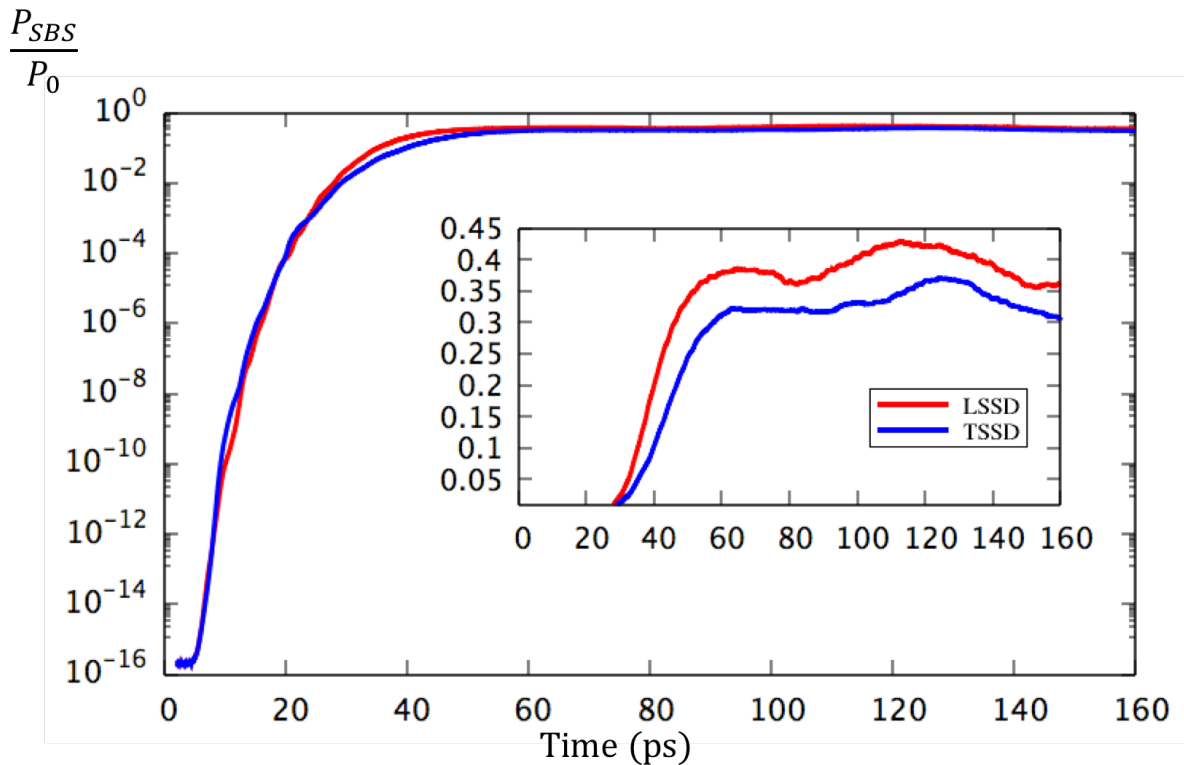


FIGURE 5.11 – Évolution temporelle de la rétrodiffusion Brillouin stimulée, en échelle logarithmique (et en échelle linéaire pour l'encart), lorsque le retard de phase est appliqué pour synchroniser la longueur effective des points chauds.

temps de propagation des ondes Brillouin doit être pris en compte et donc la vitesse des points chauds. Ceci peut expliquer les différences de niveaux observées entre le modèle et les simulations de l'HERA, car la vitesse des points chauds est un facteur aggravant comme il apparaît dans l'argument de l'exponentiel de l'équation (5.7). La prise en compte de la vitesse longitudinale des points chauds dans le modèle des rayons augmentera alors à la fois le niveau de la réflectivité et de l'amplitude des oscillations de la réflectivité conduisant à une meilleure concordance entre notre modèle et les simulations HERA. De plus, l'analyse statistique des points ayant été réalisée pour une propagation dans le vide on pouvait donc s'attendre à observer un écart au modèle.

5.4.5 Traiter séparément longueur et vitesse

Nous avons par ailleurs cherché à décorrélérer l'effet de la vitesse et de la longueur dans l'évolution de la RBS par une étude statique, c'est-à-dire sans déplacement des points chauds et sans évolution temporelle de la longueur des points chauds. En effet, avec HERA, il est possible de figer l'évolution temporelle du laser à un instant donné et ainsi empêcher le déplacement des points des chauds au cours du temps. Il ne reste donc plus qu'à modifier la valeur moyenne de la longueur des points pour mesurer l'effet de celle-ci sur la RBS.

Nous avons pour cela choisi trois instants dans l'évolution de la longueur moyenne des points chauds pour le lissage longitudinal où la longueur moyenne est :

- (1) minimale,
- (2) égale à la valeur moyenne sur une période de modulation,
- (3) maximale,

comme représentées Figure 5.12.

Cependant l'observation de la rétrodiffusion, voir Figure 5.13, n'est pas concluante. En effet, aussi bien en croissance qu'en saturation, la différence est marginale et non représentative des différences

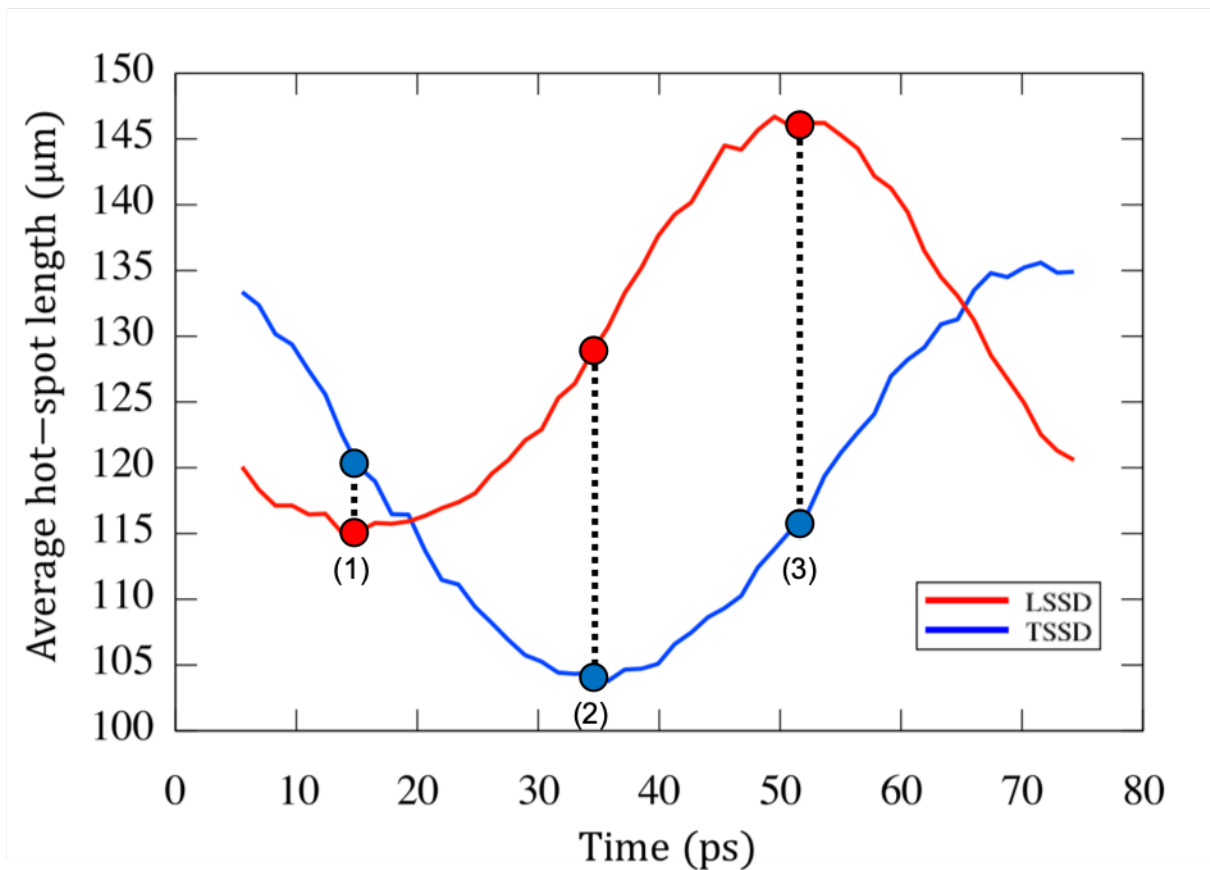


FIGURE 5.12 – Évolution temporelle de la longueur moyenne des points chauds, en rouge pour le LDSL et en bleu pour le LDST, avec les différents instants caractéristiques de l'évolution : (1) valeur minimale, (2) valeur moyenne, (3) valeur maximale.

observées dans la longueur moyenne des points chauds.

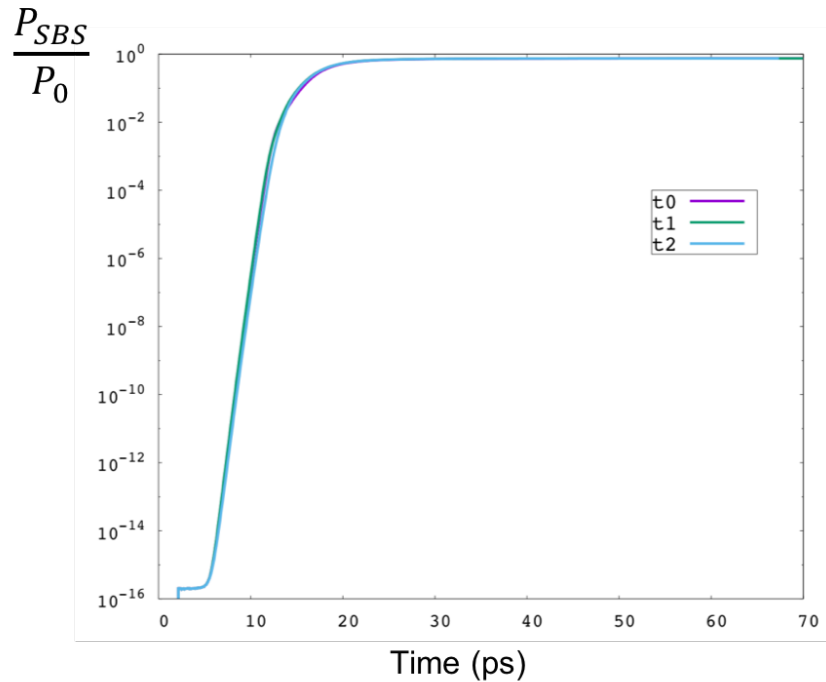


FIGURE 5.13 – Évolution temporelle de la RBS en échelle logarithmique pour le LDSL avec différentes valeurs moyennes de longueur des points chauds et sans mouvement. (t_0) valeur minimale, (t_1) valeur moyenne, (t_2) valeur maximale.

Nous avons tenté une autre approche à cette étude, cette fois-ci en modifiant la forme du faisceau en champ proche. En effet, nous avons vu que la forme du faisceau en champ proche impactait directement la forme des points chauds dans le volume focal. Nous avons donc modifié le rapport d'aspect des faisceaux pour LDST et utilisé un faisceau rectangulaire, représenté Figure 5.14, à la place d'un faisceau carré, défini Chapitre 4 et représenté Figure 4.5. Cette approche est en effet possible pour le LDST car le temps retard, qui dépend de la taille du faisceau mais pas de la distance, peut être corrigé en modifiant le pouvoir disperser du réseau (cf. section 4.1). Ceci n'est plus vrai pour le LDSL où le temps retard est lié à la taille du faisceau et à la distance focale. Nous pouvons donc conserver notre comparaison entre les deux lissages.

Cependant, de la même façon que dans l'approche précédente nous n'avons observé aucun impact sur la rétrodiffusion. Nous pensons que cela est dû au régime hautement non linéaire dans lequel nous nous trouvons. En effet, ces cas s'apparentent à ne lisser qu'un utilisant une lame de phase (sans dispersion spectrale) et on observe alors une croissance très rapide de la RBS avec un niveau de saturation très élevé. Bien que nous ne puissions conclure sur l'impact de la vitesse et de la longueur des points chauds, en les considérant séparément, nous pensons qu'il pourrait être intéressant de reconduire cette étude en se plaçant dans un régime de saturation linéaire, par exemple en diminuant l'intensité des faisceaux ou en augmentant de taux d'amortissement des ondes acoustiques.

5.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons effectué une comparaison approfondie entre les effets du LDST et du LDSL sur la RBS dans le contexte des expériences de FCI. Après avoir mis en évidence les paramètres fondamentaux des deux schémas de lissage et expliqué comment les choisir dans le chapitre précédent nous avons comparé équitablement l'effet du lissage optique sur la RBS. Nous avons donné un modèle simple du taux de croissance de la RBS, en soulignant l'importance de la longueur effective de l'interaction entre la lumière rétrodiffusée et les points chauds. Nous avons montré que la longueur effective

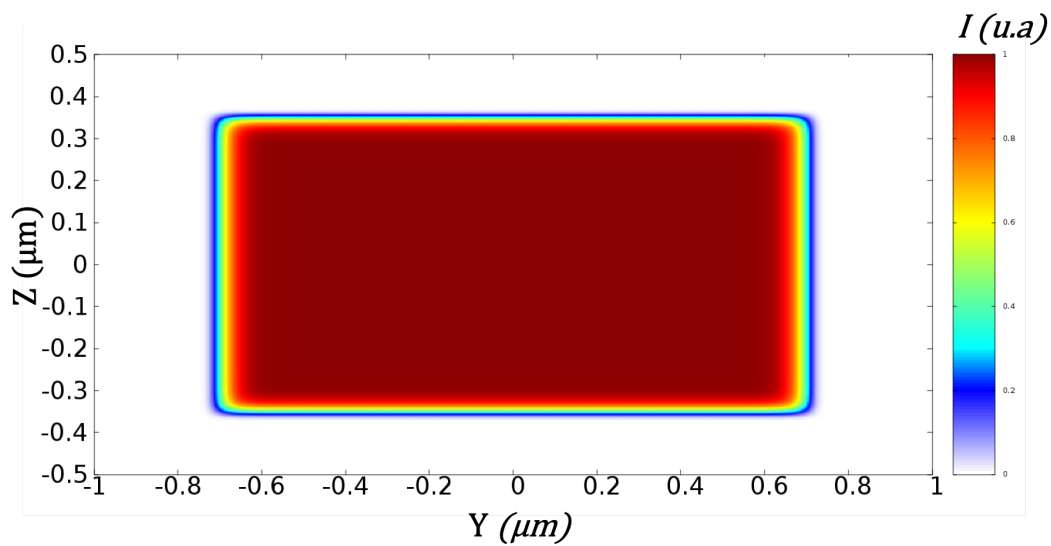


FIGURE 5.14 – Carte de fluence d’un faisceau pour LDST avec une modification du rapport d’aspect entraînant une modification de la forme des points chauds dans le plan focal.

est fonction de la vitesse longitudinale et de la longueur des points chauds. Même si les premiers résultats ont montré une différence entre la croissance de la RBS des deux schémas de lissage, nous avons démontré que celle-ci est principalement dû au fait que la variation de la longueur effective des points chauds dépend des paramètres de simulations initiaux pouvant induire un déphasage temporelle entre les différents lissages. Par conséquent, en synchronisant les évolutions de la longueur effective, nous avons obtenu une dynamique de RBS comparable. En outre, nous avons montré que le niveau de saturation induit par les deux schémas de lissage est différent et pourrait s’expliquer par le nombre plus élevé de points chauds à forte valeur de gain pour le LDSL que pour le LDST. Cela nous permet de conclure qu’en utilisant une comparaison équitable des deux systèmes de lissage, bien que les deux systèmes induisent le même taux de croissance de l’instabilité de RBS, le niveau de saturation de RBS est légèrement différent. On peut donc conclure, dans un cas de lissage idéal, avec nos paramètres de simulation, et en considérant uniquement la RBS, que le lissage transverse par dispersion spectrale est légèrement meilleur que le lissage longitudinal par dispersion spectrale. Toutefois, il convient de noter que la différence entre les deux schémas de lissage est faible par rapport à la différence qui peut être observée lors de la modification de la valeur d’amortissement de l’onde acoustique ionique ou de l’intensité du laser.

Comme nous l’avons dit, cette étude visait à comparer les deux techniques de lissage lorsqu’elles sont dans une configuration idéalisée, en tenant compte de leurs caractéristiques spécifiques. Dans les grandes installations laser, les faisceaux laser sont regroupés en quadruplets qui correspondent à la bonne échelle à laquelle l’ILP est réellement étudié. Nous allons donc par la suite changer d’unité de calcul en passant d’un faisceau unique au quadruplet.

Troisième partie

Performances d'une chaîne laser LMJ

Chapitre 6

Études d'un quadruplet LMJ

Sommaire

6.1	Chaîne laser du LMJ	106
6.1.1	Architecture	106
6.1.2	Justification des choix de lissage	109
6.1.3	Améliorer les performances	110
6.2	Du cas idéal au quadruplet LMJ	110
6.2.1	Simulations 3D de la configuration nominale du LMJ	110
6.2.2	Écart au cas idéal	112
6.2.3	Synchronisation en centre chambre	115
6.3	Réduction de l'effet de conversion FM-AM	116
6.3.1	Conversion FM-AM	116
6.3.2	Comment réduire la profondeur de modulation?	118
6.3.3	Répartition spectrale	120
6.4	Conclusion	124

Dans ce chapitre nous nous intéressons plus particulièrement à l'architecture du LMJ et à comment améliorer les performances d'un quadruplet du point de vue de la chaîne laser tout en gardant un lissage optique efficace vis-à-vis de la rétrodiffusion Brillouin. Nous utiliserons les résultats des chapitres précédents afin de proposer des solutions d'améliorations qui respectent à la fois les besoins laser pour la chaîne et lissage pour le plasma.

Après avoir décrit une chaîne laser du LMJ, nous nous intéresserons à deux points en particulier. Dans un premier temps, nous regarderons l'influence de la synchronisation des faisceaux d'un quadruplet sur la rétrodiffusion Brillouin dans le plasma. En effet, il n'est pour le moment pas possible de contrôler parfaitement la synchronisation intra-quadruplet ce qui provoque un retard de phase entre les différents faisceaux. Nous parlerons ensuite de l'effet de conversion de la modulation de fréquence en modulation d'amplitude, inhérent aux lasers de puissance avec une modulation de phase pour le lissage. Nous expliquerons l'origine de cette conversion et pourquoi il est nécessaire de la réduire au maximum. Ensuite nous regarderons quelles modifications sont possibles afin de réduire cette conversion sur une chaîne laser du LMJ à l'échelle d'un quadruplet. Nous verrons enfin de quelle manière ces modifications impactent l'efficacité du lissage vis-à-vis de la RBS.

6.1 Chaîne laser du LMJ

6.1.1 Architecture

Avant d'aborder les options de lissage, nous allons d'abord détailler une chaîne laser du LMJ de la source jusqu'à la cible. En effet, c'est cette partie qui a conditionné un certain nombre de choix sur le lissage.

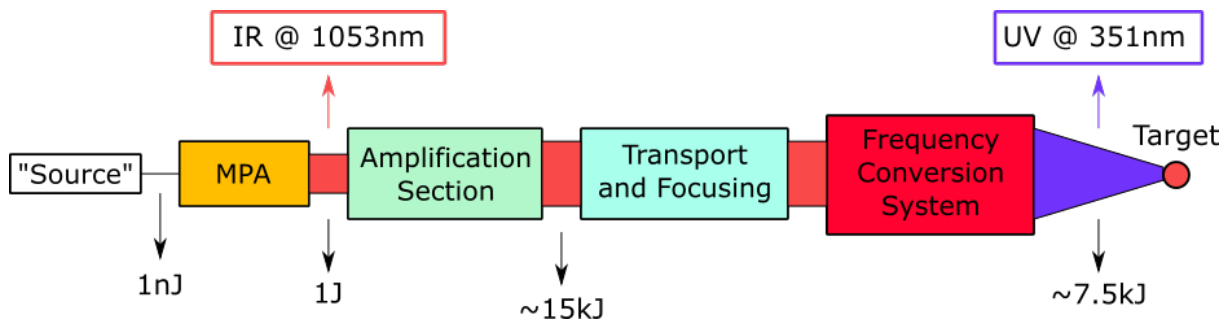


FIGURE 6.1 – Schéma fonctionnel d'un faisceau LMJ. L'impulsion laser est configurée spatialement et temporellement dans la « source ». Ensuite, l'impulsion est amplifiée dans le module préamplificateur (MPA) et dans la section amplification (*Amplification section*). La section de transport (*Transport and focusing*) est composée de miroirs diélectriques. Sa fonction est de propager le faisceau vers le système de conversion de fréquence (SCF) qui convertit le faisceau en lumière UV. Le SCF focalise également le faisceau sur la cible.

Chaque faisceau du LMJ est composé de différentes sections spécifiques, telles que présentées dans la Figure 6.1 : la source fibrée qui génère le profil de l'impulsion temporellement et spatialement ; le module préamplificateur (MPA), qui est le premier étage d'amplification (gain de 10^9) qui met en forme spatialement aussi l'impulsion ; la section d'amplification qui donne l'énergie requise ; et enfin, la conversion de fréquence qui convertit la longueur d'onde de l'IR à 1053 nm (1ω) en longueur d'onde dans l'UV à 351 nm (3ω) pour une meilleure interaction avec la paroi du holhraum [71].

La source est la partie fibrée du LMJ. Sa fonction est de générer l'impulsion laser, de la mettre en forme spectralement et temporellement mais aussi de distribuer et de transporter les impulsions obtenues vers les différents modules pré-amplificateurs (MPA). En effet, il n'y a sur le LMJ que 4 sources dont les impulsions seront distribuées chacune vers 88 MPA. Le schéma de la figure 6.2 détaille les différents composants et fonctionnalités de la source.

Une première mise en forme spectrale, c'est-à-dire une modulation de phase pour s'affranchir de la diffusion Brillouin stimulée au sein du laser (à différencier de la diffusion Brillouin stimulée au sein du plasma, objet de cette thèse qui a lieu lors de l'interaction laser-plasma), s'effectue juste après la

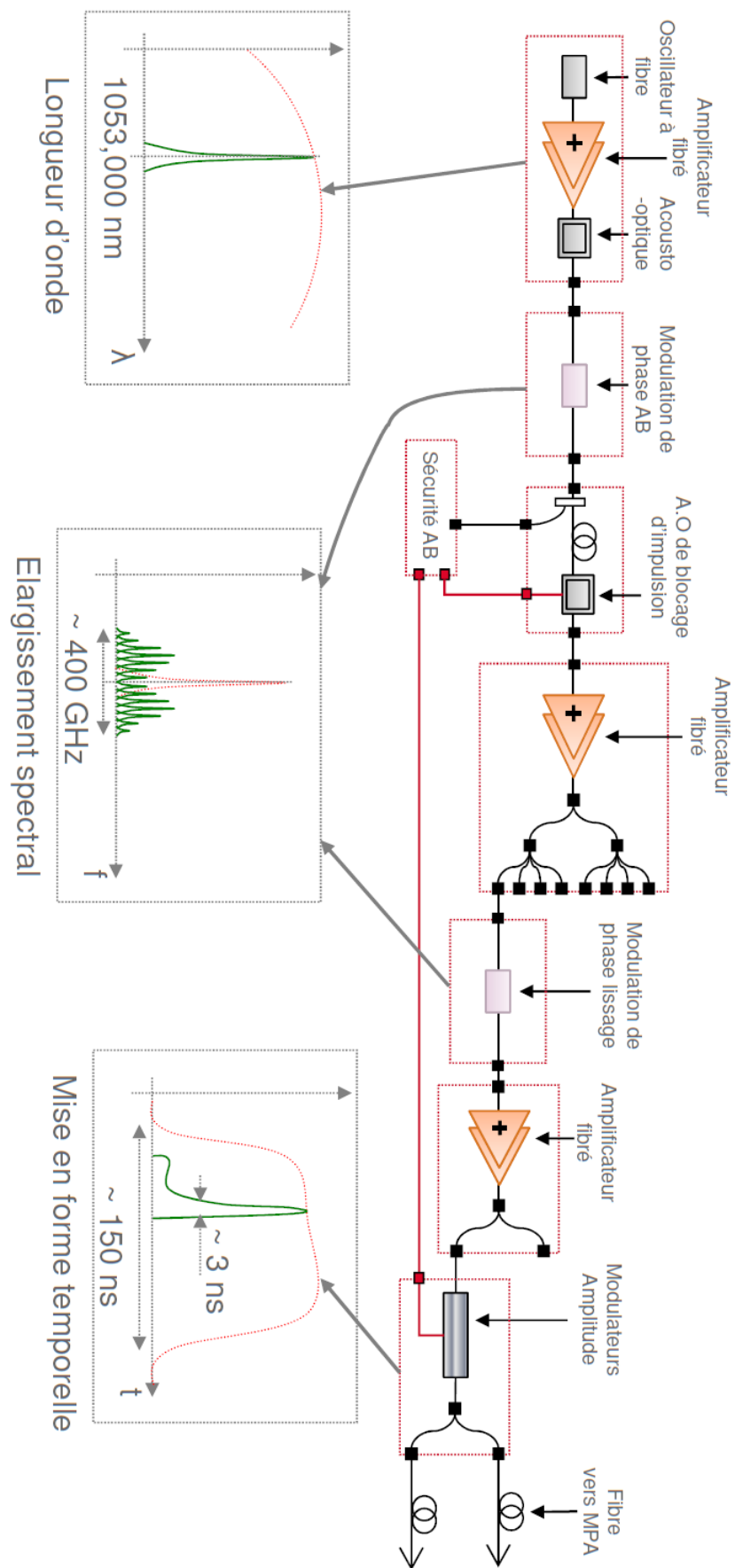


Figure 6.2 – Schéma de la source LMJ.

génération de l'impulsion. L'impulsion modulée en phase se propage ensuite à travers de nombreuses fibres (environ 50 concaténations de fibres sur le trajet du faisceau dans la source). Cette propagation est supérieure à 200m et est essentiellement due à la longueur de la fibre de retard qui permet d'effectuer un éventuel blocage de l'impulsion après réponse du diagnostic d'élargissement spectral (DES). Une seconde mise en forme spectrale est ensuite effectuée pour cette fois-ci lisser le faisceau pour l'interaction laser-plasma, c'est cette dernière partie qui correspond au sujet de cette thèse.

La polarisation devant être parfaitement contrôlée, on retrouve à différents niveaux de la source des polariseurs (ou analyseurs).

Après la source, l'impulsion laser se propage en espace libre dans le module pré-amplificateur. Le MPA est l'étage de la chaîne où a lieu la mise en forme spatiale du faisceau et où le faisceau est amplifié jusqu'à atteindre environ 1J (quelques nJ en entrée), comme le montre le diagramme fonctionnel de la figure 6.3.

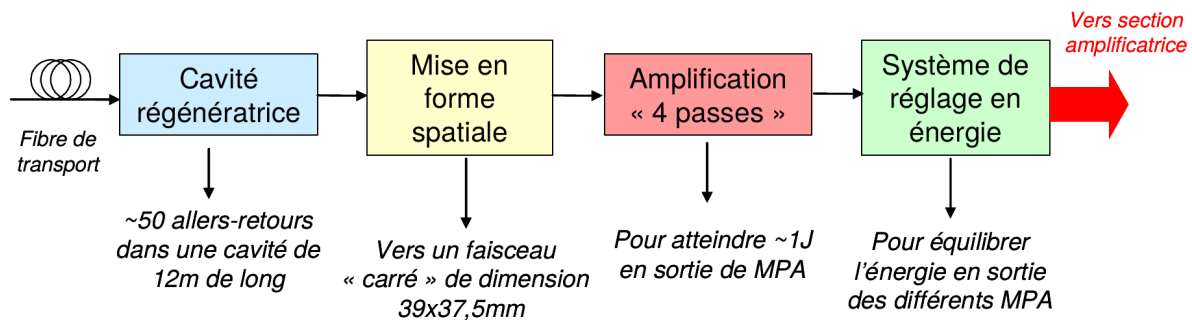


FIGURE 6.3 – Diagramme fonctionnel d'un MPA LMJ (figure extraite de la thèse de Steve Hocquet [17]).

De plus, pour chaque quadruplet, les faisceaux du côté droit et les faisceaux du côté gauche sont traités par deux MPA différents, comme le montre la Figure 6.4. Par conséquent, la paire de faisceaux de gauche peut être différente temporellement et spectralement de la paire de faisceaux de droite si l'architecture de la source est modifiée¹. Ce dernier point est important car il permet d'envisager de nouvelles solutions de lissage sur lesquelles nous revenons par la suite.

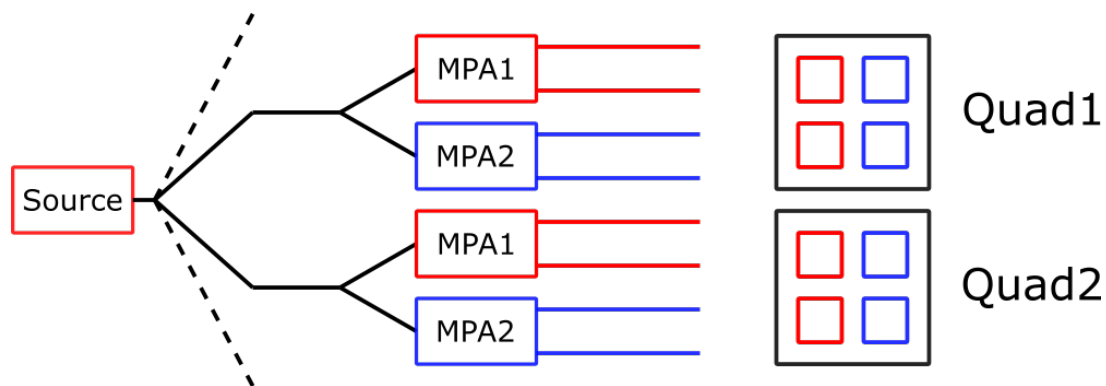


FIGURE 6.4 – Diagramme de la distribution des faisceaux entre les quadruplets pour une source. Il y a une source par hall (4 au total) alimentant en moyenne 44 faisceaux. Pour chaque quadruplet, 2 MPA sont utilisés, l'un en charge d'une paire de faisceaux sur le côté gauche et l'autre d'une paire sur le côté droit.

La section amplificatrice, ou SA, occupe la plus grande partie du bâtiment du LMJ. Pourtant, elle apporte un gain d'amplification bien moindre que l'ensemble source+MPA, mais c'est bien sûr le gain le plus difficile à obtenir puisqu'il permet d'atteindre une énergie de 15kJ pour chaque faisceau en sortie!

La section amplificatrice est un système d'amplification «4 passages» composé de 16 plaques amplificatrices, de trous de filtrage (pour filtrer les hautes fréquences spatiales) et d'un miroir déformable

1. La source a un coût faible par rapport à l'ensemble.

asservi par une correction de surface d'onde (CSO) (pour corriger les basses fréquences spatiales de la phase).

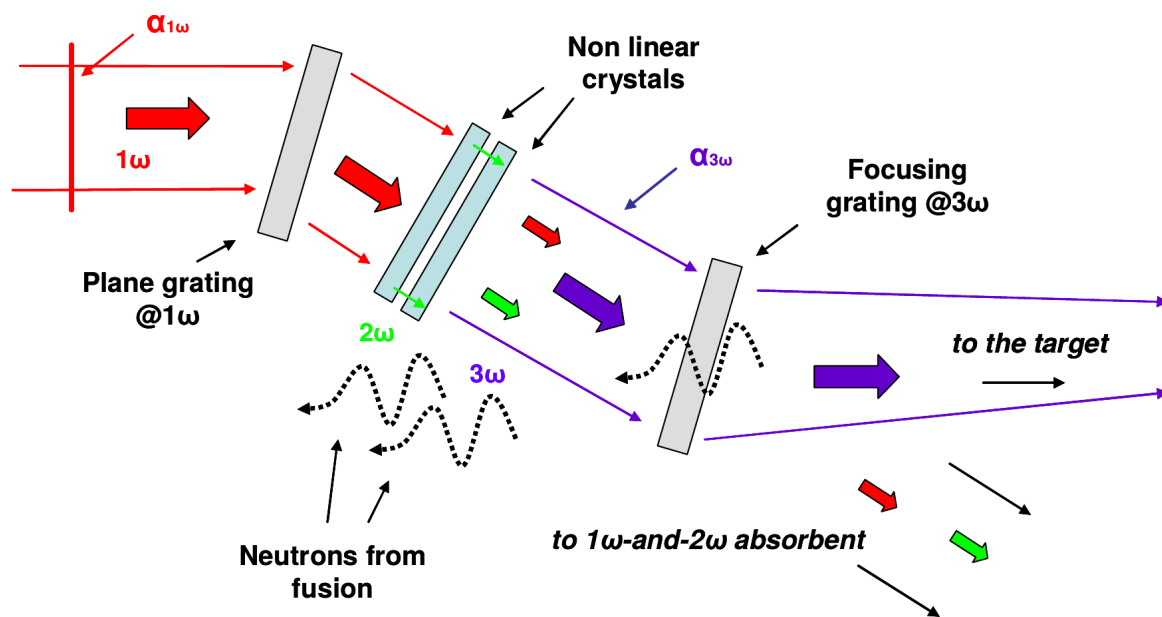


FIGURE 6.5 – Schéma descriptif du SCF sur le LMJ (figure extraite de la thèse de Steve Hocquet [17]).

Après la section amplificatrice, le faisceau infrarouge (IR @1053 nm ou 1ω) est transporté jusqu'au système de conversion de fréquence et de focalisation (SCF) pour être converti dans l'ultraviolet (UV @351 nm ou 3ω) grâce à deux cristaux de KDP et DKDP comme présenté figure 6.5. Chaque faisceau doit délivrer 7,5 kJ dans l'UV ainsi le rendement de conversion doit être aussi bon que possible ($\sim 80\%$ à intensité maximum, ce qui correspond à un rendement d'environ 50% en énergie car l'impulsion est mise en forme temporellement et le rendement n'est pas constant sur toute la durée de l'impulsion). La conversion de fréquence a une acceptance spectrale limitée mais le réseau plan qui a été ajouté avant les cristaux permet d'augmenter l'acceptance spectrale en dirigeant les différentes fréquences du spectre selon des angles augmentant le rendement de conversion de fréquence. Ce réseau sert cependant avant tout à créer une chicane optique juste avant la cible ce qui permet aux optiques de ne pas être directement exposées aux neutrons créés par une cible de fusion (hormis le réseau 3ω et le hublot de la chambre d'expérience). Le dernier élément du SCF est un réseau focalisant qui permet la focalisation du faisceau sur la cible et de séparer le faisceau à 3ω des faisceaux résiduels à 1ω et 2ω .

6.1.2 Justification des choix de lissage

Deux méthodes de lissage étaient envisagées : soit par l'utilisation de la double polarisation, soit par l'utilisation d'une très grande largeur SSD. La seconde méthode qui est utilisée sur le LMJ nécessitait à la fois pour la modulation de phase, une grande fréquence de modulation et une profondeur de modulation suffisante afin d'avoir un grand nombre de modes. Historiquement le choix d'utiliser le SSD sur le LMJ découle de plusieurs éléments. Un des éléments majeurs était la facilité de produire des amplificateurs à 14 GHz (longueur d'onde très utilisée) permettant une grande profondeur de modulation.

Pour bien distinguer ces fréquences (décorrélation des figures de tavelure pour le lissage) nous avons vu précédemment que le temps retard devait être égal à $\frac{1}{14 \text{ GHz}}$ soit 70 ps, or il se trouve que la focalisation d'un quadruplet sur une dizaine de mètres donne également un temps retard de l'ordre de 70 ps. C'est pourquoi il a été décidé d'utiliser un réseau focalisant sur le LMJ. De plus, ce réseau permettait également de réaliser une chicane à neutron comme expliquer précédemment. L'utilisation d'un réseau entraîne un temps retard, il a donc fallu placer un autre réseau pour le compenser et le choix a été fait de le placer avant la conversion de fréquence. Ceci a permis de doubler l'acceptance spectrale du système de conversion de fréquence et ainsi de passer à 500 GHz.

Cette acceptation est jugée suffisante pour ne faire que du SSD sur le LMJ, qui de fait est longitudinal, tout en gardant une option pour la double polarisation. L'absence de réseau à 1ω sur le NIF a entraîné des choix différents. Avec une acceptation moins grande, l'utilisation de la double polarisation était obligatoire avec en complément l'utilisation du SSD à efficacité limitée.

6.1.3 Améliorer les performances

Cependant, l'étude d'autres techniques n'est pas pour autant abandonnée. On peut en effet imaginer l'utilisation de plusieurs techniques pour améliorer davantage le lissage comme par exemple :

- changer la modulation de phase (type et profondeur),
- utiliser de la double polarisation intra-quad ou intra-faisceau,
- utiliser du lissage multi-couleurs,
- combiner l'utilisation de différentes méthodes,
- ...

Ces choix sont des compromis techniques, aussi bien du point de vue laser que du point de vue plasma, et nécessitent bien évidemment des investissements financiers si le gain obtenu le justifie. Nous reviendrons sur ce point dans la conclusion générale du manuscrit. C'est dans cette dynamique d'amélioration des performances que s'inscrit la suite de ce chapitre.

6.2 Du cas idéal au quadruplet LMJ

L'ensemble de nos simulations ont été réalisées jusqu'ici dans le cadre d'un lissage « idéal » défini Chapitre 4. Nous allons donc nous éloigner de ce cadre idéal afin de nous approcher du contexte LMJ. Par la suite notre base de simulation ne sera donc plus un faisceau unique mais 4 faisceaux proches de la configuration d'un quadruplet du LMJ. Un autre point important à noter est l'absence d'une synchronisation parfaite entre les 4 faisceaux d'un quadruplet lors de leur arrivée dans le holhraum. En effet, la synchronisation des faisceaux en centre chambre est réalisée en tirant sur une photodiode rapide faisceau par faisceau et en réglant la position du front de montée à 50% par rapport à un marqueur temporel supposé être fixe. Cependant, la bande passante du système de mesure est de l'ordre de 1 GHz. Une fois le système réglé, celui-ci va subir les dérives de l'installation et notamment des dérives intra-quadruplet, jusqu'au prochain réglage. Selon le modèle de performances actuelles, la synchronisation intra-quadruplet est estimée à 24 ps rms (écart par rapport à l'instant d'arrivée moyen du quadruplet).

Nous allons dans un premier temps regarder la différence entre le cas idéal et le quadruplet du LMJ et nous regarderons ensuite l'influence de l'asynchronisme, toujours dans le cadre de l'efficacité du lissage dans sa réduction de la RBS.

6.2.1 Simulations 3D de la configuration nominale du LMJ

Afin d'estimer l'effet sur l'impact du lissage, nous avons mesuré par simulation le niveau de RBS induit par un quadruplet de type LMJ, parfaitement synchronisé, et interagissant avec le même plasma d'or dans la même boîte de simulation que lors de nos précédentes simulations. De plus, nous utilisons les mêmes lames de phase générées aléatoirement, avec des valeurs allant de 0 à 2π et de telle manière que chaque faisceau du quadruplet voit une lame de phase différente ; la même modulation de phase est également appliquée à tous les faisceaux : sinusoidale avec $f_m = 14,25$ GHz, $m = 15$ résultant en une largeur spectrale de 456 GHz. La fluence en champ proche du quadruplet est représentée Figure 6.6. Ces résultats serviront de référence pour la suite du chapitre.

Dans un premier temps, nous avons effectué plusieurs simulations utilisant différentes lames de phase, afin de modifier le tirage aléatoire sans modifier les propriétés statistiques des points chauds (forme, taille, vitesse, distribution d'intensité, etc.). Comme précédemment pour chaque simulation, au fur et à mesure que le laser lissé se propage à travers la boîte de simulation, un bruit de photon, d'intensité $I_0 \times 10^{-16}$, est introduit en fin de la boîte de simulation. Le bruit se propage dans la direction opposée à celle du laser et est utilisé comme graine permettant à l'instabilité de se développer. Pour quantifier l'effet des schémas de lissage sur la RBS, nous mesurons la puissance revenant à l'entrée de la boîte de simulation dans le temps.

Si l'on trace la puissance de la RBS normalisée à la puissance d'entrée du laser en fonction du temps, Figure 6.7, on peut voir que le résultat de nos simulations ne dépend pas du tirage aléatoire des lames de

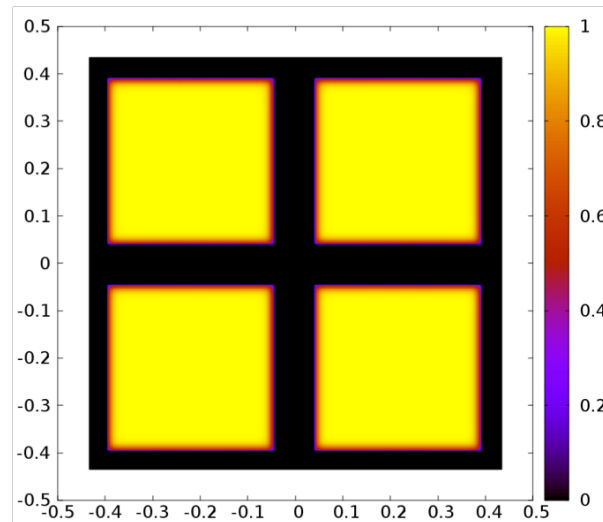


FIGURE 6.6 – Fluence en champ proche d'un quadruplet proche de la configuration LMJ.

phase. Cela montre que le nombre de points chauds est suffisamment important pour éviter les erreurs statistiques. Les simulations indiquent un niveau de saturation de la RBS d'environ 40%, ce qui indique que la RBS a atteint un régime non linéaire par appauvrissement de la pompe et servira de niveau de référence dans ce qui suit. De plus, nous voyons ici également la nécessité d'utiliser un schéma SSD, car il réduit significativement le niveau de puissance rétrodiffusée comparé à seulement la mise en forme spatiale par une RPP, sans modulation de phase ($m = 0$).

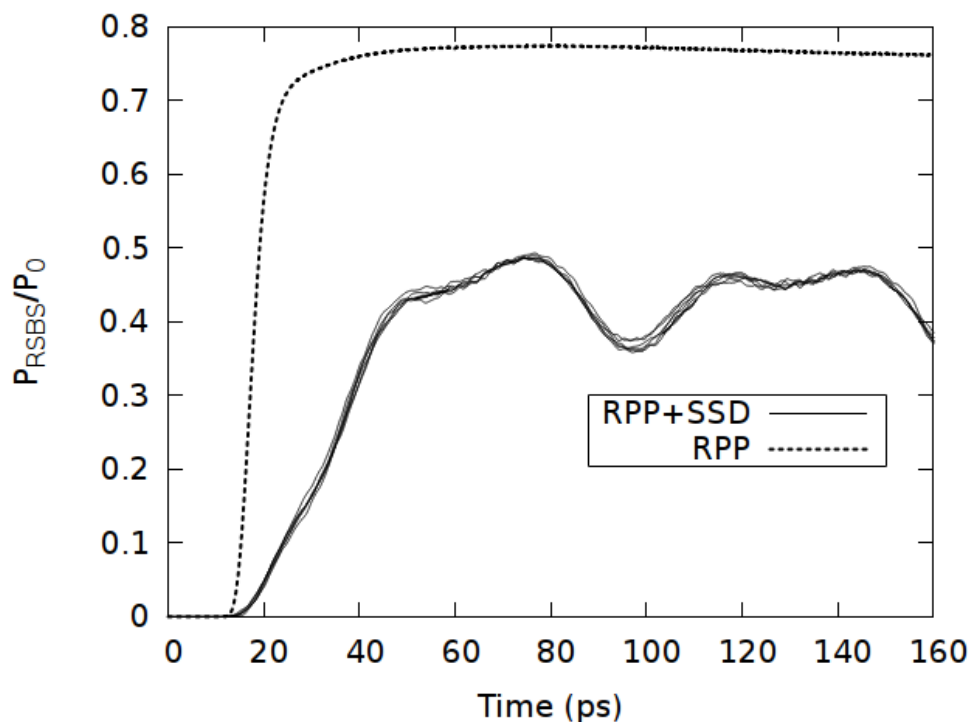
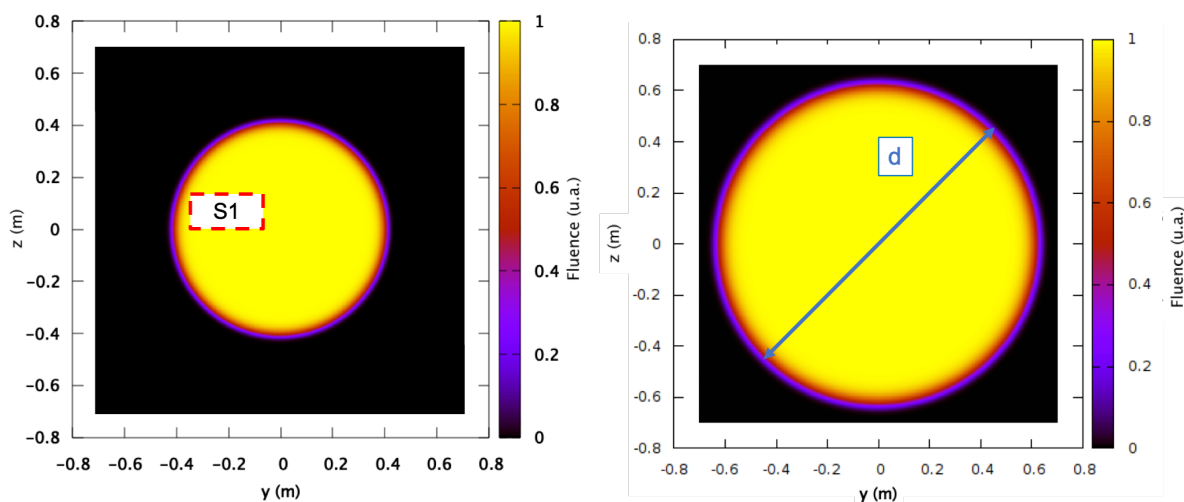


FIGURE 6.7 – Évolution temporelle de la rétrodiffusion Brillouin stimulée. Rapport de la RBS sur la puissance du faisceau laser incident en fonction du temps. **RPP+SSD** : résultats de 6 simulations utilisant 6 RPP différentes et la modulation de phase nominale pour le lissage sur LMJ ($f_m = 14,25$ GHz, $m = 15$) sur tous les faisceaux du quadruplet. **RPP** : une simulation où aucune modulation de phase n'est utilisée et où les faisceaux sont seulement modulés spatialement par RPP.

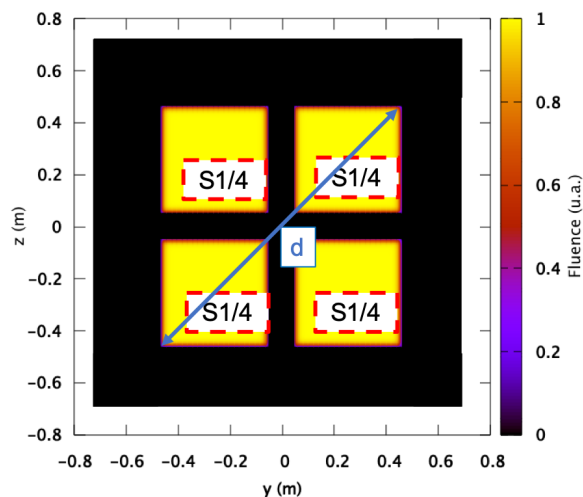
6.2.2 Écart au cas idéal

Nous comparons maintenant ces résultats à ceux du chapitre précédent en utilisant deux jeux de données pour le cas dit « idéal » (qui correspond à une surface ronde pour le lissage par dispersion spectrale longitudinale) :

- un premier cas où la surface du faisceau unique rond est la même que la surface cumulée des 4 faisceaux du quadruplet en champ proche (Figure 6.8a). Cela permet de reprendre notre processus de comparaison défini Chapitre 4.
- Un autre cas où le diamètre du faisceau unique rond est le même que le diamètre total du quadruplet en champ proche (Figure 6.8b). Cela signifie que l'intensité transportée en champ proche par le faisceau unique est inférieure à celle du quadruplet, car la surface correspondante est plus grande mais la puissance propagée est la même.



(a) Fluence en champ proche du faisceau dans le cas « idéal » iso-surface (S1) au quadruplet. (b) Fluence en champ proche du faisceau dans le cas « idéal » iso-diamètre (d) au quadruplet.



(c) Fluence en champ proche du quadruplet de surface cumulée S1 et diamètre total d.

FIGURE 6.8 – Fluence en champ proche des différents faisceaux considérés.

La Figure 6.8 récapitule les différentes fluences en champ proche pour chaque faisceau considéré. Enfin, il est important de noter que le cas iso-surface n'est plus parfaitement « idéal » au sens de la comparaison du Chapitre 4. En effet, le temps retard du faisceau étant lié à sa taille et à la distance focale dans le cas du LDSL, celui-ci va donc être modifié. La période de modulation et le temps retard

ne sont donc plus égaux.

La mesure de la RBS (représentée Figure 6.9) montre qu'à iso-surface le niveau de saturation moyen produit par le cas du quadruplet est inférieur au cas idéal indiquant une légère augmentation de performance. À l'opposé, dans le cas à iso-diamètre cette tendance s'inverse et le niveau de saturation dans le cas du quadruplet devient supérieur au cas idéal.

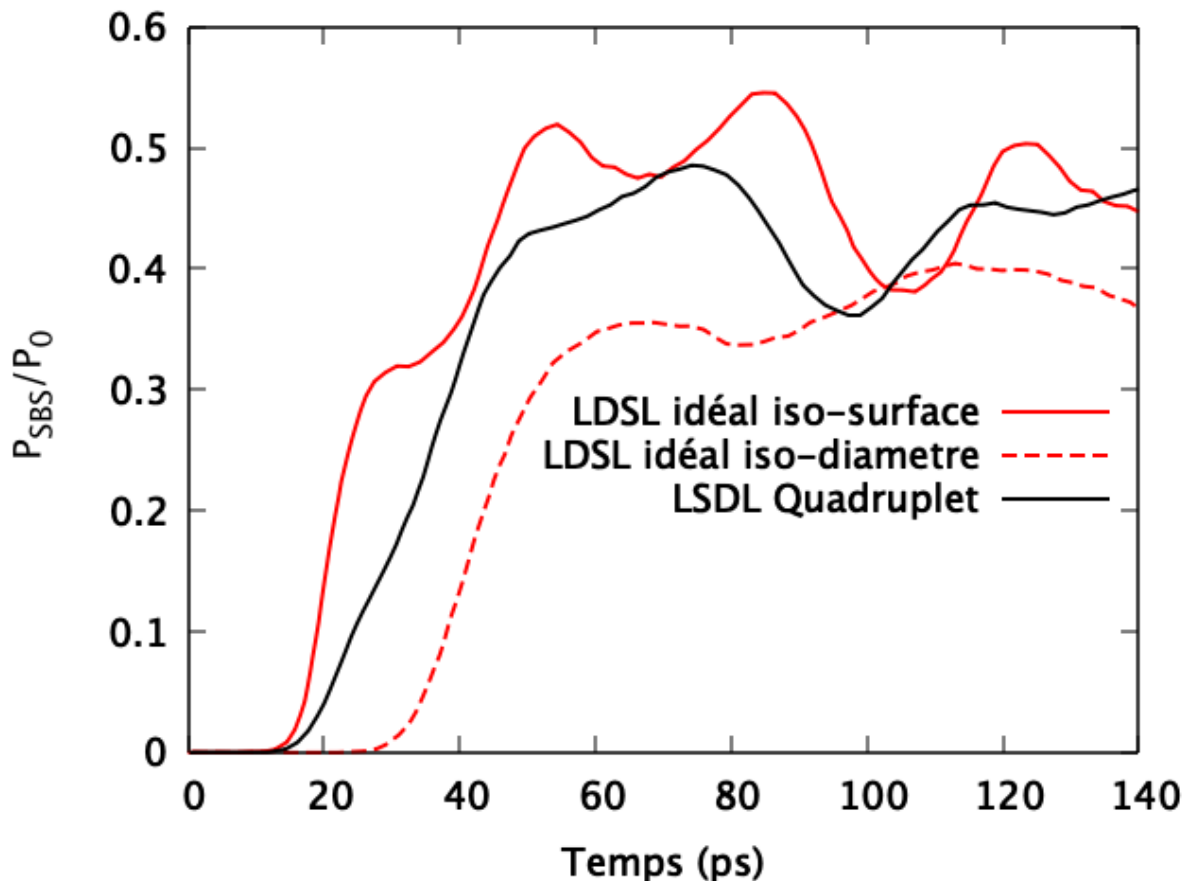


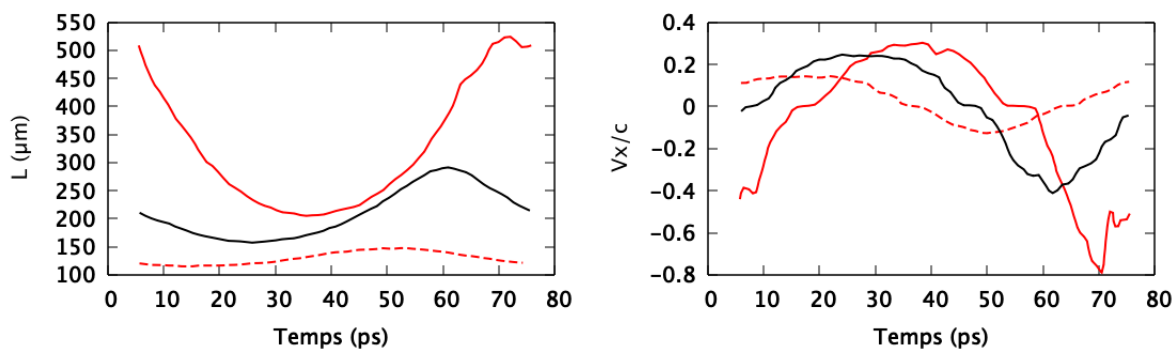
FIGURE 6.9 – Évolution temporelle de la RBS pour un quadruplet synchronisé en noir, un faisceau unique de même surface en trait plein rouge et un faisceau unique de même diamètre en trait pointillé rouge.

Ces résultats s'interprètent facilement par la forme du faisceau en champ proche comme démontré Chapitre 5.

Comme dans la partie 5.3, nous étudions les caractéristiques des points chauds dans le vide. À partir de ces caractéristiques, et en considérant un profil plasma homogène et de densité constante, nous calculons le gain instantané linéaire pour la RBS. Le gain est calculé à l'aide de rayons contra-propagatifs à la direction de propagation pendant toute une période de modulation.

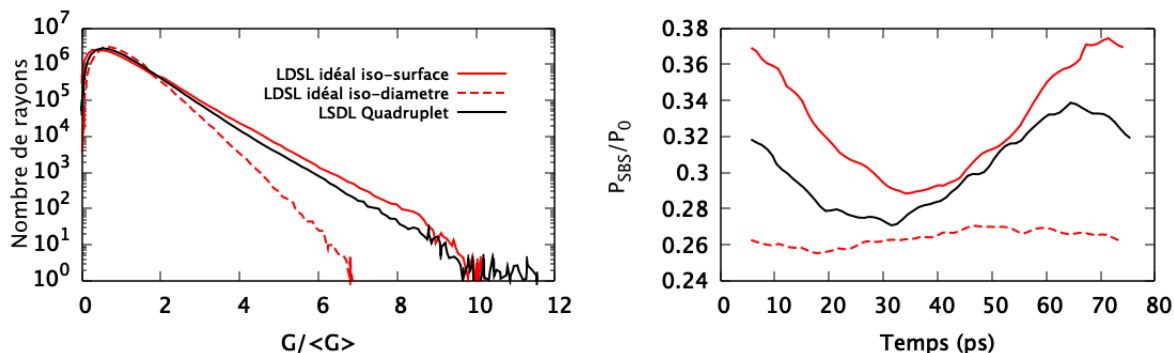
Nous pouvons voir l'évolution temporelle de la longueur moyenne des points chauds Figure 6.10a, l'évolution temporelle de la vitesse longitudinale moyenne Figure 6.10b, l'histogramme des gains cumulés Figure 6.10c et enfin l'énergie rétrodiffusée calculée à partir du modèle simplifié présenté dans le Chapitre 5. On notera également un léger déphasage entre les cas dans l'évolution temporelle de chaque grandeur qui s'interprète par la modification du temps retard.

Les résultats sont conformes avec les résultats obtenus Chapitre 5. En effet, le cas où le faisceau est plus petit en champ proche va produire des points chauds en moyenne plus longs et avec une variation de la vitesse longitudinale moyenne plus importante. Cela se traduit par un gain plus élevé dans les rayons et donc à une énergie rétrodiffusée plus importante.



(a) Évolution temporelle de la longueur moyenne des points chauds.

(b) Évolution temporelle de la vitesse longitudinale moyenne des points chauds.



(c) Histogrammes des gains cumulés sur une période de modulation pour les techniques de lissage. Le nombre de rayons est exprimé en fonction du gain normalisé à sa valeur moyenne $\langle G \rangle$.

(d) Évolution temporelle de la réflectivité calculée à par-modulation pour les techniques de lissage. Le nombre tir du modèle simplifié.

FIGURE 6.10 – Étude de la propagation dans le vide d'un quadruplet synchronisé en noir, un faisceau unique de même surface en trait plein rouge et un faisceau unique de même diamètre en trait pointillé rouge.

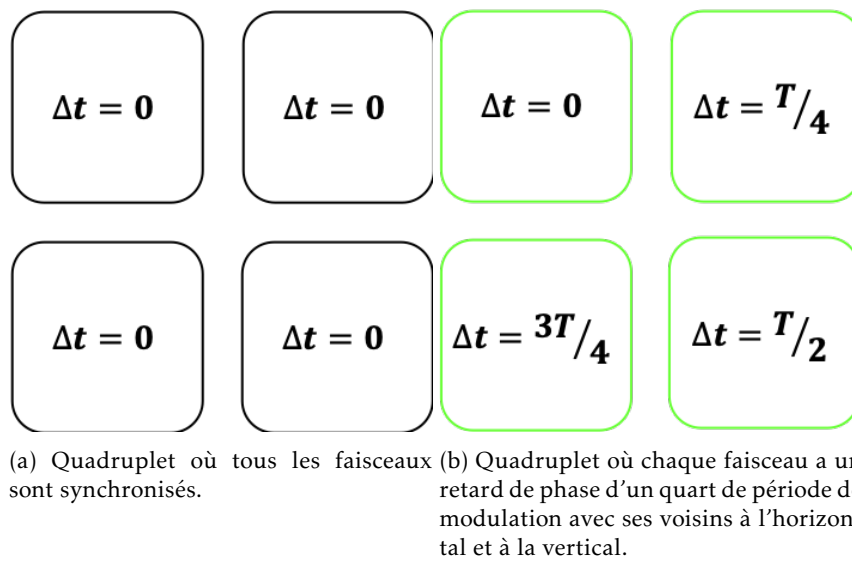


FIGURE 6.11 – Représentation schématique en champ proche des retards de phase appliqués aux différents quadruplets considérés.

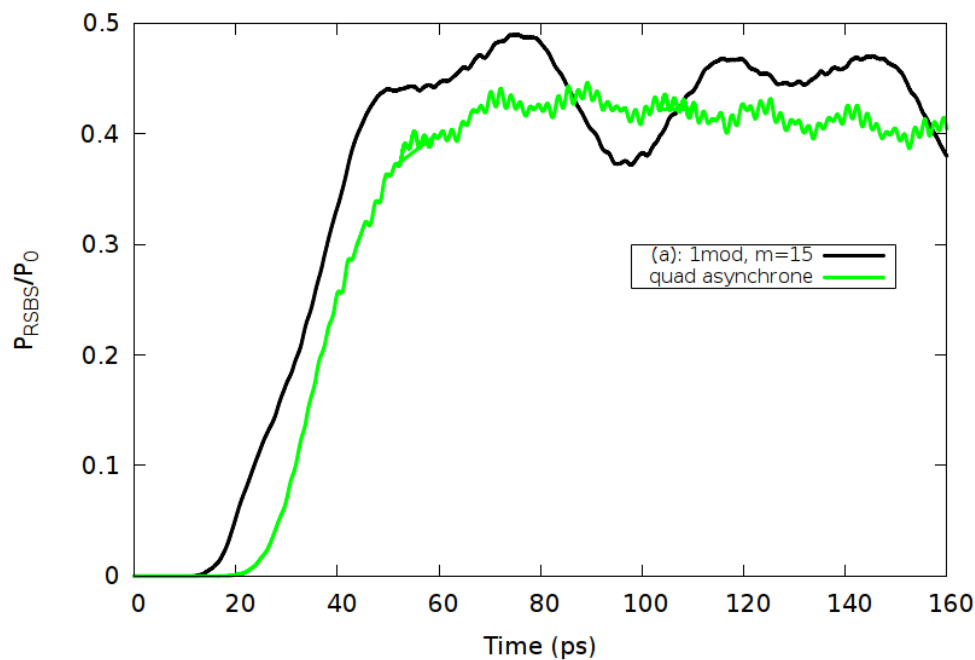


FIGURE 6.12 – Évolution temporelle de la RBS pour un quadruplet synchronisé en noir et un quadruplet où les faisceaux sont désynchronisés à des quarts de période en vert.

6.2.3 Synchronisation en centre chambre

Nous regardons maintenant l'influence de l'asynchronisme des faisceaux sur la RBS. En effet, nous avons fait remarquer plus haut que la synchronisation des phases des faisceaux intra-quadruplet à leur arrivée en centre chambre n'était pas parfaite. Nous allons ici nous placer dans le cas extrême où chaque faisceau du quadruplet possède un retard de phase d'un quart de période de modulation avec ses faisceaux voisins à la verticale et à l'horizontale comme représenté Figure 6.11. Ce retard de phase, est appliqué numériquement de la même manière que dans le Chapitre 5. La mesure par simulation de l'énergie rétrodiffusée est représentée Figure 6.12. On remarque que le niveau de saturation moyen de

la RBS est le même dans les deux cas, cependant, on observe une amplitude de modulation beaucoup plus faible autour de cette valeur.

Bien que l'étude statistique des points chauds lors d'une propagation dans le vide n'ait pas été réalisée pour ces cas, compte tenu de l'ensemble des résultats précédents, on peut tout de même émettre une hypothèse sur l'origine de cette atténuation de la modulation. En effet, nous avons vu que la longueur effective d'interaction évolue de façon quasi-sinusoidale au cours du temps avec une période égale à celle de la période de modulation. On peut donc supposer que cette atténuation est le résultat de la somme des contributions de chaque faisceau du quadruplet. En effet, la somme de quatre sinusoides parfaitement désynchronisées d'un quart de période successive est constante au cours du temps. On s'attend donc à observer une longueur effective moyenne constante au cours du temps et de même valeur moyenne dans le cas du quadruplet synchronisé. Ceci ne reste cependant qu'une hypothèse et devra donc être vérifié dans des études futures.

On remarquera tout de même que l'asynchronisme des faisceaux intra-quadruplet semble être bénéfique au lissage d'un quadruplet en ajoutant une nouvelle étape de décorrélation au sein de la tache focale. Au contraire, une synchronisation parfaite des faisceaux en centre chambre réduirait l'efficacité du lissage optique.

6.3 Réduction de l'effet de conversion FM-AM

Maintenant que nous avons déterminé dans quelle mesure un quadruplet LMJ réaliste nous éloigne du lissage idéal, nous allons nous intéresser à une amélioration de ses performances vis-à-vis de la conversion FM-AM. Pour cela, nous prendrons comme résultat de référence le cas du quadruplet parfaitement synchronisé défini précédemment. Nous commençons donc par expliquer d'où provient la conversion FM-AM, puis nous proposerons une solution pour réduire cette conversion et l'effet de celle-ci sur le lissage optique.

6.3.1 Conversion FM-AM

La conversion FM-AM tire son origine des modulations de phase du LMJ. Les impulsions LMJ sont modulées en phase pour deux raisons. Tout d'abord, parce que les niveaux de densité spectrale de puissance (DSP) pour une impulsion laser utilisée pour la FCI, et non élargie, dépasseraient le seuil transversal du Brillouin optique[72] à la fin de la chaîne d'amplification et endommageraient fortement les optiques. La seconde modulation sert à produire le lissage du faisceau. Pour le LMJ, deux modulations de phase sinusoidales différentes résolvent chacune de ces difficultés : nous les dénoterons modulation anti-Brillouin (AB) et modulation de lissage. Veuillez noter que la modulation AB annule la diffusion Brillouin dans la chaîne laser mais a un impact presque négligeable sur l'atténuation de la RBS dans le plasma. L'atténuation est obtenue par la modulation de lissage.

Comme vu précédemment, une modulation de phase sinusoidale est définie par deux paramètres : la fréquence de modulation f_m et l'indice de modulation m (toujours défini à 3ω par la suite). Sur le LMJ, les paramètres de modulation AB sont $m_{AB} = 21$ et $f_{m,AB} = 1,8$ GHz et les paramètres de modulation de lissage sont $m = 15$ et $f_m = 14,25$ GHz.

Comme expliqué Chapitre 4, le spectre d'impulsion a théoriquement une largeur infinie après la modulation de phase, mais 98% de l'énergie du signal est inclus dans $\Delta f = 2(m+1)f_m$. Par conséquent, la modulation AB crée un spectre de bande passante de 79 GHz et la modulation de lissage crée une bande passante de 456 GHz. Lorsque les deux modulations de phase sont appliquées, le spectre global est la convolution des deux et la largeur spectrale est 535 GHz (79 GHz + 456 GHz).

La modulation de phase ne change pas la forme du profil d'intensité $I \propto |E(t)|^2$, mais si pendant la propagation le spectre optique est modifié, une partie de la modulation de phase (c'est-à-dire la modulation de fréquence) est convertie en modulation d'intensité non désirée (c'est-à-dire la modulation d'amplitude). C'est ce qu'on appelle la conversion FM-AM. Comme la conversion FM-AM se produit pendant la propagation du faisceau, elle peut être différente d'un faisceau à l'autre et varie en fonction du point considéré dans la chaîne.

Par exemple, si l'on considère les modulations de phase LMJ standard (modulation de lissage et modulation anti-Brillouin) et que l'on applique une fonction de transfert théorique comme un filtre passe-bande gaussien, l'intensité laser obtenue sera modulée, comme l'illustre la Figure 6.13.

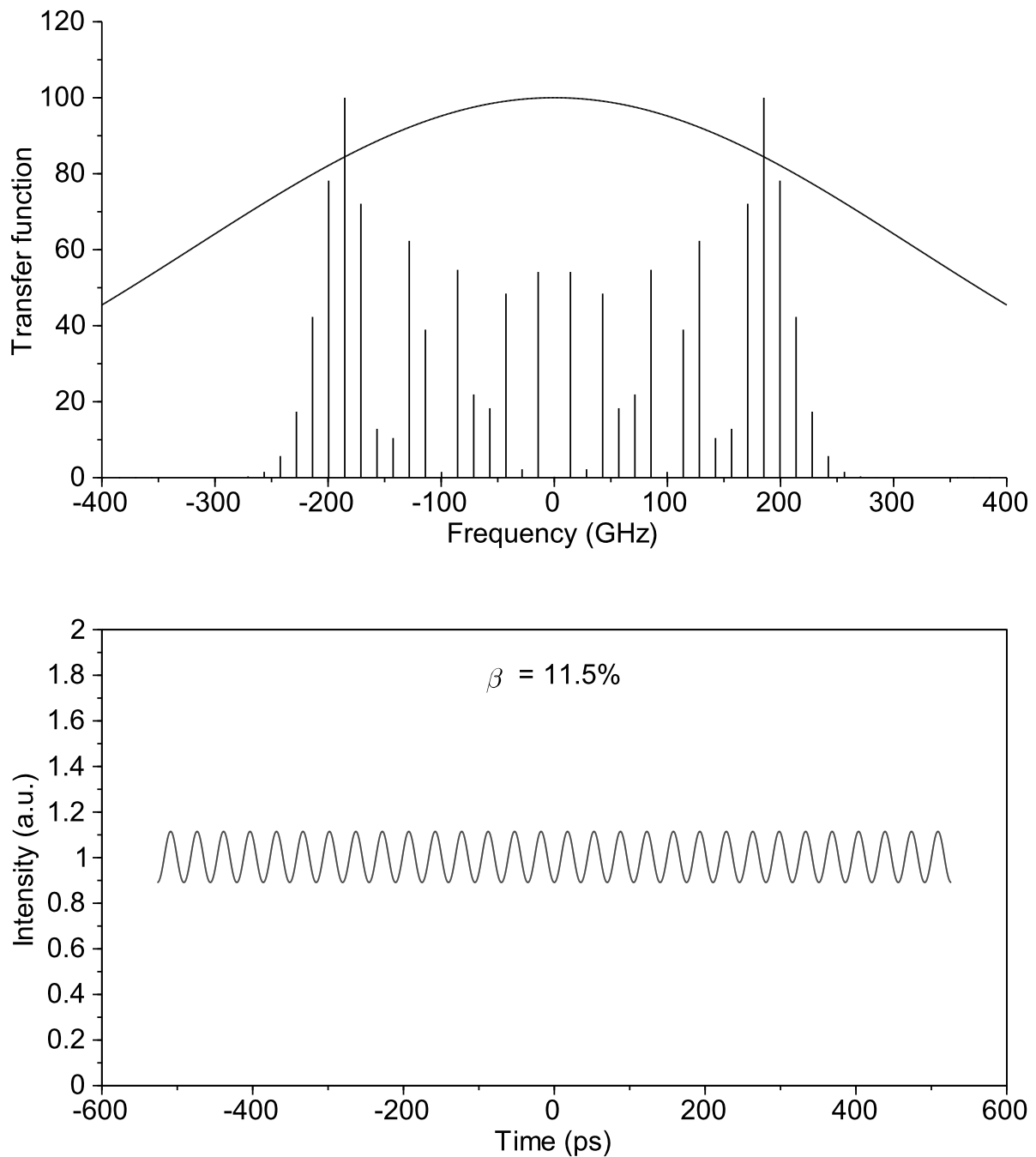


FIGURE 6.13 – En haut : la densité spectrale de puissance (DSP) d'un signal LMJ modulé en phase (en utilisant uniquement la modulation de lissage à 1ω) et un filtre passe-bande gaussien, avec une FWHM de 300 GHz. En bas : l'évolution temporelle résultante de l'intensité avec la fonction de transfert appliquée, qui montre la conversion FM-AM. Notez qu'il n'y aurait pas de modulation et que l'intensité serait constante dans le temps si aucune fonction de transfert n'était appliquée.

Pour quantifier la conversion FM-AM, on utilise le paramètre de surmodulation d'intensité β défini par l'expression suivante :

$$\beta = \frac{P_{max}}{P_{mean}} - 1 \quad (6.1)$$

où P_{max} et P_{mean} sont les puissances optiques maximale et moyenne sur une période de modulation de phase $1/f_m$. Idéalement, β devrait être égal à zéro. Le niveau de conversion FM-AM β pour un tir laser de 7,5 kJ en fonction de la profondeur de modulation du lissage a été calculé en utilisant le modèle développé au cours d'une thèse précédente [73]. Comme attendu, β augmente avec m et pour la valeur nominale $m = 15$, β est égal à 30%, comme illustré dans la Figure 6.14. Comme le LMJ contient un filtrage de la phase et de l'amplitude spectrale, l'augmentation est non linéaire. Ainsi, en divisant m par 2, on obtient une réduction de β de plus de 2.

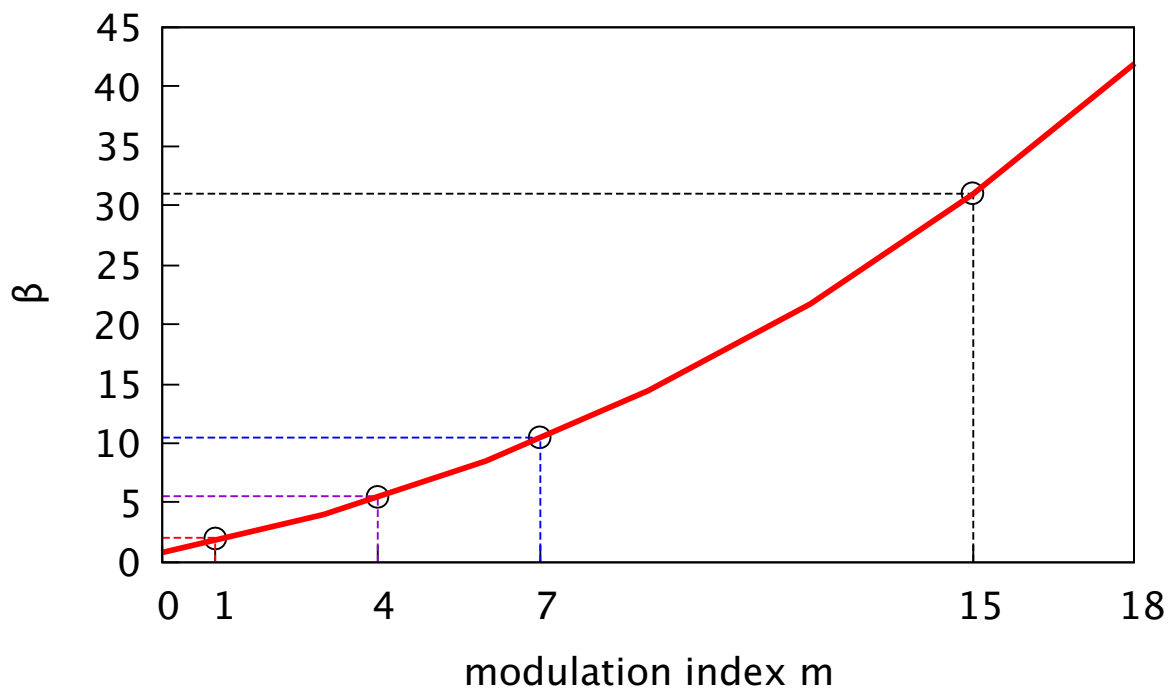


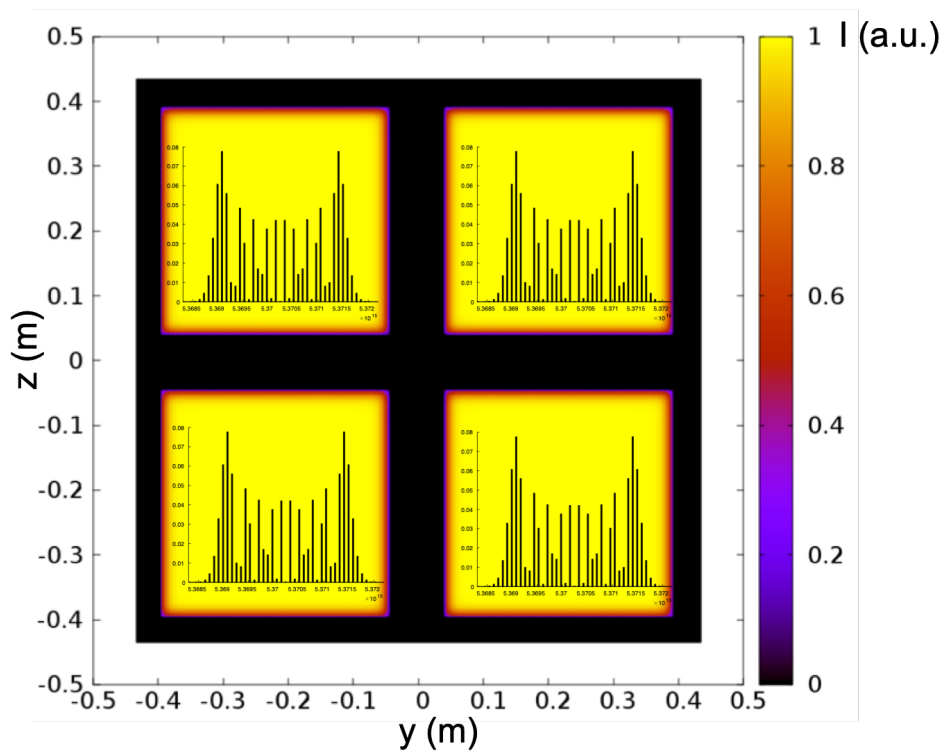
FIGURE 6.14 – Évolution du niveau de conversion FM-AM β pour un tir laser de 7,5 kJ en fonction de la profondeur de modulation du lissage.

Par conséquent, l'impact de l'indice de modulation sur le niveau de conversion FM-AM et la nécessité de trouver des moyens de réduire son niveau sur le LMJ sont clairement visibles.

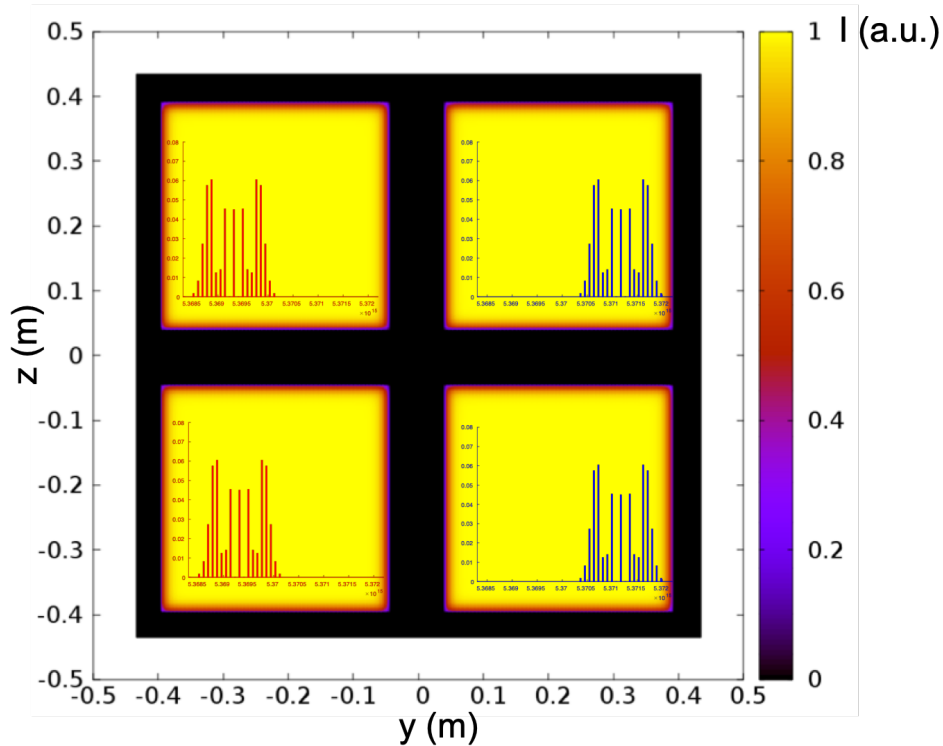
6.3.2 Comment réduire la profondeur de modulation ?

Considérant que l'efficacité du lissage (contraste, temps de cohérence, etc.) dépend de l'endroit où l'ensemble des faisceaux se chevauchent, et que la conversion FM-AM est différente pour chaque faisceau et dépend, entre autres, de l'indice de modulation et de la fréquence, nous proposons un moyen de réduire le niveau de conversion FM-AM sans modifier l'efficacité du lissage. En effet, si nous réduisons d'un facteur deux l'indice de modulation utilisé sur le LMJ et utilisons deux longueurs d'onde différentes pour les faisceaux gauche et droit du quadruplet, comme le montre la Figure 6.15, nous pouvons obtenir la même largeur de bande et à peu près la même composition spectrale au plan focal, ce qui réduira la conversion FM-AM de 30% à 10% selon la Figure 6.14. Dans ce qui suit, nous utilisons la largeur de bande totale au plan focal comme largeur de bande du quadruplet, qui est définie comme $\Delta f_{spot} = \Delta f + \Delta f_{mod}$, où Δf_{mod} est l'écart entre les fréquences centrales des modulations de phase.

Cela est rendu possible grâce à l'architecture particulière du LMJ. En effet, les faisceaux du côté droit et les faisceaux du côté gauche sont traités par deux MPA différents, comme discuté précédemment



(a) Schéma LMJ standard.



(b) Schéma avec différentes modulations de phase appliquées aux faisceaux de gauche et aux faisceaux de droite.

FIGURE 6.15 – Coupe d'intensité du quadruplet dans le champ proche et représentation symbolique du spectre dans chaque faisceau du quadruplet.

(Figure 6.4). Par conséquent, la paire de faisceaux de gauche peut être différente temporellement et spectralement de la paire de faisceaux de droite.

D'autres mécanismes de lissage semblables à cette approche ont déjà été proposés par le passé. Sur le laser NOVA au LLNL, un schéma de lissage du faisceau à quatre couleurs [24] a été mis en œuvre. La mesure de l'éclairement énergétique en champ lointain a montré une variation d'intensité de 25% rms avec quatre couleurs, fournissant une largeur de bande totale de 1,32 nm. (360 GHz) à 1ω , et a été calculée pour atteindre ce niveau en 3 ps. De plus, un SSD de 0,2 nm (55 GHz) de bande passante pourrait être utilisé pendant la séparation spatiale des faisceaux modulés en fréquence afin de fournir un lissage supplémentaire, atteignant un niveau de variation d'intensité de 16% rms.

Plus tard, des simulations [74] utilisant des plasmas uniformes à nombre atomique Z faible et des expériences [75] avec plasma de *gasbag* ont montré que le lissage à quatre couleurs avec SSD permettait de réduire le niveau de RBS d'un facteur cinq par rapport au lissage SSD une couleur.

On fera remarquer cependant, qu'en ce qui concerne l'instabilité Raman stimulée, le bénéfice apporté par le schéma à quatre couleurs disparaît. De plus, l'utilisation de plusieurs fréquences peut conduire à des échanges d'énergie lorsque des faisceaux laser dont la fréquence est décalée se croisent dans un plasma à grande échelle [76, 77]. Pour ces raisons, le schéma à quatre couleurs n'a pas été mis en œuvre sur le NIF pour le lissage des faisceaux. Toutefois, afin d'atténuer le transfert d'énergie entre les faisceaux, il a été décidé d'implanter différentes couleurs sur le NIF, mais réparties par cône. Ce décalage de longueur d'onde est couramment utilisé sur le NIF pour améliorer la symétrie d'éclairement dans les expériences d'allumage [78].

Enfin, plus récemment, un nouveau concept d'installation laser, StarDriver™[79], composée de 10^5 à 10^6 faisceaux a été évoqué. Chaque faisceau délivrant chacun de façon nominale 100 J en impulsions de $\sim 3 - 30$ ns à une longueur d'onde nominale autour de 355 nm. Chaque faisceau est à bande passante relativement étroite pour faciliter une performance laser maximale, mais l'ensemble des faisceaux couvre une large gamme de fréquences.

En nous restreignant à l'architecture du LMJ avec une approche moins drastique, et en utilisant une bande passante plus petite et seulement un lissage à deux couleurs, nous montrons par la suite que nous pouvons réduire la conversion FM-AM de 30% à 5% tout en maintenant le même niveau d'atténuation de la RBS que le SSD à une couleur habituellement utilisé.

6.3.3 Répartition spectrale

Bien que la modulation AB ait un effet sur la conversion FM-AM [73], ses effets sur l'efficacité du lissage sont toutefois négligeables. Par conséquent, nous n'avons utilisé que la modulation de lissage dans toutes nos simulations.

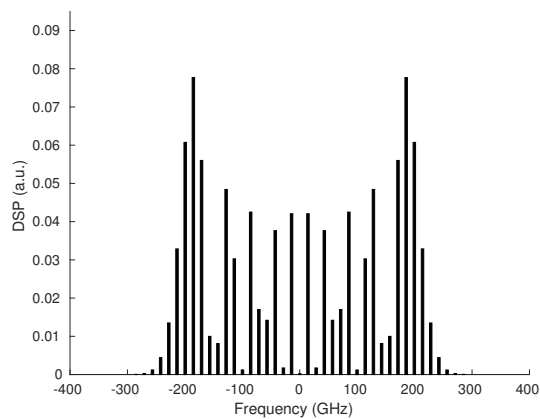
Comme expliqué ci-dessus, il est possible sur le LMJ de modifier spectralement les faisceaux du côté gauche d'un quadruplet par rapport aux faisceaux du côté droit. Pour évaluer l'impact qu'une telle technique pourrait avoir sur l'atténuation de la RBS, nous avons mené une étude paramétrique.

Tout d'abord, nous répartissons équitablement le spectre du quadruplet entre les faisceaux. Nous avons utilisé la même modulation de phase avec $f_m = 14,25$ GHz et $m = 7$ sur les faisceaux du côté gauche du quadruplet et les faisceaux du côté droit, avec un $\Delta f_{mod} = 285$ GHz entre les deux longueurs d'onde centrales, comme illustré dans la Figure 6.15b et la Figure 6.16b.

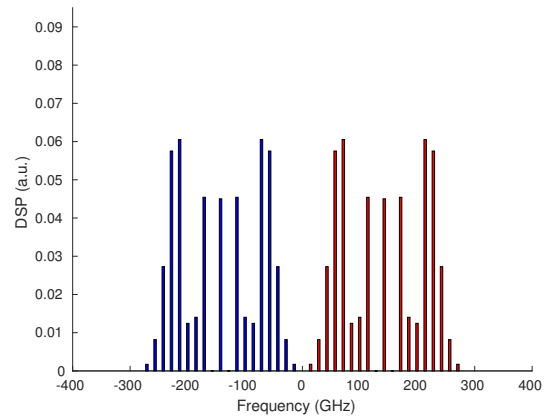
De cette façon, nous avons obtenu une densité spectrale et une largeur de bande au plan focal similaires à celles de la configuration LMJ standard. Le niveau de RBS atteint avec cette configuration est presque identique au niveau de RBS dans la configuration nominale (Figure 6.17). Cependant, en utilisant deux modulations de phase d'indice de modulation $m = 7$, nous sommes capables de réduire la conversion FM-AM de 30% à 10%.

Une façon courante d'évaluer l'efficacité d'un schéma de lissage consiste à examiner à la fois le contraste intégré C du champ optique au plan focal et le temps de cohérence τ_c [11] qui représente la durée de vie de la figure de tavelure, et doit donc être aussi faible que possible. Nous rappelons que nous calculons le contraste intégré jusqu'à un temps t_{int} dans le plan d'entrée (c'est-à-dire 300 μm avant le plan focal) de notre simulation comme suit :

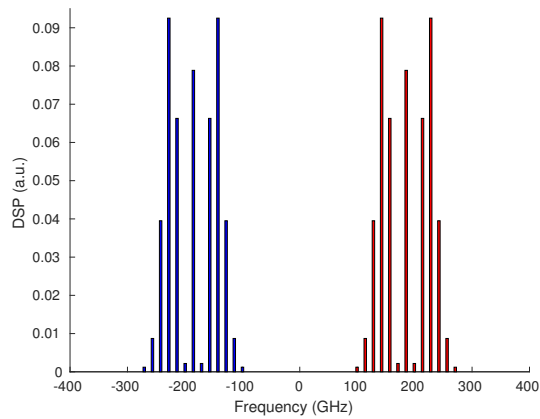
$$C = \frac{1}{t_{int}} \int_0^{t_{int}} \frac{\sqrt{\langle I^2(t) \rangle_{yz} - \langle I(t) \rangle_{yz}^2}}{\langle I(t) \rangle_{yz}} dt. \quad (6.2)$$



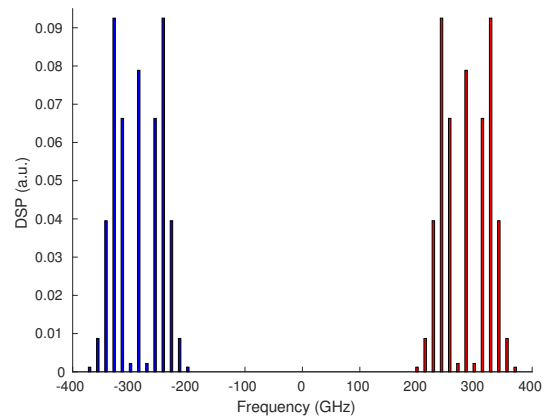
(a) Modulation de phase nominale du LMJ avec $f_m = 14.25$ GHz, $m = 15$ sur tous les faisceaux.



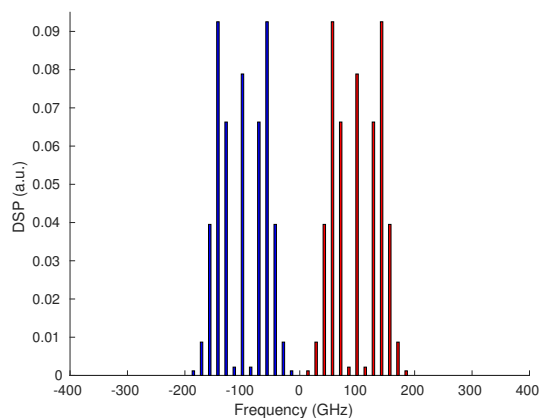
(b) Répartition spectrale sur 2 modulations de phase avec $f_m = 14.25$ GHz, $m = 7$ et un espace de $\Delta f_{mod} = 285$ GHz entre les deux fréquences centrales.



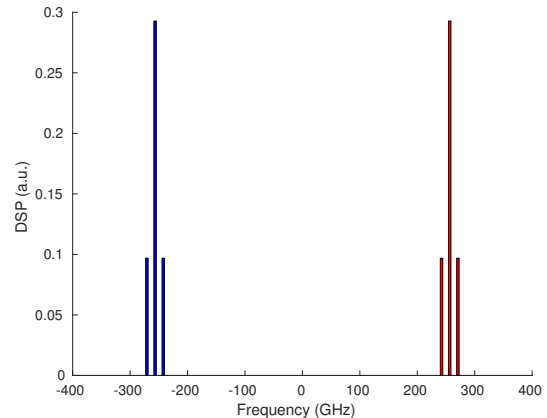
(c) Répartition spectrale sur 2 modulations de phase avec $f_m = 14.25$ GHz, $m = 4$, $\Delta f_{mod} = 370.5$ GHz.



(d) Répartition spectrale sur 2 modulations de phase avec $f_m = 14.25$ GHz, $m = 4$, $\Delta f_{mod} = 570$ GHz.



(e) Répartition spectrale sur 2 modulations de phase avec $f_m = 14.25$ GHz, $m = 4$, $\Delta f_{mod} = 199.5$ GHz.



(f) Répartition spectrale sur 2 modulations de phase avec $f_m = 14.25$ GHz, $m = 1$, $\Delta f_{mod} = 513$ GHz.

FIGURE 6.16 – La DSP résultant de la modulation de phase du lissage dans le plan focal.

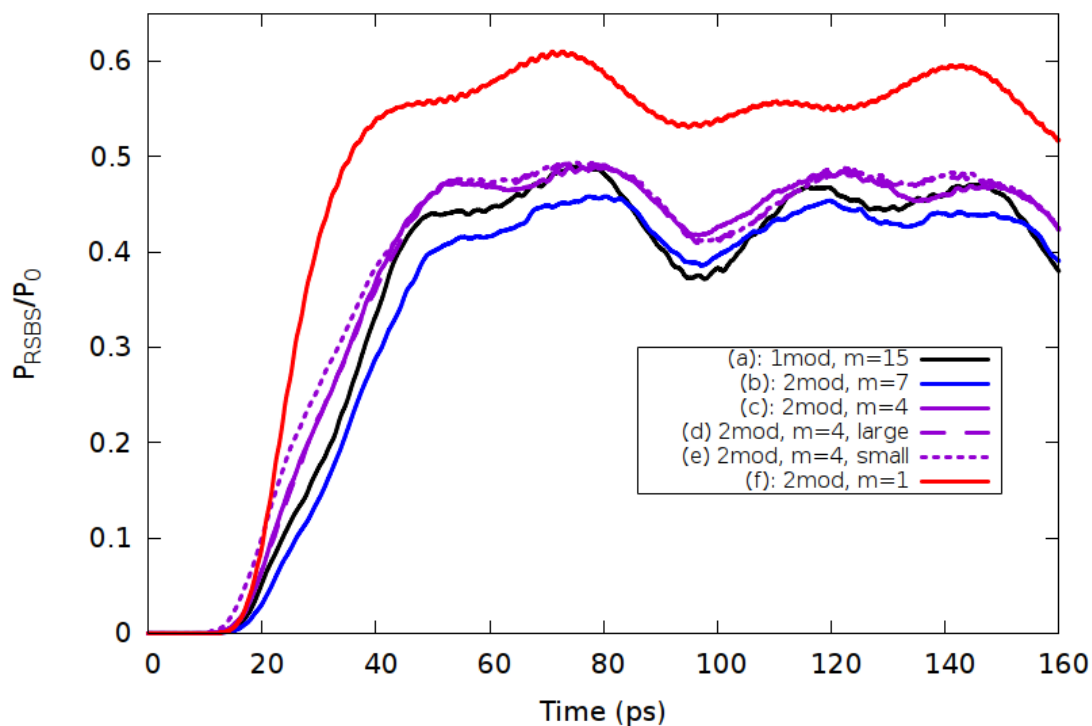


FIGURE 6.17 – Évolution temporelle de la RBS sur 160 ps pour les schémas de lissage définis Figure 6.16.

Le contraste intégré sur une période de modulation $T = 1/f_m$, atteint $C = 25,2\%$ pour la configuration nominale ($m = 15$), comme le montre la Figure 6.18.

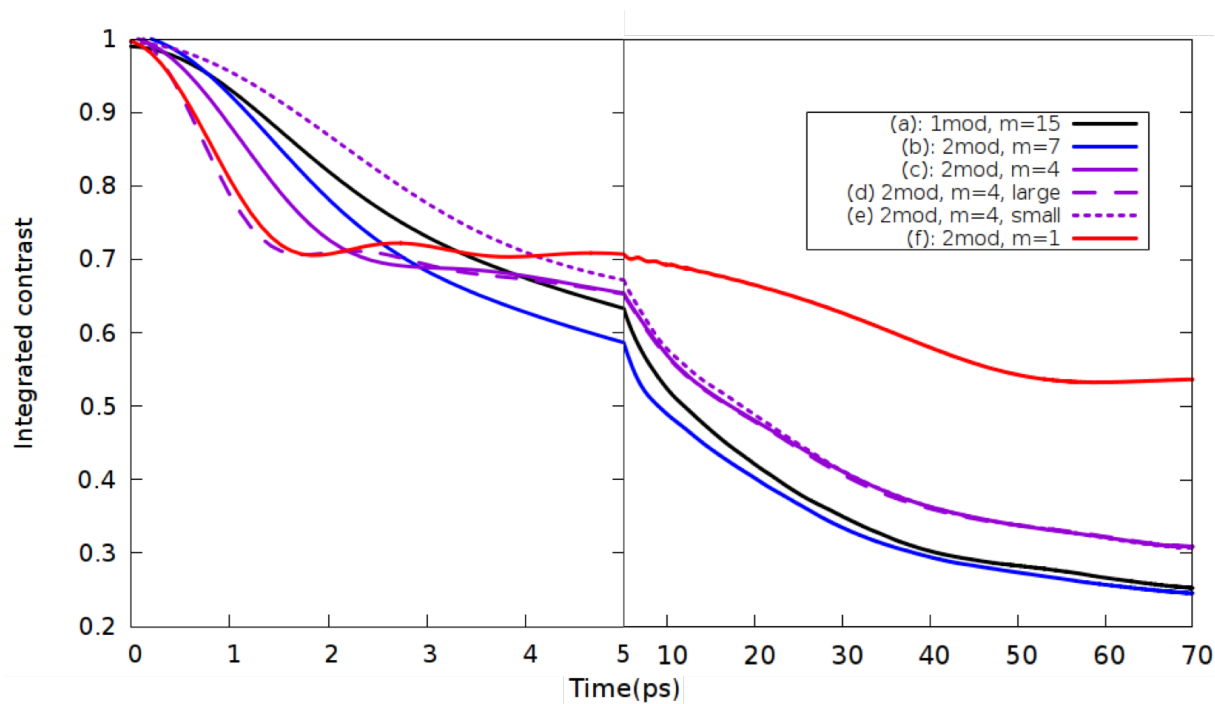


FIGURE 6.18 – Contraste intégré en fonction du temps sur une période de modulation T pour les schémas de lissage définis Figure 6.16. Veuillez noter que l'échelle temporelle change à partir de 5 ps.

Cette valeur est légèrement supérieure au contraste intégré calculé dans le plan focal à l'aide de la méthode [80] :

$$C_{th} = \sqrt{\sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(m)^4}, \quad (6.3)$$

et donnant une valeur théorique de $C_{th} = 21,4\%$. La différence est principalement due au fait que notre contraste n'est pas calculé dans le plan focal et que nous utilisons un quadruplet de faisceaux au lieu d'un grand faisceau circulaire [81]. De plus, le temps de cohérence [80] τ_c d'un faisceau avec bande passante totale de Δf_{spot} est approximativement égal à $1/\Delta f_{spot} = 2,2$ ps. Le temps de cohérence étant l'échelle de temps sur laquelle le champ optique évolue, il est directement lié à l'évolution du contraste pendant les premières picosecondes (voir la première partie de la Figure 6.18) : plus le temps de cohérence est faible, plus l'évolution du contraste est rapide.

Si l'on considère maintenant le schéma de distribution spectrale, qui utilise deux fois la même modulation de phase, et en supposant qu'il n'y a pas de chevauchement entre les spectres des faisceaux droit et gauche, l'équation (6.3) peut être adaptée en :

$$C_{2mod} \approx \sqrt{2 \times \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left(\frac{J_n(m)}{\sqrt{2}} \right)^4} \quad (6.4)$$

qui donne une valeur de $C_{2mod} \approx 21,2\%$ similaire au cas nominal. Si l'on considère maintenant le contraste intégré (Figure 6.18) obtenu en utilisant le schéma de distribution spectrale, on observe qu'il atteint également la même valeur que le cas nominal. De plus, le temps de cohérence calculé est presque le même que dans la configuration nominale. Globalement, il en résulte une diminution du maximum du niveau RBS de 49% à 46% (Figure 6.17). Toutes les valeurs numériques pour la conversion FM-AM, le contraste intégré, le temps de cohérence et le pourcentage de la puissance maximale rétrodiffusée sont résumées dans le Tableau 6.1.

Nous avons encore réduit la conversion FM-AM en réduisant davantage la profondeur de modulation à $m = 4$, comme illustré dans la Figure 6.16c et $m = 1$, Figure 6.16f (presque identique à un lissage deux couleurs sans SSD), en maintenant la même largeur de bande globale au plan focal. Avec une profondeur de modulation de $m = 4$, le maximum du niveau de RBS est le même que dans la configuration nominale : 49%, mais avec $m = 1$ le niveau de RBS monte à 61%. On peut voir l'importance de la densité spectrale au point focal mise en évidence par la corrélation entre le contraste intégré sur une période de modulation et le niveau de RBS.

Bien que les deux configurations réduisent considérablement la conversion FM-AM, jusqu'à 5% pour $m = 4$ et 2% pour $m = 1$, un compromis doit être trouvé entre la réduction de la conversion FM-AM et le contrôle de la quantité de puissance rétrodiffusée dans le système.

Comme le schéma avec $m = 4$ remplit les deux aspects du compromis, avec une réduction importante de la conversion FM-AM, de 30% à 5%, et aucune augmentation du niveau maximum de RBS, il semble le plus intéressant à exploiter.

Nous examinons maintenant l'influence du temps de cohérence. Nous avons changé la valeur de Δf_{mod} , ce qui change la valeur de Δf_{spot} et donc la valeur du temps de cohérence. Si nous augmentons le Δf_{mod} comme illustré dans la Figure 6.16d pour $m = 4$ avec une largeur de bande globale résultante de $\Delta f = 713$ GHz, le niveau de la puissance rétrodiffusée n'est pas réduit (Figure 6.17).

De même, si nous diminuons maintenant l'écart entre les deux longueurs d'onde centrales comme illustré à la Figure 6.16e pour $m = 4$ avec une largeur de bande totale résultante de $\Delta f = 342$ GHz (plus de la moitié du précédent), le niveau de rétrodiffusion reste le même (Figure 6.17). Par conséquent, dans le régime considéré de faible amortissement, le niveau maximum de RBS est indépendant du temps de cohérence et de la valeur de Δf_{mod} . Des simulations complémentaires avec un niveau d'amortissement supérieur ont été réalisées [69]. Ces simulations montrent que les tendances présentées dans ce chapitre restent valables mais avec une légère dépendance à la valeur de Δf_{mod} . Ainsi, on trouve que pour un plasma très faiblement amorti (à condition que la fréquence de modulation soit suffisamment élevée), la RBS réagit principalement au lissage intégré dans le temps ; en d'autres termes : la RBS est principalement corrélée au contraste intégré, qui reste inchangé dans les deux cas après une période de modulation (Figure 6.18). Ainsi, la valeur de Δf_{mod} est en fait un degré de liberté dans l'atténuation de la RBS et peut être utilisée par exemple pour un meilleur contrôle du transfert d'énergie au croisement

Schéma de lissage	m	Δf_{spot}	C	τ_c	β	max RBS
(a)	15	456 GHz	25.2%	2.2 ps	30%	49%
(b)	7	513 GHz	24.6%	1.9 ps	10%	46%
(c)		513 GHz		1.9 ps		
(d)	4	713 GHz	30.9%	1.4 ps	5%	49%
(e)		342 GHz		2.9 ps		
(f)	1	570 GHz	53.7%	1.8 ps	2%	61%

TABLEAU 6.1 – Résumé des valeurs de la profondeur de modulation, la bande passante globale au plan focal, du contraste intégré, du temps de cohérence, du taux de conversion FM-AM et du pourcentage de puissance maximale rétrodiffusée obtenues pour chaque schéma de lissage.

des faisceaux.

6.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons détaillé l'architecture d'une chaîne laser du LMJ et décrit les choix ayant entraîné l'utilisation du LDSL sur ce dernier. Après avoir vérifié la prévalence du lissage SSD sur une simple mise en forme spatiale, nous avons comparé l'efficacité de ce lissage par rapport au cas idéal des chapitres précédents et montré une fois de plus la dépendance à la longueur d'interaction effective des points chauds.

De plus, il a été démontré que la désynchronisation intra-quadruplet sur LMJ est bénéfique au lissage vis-à-vis de la RSB. En effet, celle-ci permet d'ajouter une nouvelle étape de décorrélation entre les quatre faisceaux du quadruplet.

Par la suite, nous avons illustré une nouvelle façon de réduire l'effet de la conversion FM-AM inévitablement présent dans les lasers de puissance tels que le NIF ou le LMJ. Cette technique est possible sur le LMJ grâce au fait que les faisceaux du côté gauche et les faisceaux du côté droit d'un quadruplet sont traités par deux MPA différents. Elle consiste à diviser le spectre total (et donc la largeur de bande spectrale) habituellement utilisé sur un quadruplet, en deux spectres plus petits, un sur les faisceaux de gauche et un sur les faisceaux de droite. Cela a pour effet de réduire considérablement la conversion FM-AM de 30% à 5% si deux modulations de phase de profondeur de modulation $m = 4$ sont utilisées. En outre, nous avons montré que la réduction du niveau de RBS par cette technique pourrait être aussi efficace que l'utilisation de la modulation de fréquence standard, si la distribution spectrale était effectuée tout en maintenant la densité spectrale au point focal, la RBS réagissant principalement au lissage intégré dans le temps. En effet, si la bande passante totale au point focal est maintenue, mais que la bande passante SSD par modulation de phase est réduite, ce qui dans le cas extrême correspond à un lissage à deux couleurs sans SSD, on observe une augmentation du niveau de RBS.

Nous avons également montré que le temps de cohérence, contrôlé par le paramètre Δf_{mod} , n'avait aucun effet sur le niveau maximum de la RBS atteint. Pour l'instant limité à la RBS, ceci peut être utilisé pour d'autres études, afin d'étudier les effets de l'utilisation de ces techniques sur la diffusion Raman stimulée, ainsi que l'effet sur la propagation des faisceaux et les instabilités laser-plasma associées, comme le transfert d'énergie entre faisceaux.

Conclusions et perspectives

Utilisé depuis maintenant plusieurs décennies, le lissage optique pour les expériences de fusion par confinement inertiel suscite toujours de nombreuses questions. Les progrès informatiques de ces dernières années ont cependant permis à ce domaine de recherche de se développer considérablement grâce notamment à des simulations numériques reposant sur des modèles physiques de plus en plus précis.

D'un point de vue pratique, le domaine de la fusion a beaucoup évolué et plusieurs lasers de puissance, en partie dédiés à la réalisation de ces expériences de fusion, sont déjà en exploitation alors que de nouveaux lasers sont en phase de construction. Ces projets demandent cependant beaucoup d'investissements financiers et plusieurs années de préparation et bien sûr de construction. Cette latence inhérente aux grands projets fait qu'il n'est pas impossible de voir apparaître des écarts entre la technologie utilisée et celle qui permettrait d'obtenir de meilleures performances pour les expériences. Cela signifie par exemple, que les choix de lissage optique présents sur ces installations peuvent ne plus être optimaux au vu de nouveaux travaux de recherches. À cela peut s'ajouter d'autres problèmes inattendus lors d'expériences qui eux aussi demanderaient de modifier les choix passés. Il apparaît donc important de trouver de nouvelles solutions à ces problèmes afin d'améliorer les performances de ces installations.

Nous nous sommes intéressés en particulier au choix de lissage optique, ce qui demande de prendre en considération tous les secteurs physiques d'une installation :

- la physique du laser d'une part : génération de l'impulsion, sa mise en forme temporelle, spectrale et spatiale, sa propagation, sa focalisation, ses techniques optiques de lissage, la géométrie des faisceaux...
- la physique du plasma d'autre part : les ondes plasma, la propagation d'une onde électromagnétique dans le plasma, les interactions non-linéaires entre ondes électromagnétiques et ondes plasmas...

Comme pour d'autres domaines, il est nécessaire de trouver un compromis autour du lissage optique et c'est dans ce contexte que cette thèse propose de poser les premières briques permettant d'arriver à de nouveaux compromis pour le LMJ.

Ce manuscrit s'est développé autour de trois axes et objectifs. Premièrement, nous avons cherché à établir un état de l'art suffisamment exhaustif des domaines physiques considérés et un processus de simulation rigoureux les regroupant. Deuxièmement, nous avons appliqué ce processus pour comparer deux techniques de lissage afin d'avoir une compréhension fine des phénomènes physiques en jeu. Cela nous a permis d'être confiants vis-à-vis des résultats que nous avons obtenus, mais également de proposer de nouvelles solutions dans le dernier axe. Finalement, nous avons cherché à appliquer ces résultats au cas d'un quadruplet LMJ et entamer la démarche d'amélioration des performances de lissage.

Nous donnons par la suite plus de détails sur ces grands axes et enfin nous discuterons des futurs travaux à venir ou à entreprendre pour faire évoluer le compromis de lissage.

Conclusions

Nous avons débuté la première partie par une introduction générale du lissage optique en revenant sur le fait que celui-ci était une étape indispensable pour l'utilisation des grands lasers de puissance. Nous avons pour cela fait un état de l'art des techniques en place et montré comment celles-ci modifiaient et réduisaient les propriétés de cohérence spatiale et temporelle des faisceaux. Cela nous permet d'introduire un certain nombre de paramètres qui servent à évaluer l'efficacité de ces techniques d'un point de vue laser.

Cependant, il ne faut pas se limiter à ce point de vue purement laser mais considérer également l'efficacité de ces techniques à contrôler le développement des instabilités qui peuvent apparaître lors des expériences de fusion.

Dans le chapitre suivant, nous avons donc introduit les différents phénomènes physiques qui se développent dans les plasmas de fusion. Nous avons plus particulièrement développé la perte d'énergie produite par l'instabilité de diffusion Brillouin stimulée se développant notamment dans le plasma d'or d'un holhraum.

Nous avons par la suite réalisé un état de l'art des études qui ont déjà été menées concernant l'effet du lissage optique sur le contrôle des instabilités paramétriques produites lors de l'interaction laser plasma. Chaque grande installation a choisi ses propres paramètres de lissage : la technique principale utilisée sur le LMJ est le lissage par dispersion spectrale longitudinale, et une réservation a été faite pour la double polarisation, tandis que sur le NIF, le choix principal est un lissage par double polarisation (intra-quadruplet), associé à un léger lissage par dispersion spectrale transverse.

Nous avons finalisé la première partie en introduisant les simulations numériques, base fondamentale de nos travaux. Après avoir réalisé un état de l'art rapide de la simulation numérique pour les instabilités paramétriques, nous avons décrit le protocole de simulation couplant un code de propagation laser, LMJ_FOC, pour traiter le lissage optique, avec un code d'interaction laser-plasma, HERA, pour mesurer l'effet du lissage sur la rétrodiffusion Brillouin.

Nous avons donc défini les deux codes utilisés directement dans nos études à travers les modèles numériques utilisés, ainsi que les paramètres et données d'entrée de ces deux codes. Nous avons également donné un certain nombre d'exemples d'observables qui nous ont permis d'illustrer nos travaux.

Nous avons détaillé le processus de simulation que nous avons mis en place pour enchaîner les deux codes et les paramètres généraux utilisés dans les simulations, ainsi que la justification de leur choix.

Certains résultats ont été également obtenus par un autre code d'interaction laser-plasma : le code PARAX. Ces résultats, obtenus en collaboration avec Gilles Riazuelo, à partir des simulations qu'il a réalisées, traitent la propagation dans le vide des faisceaux laser lissés.

Nous avons dans la partie suivante appliqué les différents codes de simulation pour comparer l'efficacité des deux lissages optiques, d'abord d'un point de vue purement laser, puis sur la réduction de la rétrodiffusion Brillouin stimulée.

Nous avons commencé la partie laser en définissant avec plus de précision le lissage par dispersion spectrale longitudinale et le lissage par dispersion spectrale transverse, sujets de notre comparaison. Nous avons détaillé notre protocole de comparaison entre ces lissages, ainsi que le raisonnement derrière les choix faits pour chaque paramètre, notre postulat pour démarrer cette comparaison étant que les deux lissages doivent être comparés à flux et temps retard équivalents.

Nous avons par la suite observé leur propagation dans le vide et établi une comparaison factuelle des deux lissages. Nous avons constaté que les deux techniques de lissage présentaient de nombreuses similitudes. Certaines de ces similitudes étaient attendues comme l'évolution du contraste et de l'intensité des points chauds, alors que d'autres comme l'évolution de la vitesse longitudinale des points chauds, bien que déjà connues, sont intéressantes à rappeler. Enfin, on notera que les deux techniques présentent tout de même quelques différences comme bien sûr l'évolution de la vitesse transverse, mais également la valeur moyenne de la longueur et de la vitesse longitudinale.

Nous avons conclu cette partie par une comparaison approfondie entre les effets du LDST et du LDSL sur la RBS dans le contexte des expériences de FCI. Un modèle simple du taux de croissance de la RBS a été donné, mettant en évidence l'importance de la longueur effective de l'interaction entre la lumière rétrodiffusée et les points chauds. Cette longueur effective est fonction de la vitesse longitudinale et de la longueur des points chauds. Même si les premiers résultats ont montré une différence entre la croissance de la RBS des deux schémas de lissage, nous avons démontré que ces différences étaient principalement dues au fait que la longueur effective des points chauds n'était pas naturellement synchronisée dans nos simulations. Par conséquent, en synchronisant la longueur effective, nous avons obtenu une dynamique de la RBS comparable. Nous avons montré aussi que le niveau de saturation induit par les deux schémas de lissage était différent et pourrait s'expliquer par le nombre plus élevé de points chauds à forte valeur de gain pour le LDSL par rapport au LDST. Nous avons pu tirer deux conclusions principales de cette étude. D'une part, les deux techniques induisent la même dynamique de croissance de l'instabilité de RBS. D'autre part, le niveau de saturation de la RBS est différent. Dans un cas de lissage idéal et en

considérant uniquement la RBS, le lissage par dispersion spectrale transverse est légèrement meilleur que le lissage par dispersion spectrale longitudinale. Toutefois, il convient de noter que la différence entre les deux schémas de lissage reste bien plus faible que celle qui apparaît lorsque l'on modifie la valeur d'amortissement des ondes acoustiques ioniques ou l'intensité du laser. Cette partie a fait l'objet d'une publication parue dans la revue à comité de lecture *Physics of Plasmas* [81].

Dans la dernière partie, nous nous sommes éloignés de la configuration idéalisée du lissage étudiée dans les chapitres précédents pour nous intéresser à une configuration réaliste des grandes installations laser et notamment du LMJ. Les faisceaux laser sont alors regroupés en quadruplets.

Nous avons commencé cette partie en détaillant l'architecture d'une chaîne laser du LMJ et en décrivant les choix ayant entraîné l'utilisation du LDSL sur ce dernier. Après avoir vérifié la prévalence du lissage SSD sur une simple mise en forme spatiale, nous avons comparé l'efficacité de ce lissage par rapport au cas idéal des chapitres précédents et montré une fois de plus la dépendance à la longueur d'interaction effective des points chauds.

Nous avons par la suite établi les premières conclusions vis-à-vis de l'amélioration des performances d'un quadruplet LMJ. Nous avons d'abord démontré que la désynchronisation intra-quadruplet présente sur LMJ est bénéfique au lissage vis-à-vis de la RBS. En effet, celle-ci permet d'ajouter une nouvelle étape de décorrélation entre les quatre faisceaux du quadruplet.

Par la suite, nous avons illustré une nouvelle façon de réduire l'effet de la conversion FM-AM inévitablement présent dans les lasers de puissance tels que le NIF ou le LMJ. Cette technique est possible sur le LMJ grâce au fait que les faisceaux du côté gauche et les faisceaux du côté droit d'un quadruplet sont traités spatialement et spectralement par deux MPA différents. Elle consiste à diviser le spectre total, et donc la largeur de bande spectrale, d'un quadruplet, en deux spectres plus petits, un sur les faisceaux de gauche et un sur les faisceaux de droite. Cela a pour effet de réduire considérablement la conversion FM-AM. Ainsi, nous avons montré que nous pouvions passer d'une profondeur de modulation de 15 à une profondeur de 4 en gardant le même niveau maximum de rétrodiffusion et en réduisant la conversion FM-AM de 30% à 5%. Nous avons donc pu établir un premier compromis laser-expérience intéressant, apportant un réel bénéfice à l'installation LMJ. Ces derniers résultats sur la conversation FM-AM font l'objet d'une publication soumise à la revue à comité de lecture *Physical review Applied* [69].

Perspectives

Ces travaux ne sont que la première étape d'un long processus d'évolution visant à optimiser les performances des chaînes laser du LMJ. Des études à court terme, permettant d'approfondir les résultats obtenus au cours de cette thèse, peuvent être envisagées. Il serait par exemple intéressant de pouvoir réaliser un calcul exact (analytiquement ou numériquement) de la longueur effective L_{eff} introduite dans le Chapitre 5 ou bien de pouvoir analyser indépendamment l'influence de la vitesse longitudinale et de la longueur longitudinale des points chauds sur la RBS (cf. section 5.4.5). Compte tenu de l'importance de la longueur effective d'interaction et donc de la vitesse longitudinale moyenne des points chauds sur la RBS, il serait également intéressant d'analyser d'autres modulations de phase qui favoriseraient un mouvement moyen des points chauds réduisant la RBS. Une autre étude complémentaire serait de reconduire l'analyse statistique des points chauds dans le cas du lissage avec dispersion spectrale défini Chapitre 6, nous permettant de valider une fois de plus le modèle.

Enfin, à plus long terme, et afin de consolider les résultats, il convient de poursuivre les études autour de deux grands axes. D'une part il est intéressant de poursuivre cette étude approfondie des lissages optiques. En effet, comme nous l'avons fait remarquer, une réservation pour l'utilisation du lissage par double polarisation a été faite lors de la construction du LMJ. Il serait donc intéressant de regarder en détail ce lissage optique et de le comparer aux résultats précédents afin de quantifier son utilité sur l'installation. L'utilisation de cette technique pourrait par exemple permettre de réduire davantage la profondeur de modulation du lissage qui comme nous l'avons vu est responsable de la conversation FM-AM, extrêmement dangereuse pour l'installation.

D'autre part il est également nécessaire d'approfondir les études déjà menées en les élargissant à l'observation, d'un cône puis plusieurs, de la propagation des faisceaux mais aussi à d'autres instabilités paramétriques. En effet, nous nous sommes limités ici au contexte de la rétrodiffusion Brillouin stimulée, et dans un cas bien particulier, avec seulement un faisceau ou un quadruplet, or nous avons pu voir

que les instabilités plasma sont nombreuses comme par exemple l'instabilité Raman stimulée ou bien le transfert d'énergie par croisement de faisceaux. Sur ce dernier point nous avons donné quelques pistes d'études notamment via la réduction de la conversion FM-AM. Nous avons montré que le temps de cohérence, contrôlé par le paramètre d'écartement en fréquence entre les faisceaux intra-quadruplet de notre solution, n'avait aucun effet sur le niveau maximum de la RBS atteint. Ceci pourrait donc être utilisé pour des études en propagation avec croisement de faisceaux, afin de contrôler l'écartement spectral entre les faisceaux qui influe sur le transfert d'énergie entre eux.

On comprend donc que le processus est encore long et que les solutions proposées ne verront sûrement le jour que dans plusieurs années. Ces études restent cependant indispensables, elles sont sources de compréhension de phénomènes physiques a priori compliqués et permettent d'optimiser l'utilisation des grandes mais aussi des plus petites installations dans le futur.

Bibliographie

- [1] Alessandra BENUZZI-MOUNAIX. *La fusion nucléaire. Un espoir pour une énergie propre et inépuisable*. Belin, 2015.
- [2] Jean. ROBIEUX. *High power laser interactions*. Lavoisier, 2000, p. 1151. ISBN : 2743003324. URL : https://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig_q=RN:32005175.
- [3] 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. KRUEER, 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 et J. D. ZUEGEL. “Direct-drive inertial confinement fusion : A review”. In : *Phys. Plasmas* 22.11 (2015). ISSN : 10897674. DOI : 10.1063/1.4934714.
- [4] R. BETTI, V. N. GONCHAROV, R. L. MCCRORY et C. P. VERDON. “Growth rates of the ablative Rayleigh–Taylor instability in inertial confinement fusion”. In : *Phys. Plasmas* 5.5 (2002), p. 1446–1454. ISSN : 1070-664X. DOI : 10.1063/1.872802.
- [5] J. M. SOURES, R. L. MCCRORY, C. P. VERDON, A. BABUSHKIN, R. E. BAHR, T. R. BOEHLY, R. BONI, D. K. BRADLEY, D. L. BROWN, R. S. CRAXTON, J. A. DELETTREZ, W. R. DONALDSON, R. EPSTEIN, P. A. JAANIMAGI, S. D. JACOBS et Et AL. “Direct-drive laser-fusion experiments with the OMEGA, 60-beam, >40 kJ, ultraviolet laser system”. In : *Phys. Plasmas* 3.5 pt 2 (1996), p. 2108–2112. ISSN : 1070664X. DOI : 10.1063/1.871662.
- [6] John D. LINDL, Steven W. HAAN, Siegfried H. GLENZER, Richard L. BERGER, Peter AMENDT, S. Gail GLENDINNING, Otto L. LANDEN, Robert L. KAUFFMAN et Laurence J. SUTER. “The physics basis for ignition using indirect-drive targets on the National Ignition Facility”. In : *Phys. Plasmas* 11.2 (2004), p. 339–491. ISSN : 1070-664X. DOI : 10.1063/1.1578638.
- [7] Robert DAUTRAY, Jean-Paul WATTEAU et Luc. BERGÉ. *La Fusion thermonucléaire inertielle par laser. première partie : Interaction laser-matière [vol. 1]*. Eyrolles, 1993. ISBN : 2727201664. URL : https://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig_q=RN:25076331.
- [8] T. CHAPMAN, P. MICHEL, J.-M. G. DI NICOLA, R. L. BERGER, P. K. WHITMAN, J. D. MOODY, K. R. MANES, M. L. SPAETH, M. A. BELYAEV, C. A. THOMAS et B. J. MACGOWAN. “Investigation and modeling of optics damage in high-power laser systems caused by light backscattered in plasma at the target”. In : *J. Appl. Phys.* 125.3 (2019), p. 033101. ISSN : 0021-8979. DOI : 10.1063/1.5070066.
- [9] Y. KATO, K. MIMA, N. MIYANAGA, S. ARINAGA, Y. KITAGAWA, M. NAKATSUKA et C. YAMANAKA. “Random phasing of high-power lasers for uniform target acceleration and plasma-instability suppression”. In : *Phys. Rev. Lett.* 53.11 (1984), p. 1057–1060. ISSN : 00319007. DOI : 10.1103/PhysRevLett.53.1057.
- [10] S N DIXIT, J K LAWSON, K R MANES, H T POWELL et K A NUGENT. “Kinoform phase plates for focal plane irradiance profile control.” In : *Opt. Lett.* 19.6 (1994), p. 417–419. ISSN : 0146-9592. DOI : 10.1364/OL.19.000417.
- [11] L. VIDEAU, C. ROUYER, J. GARNIER et A. MIGUS. “Motion of hot spots in smoothed beams”. In : *J. Opt. Soc. Am. A* 16.7 (2007), p. 1672. ISSN : 1084-7529. DOI : 10.1364/josaa.16.001672. URL : <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?uri=JOSAA-16-7-1672>.
- [12] Laurent VIDEAU. “Le lissage optique pour les chaînes laser de puissance”. Thèse de doct. 1998. URL : <http://www.theses.fr/1998EPXX0034>.

- [13] Julien SURVILLE. “Développement et mise en oeuvre de diagnostics spécifiques pour l’analyse d’une figure de tavelures obtenue par lissage optique”. Thèse de doct. 2005. URL : <http://www.theses.fr/2005B0R13122>.
- [14] Harvey A. ROSE et D. F. DuBois. “Statistical properties of laser hot spots produced by a random phase plate”. In : *Phys. Fluids B Plasma Phys.* 5.2 (fév. 1993), p. 590–596. ISSN : 0899-8221. DOI : 10.1063/1.860545. URL : <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.860545>.
- [15] J. GARNIER. “Statistics of the hot spots of smoothed beams produced by random phase plates revisited”. In : *Phys. Plasmas* 6.5 (1999), p. 1601–1610. ISSN : 1070-664X. DOI : 10.1063/1.873413. URL : <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.873413>.
- [16] Aurélie LE CAIN. “Caractéristiques spatiales et temporelles d’une tache focale LMJ”. Thèse de doct. 2012. URL : <http://www.theses.fr/2012B0R14475>.
- [17] Steve HOCQUET. *Optimisation de la modulation de phase utilisée pour les lasers de puissance : Minimisation de la conversion FM-AM tout en conservant les fonctionnalités d’élargissement spectral nécessaire à la fusion*. en. Nov. 2009. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/paste1-00005878/>.
- [18] Martin RABAULT, Jacques LUCE et Denis PENNINCKX. “Random and pseudo-random phase modulations for FM-to-AM reduction in high power lasers”. In : *Appl. Opt.* 57.31 (2018), p. 9287. ISSN : 1559-128X. DOI : 10.1364/ao.57.009287.
- [19] D. PENNINCKX, H. Coïc, A. LEBLANC, A. CHATAGNIER, A. BOURGEADE, E. D’HUMIÈRES et P. LOISEAU. “Impact of FM-AM conversion on smoothing by spectral dispersion”. In : *Proc. SPIE - Int. Soc. Opt. Eng.* 9345 (fév. 2015). Sous la dir. d’Abdul A. S. AWWAL et Monya A. LANE, 93450P. ISSN : 1996756X. DOI : 10.1117/12.2078888. URL : <http://proceedings.spiedigitallibrary.org/proceeding.aspx?doi=10.1117/12.2078888>.
- [20] Christopher A PALMER et Erwin G LOEWEN. *Diffraction grating handbook*. Newport Corporation New York, 2005.
- [21] “Two-Dimensional SSD on OMEGA”. In : *LLE Review* 69 (1996), p. 1–10.
- [22] Laurent VIDEAU. *Rapport général sur le lissage pour la LIL et le LMJ*. Rapp. tech. 2001.
- [23] Gilles RIAZUELO. “Etude theorique et numerique de l’influence du lissage optique sur la filamentation des faisceaux lasers dans les plasmas sous-critiques”. Thèse de doct. 1999. URL : <http://www.theses.fr/1999PA112071>.
- [24] D M PENNINGTON et Robert B EHRlich. “Four-color beam smoothing irradiation system for laser-plasma interaction experiments at LLNL”. In : (1995). DOI : 10.1117/12.228255. URL : <https://www.researchgate.net/publication/241304564>.
- [25] Laurent DIVOL. “Controlling stimulated brillouin backscatter with beam smoothing in weakly damped systems”. In : *Phys. Rev. Lett.* 99.15 (2007), p. 2–5. ISSN : 00319007. DOI : 10.1103/PhysRevLett.99.155003. URL : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.99.155003>.
- [26] William KRUER. *The Physics of Laser Plasma Interactions*. Jan. 2018. DOI : 10.1201/9780429502798. URL : <https://www.taylorfrancis.com/books/9780429502798>.
- [27] Dwight R NICHOLSON. *Introduction to plasma theory*. Wiley New York, 1983.
- [28] P MORA. “Introduction aux plasmas créés par laser”. In : *Cours Ecole Polytechnique, chapitre 2* (2011).
- [29] Tudor Wyatt JOHNSTON et John M. DAWSON. “Correct values for high-frequency power absorption by inverse bremsstrahlung in plasmas”. In : *Phys. Fluids* 16.5 (1973), p. 722. ISSN : 10706631. DOI : 10.1063/1.1694419.
- [30] J FUCHS, C LABAUNE, H BANDULET, P MICHEL, S DEPIERREUX et H A BALDIS. “Reduction of the Coherence Time of an Intense Laser Pulse Propagating through a Plasma”. In : *Phys. Rev. Lett.* 88.19 (2002), p. 195003. ISSN : 0031-9007. DOI : 10.1103/PhysRevLett.88.195003. URL : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.88.195003>.

- [31] R K KIRKWOOD, B J MACGOWAN, D S MONTGOMERY, Bedros B. AFEYAN, W L KRUER, D M PENNINGTON, S C WILKS, J D MOODY, K WHARTON, C. A. BACK, K G ESTABROOK, S H GLENZER, M A BLAIN, R L BERGER, D E HINKEL, B F LASINSKI, E A WILLIAMS, D H MUNRO, B H WILDE et C ROUSSEAU. "Observation of multiple mechanisms for stimulating ion waves in ignition scale plasmas". In : *Phys. Plasmas* 4.5 (1997), p. 1800. ISSN : 1070664X. DOI : 10.1063/1.872293.
- [32] Marshall N. ROSENBLUTH. "Parametric Instabilities in Inhomogeneous Media". In : *Phys. Rev. Lett.* 29.9 (août 1972), p. 565–567. ISSN : 0031-9007. DOI : 10.1103/PhysRevLett.29.565. URL : <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.29.565>.
- [33] S. HÜLLER, P. E. MASSON-LABORDE, D. PESME, M. CASANOVA, F. DETERING et A. MAXIMOV. "Harmonic decomposition to describe the nonlinear evolution of stimulated Brillouin scattering". In : *Phys. Plasmas* 13.2 (2006). ISSN : 1070664X. DOI : 10.1063/1.2168403. URL : <https://aip-scitation-org.docelec.u-bordeaux.fr/doi/abs/10.1063/1.2168403>.
- [34] S. J. KARTTUNEN, J. N. McMULLIN et A. A. OFFENBERGER. "Saturation of stimulated Brillouin scattering by ion wave decay in a dissipative plasma". In : *Phys. Fluids* 24.3 (1981), p. 447–451. ISSN : 10706631. DOI : 10.1063/1.863391. URL : <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.863391>.
- [35] M. CASANOVA, G. LAVAL, R. PELLAT et D. PESME. "Self-generated Loss of coherency in Brillouin scattering and reduction of reflectivity". In : *Phys. Rev. Lett.* 54.20 (1985), p. 2230–2233. ISSN : 00319007. DOI : 10.1103/PhysRevLett.54.2230.
- [36] M. N. ROSENBLUTH, R. B. WHITE et C. S. LIU. "Temporal Evolution of a Three-Wave Parametric Instability". In : *Phys. Rev. Lett.* 31.19 (1973), p. 1190. DOI : 10.1103/PhysRevLett.31.1190. URL : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.31.1190>.
- [37] D W FORSLUND, J M KINDEL et E L LINDMAN. "Theory of stimulated scattering processes in laser-irradiated plasmas". In : *Phys. Fluids* 18.41 (1975), p. 1002–1017. DOI : 10.1063/1.1658762. URL : <http://dx.doi.org/10.1063/1.861248>.
- [38] J. F. DRAKE, P. K. KAW, Y. C. LEE, G. SCHMIDT, C. S. LIU et Marshall N. ROSENBLUTH. "Parametric instabilities of electromagnetic waves in plasmas". In : *Phys. Fluids* 17.4 (1974), p. 778–785. ISSN : 10706631. DOI : 10.1063/1.1694789.
- [39] G. LAVAL, R. PELLAT, D. PESME, A. RAMANI, Marshall N. ROSENBLUTH et E. A. WILLIAMS. "Parametric instabilities in the presence of space-time random fluctuations". In : *Phys. Fluids* 20.12 (1977), p. 2049–2057. ISSN : 10706631. DOI : 10.1063/1.861824.
- [40] E. A. WILLIAMS, J. R. ALBRITTON et M. N. ROSENBLUTH. "Effect of spatial turbulence on parametric instabilities". In : *Phys. Fluids* 22.1 (1979), p. 139–149. ISSN : 10706631. DOI : 10.1063/1.862441.
- [41] R.H. LEHMBERG et S.P. OBENSCHAIN. "Use of induced spatial incoherence for uniform illumination of laser fusion targets". In : *Opt. Commun.* 46.1 (juin 1983), p. 27–31. ISSN : 0030-4018. DOI : 10.1016/0030-4018(83)90024-X. URL : [https://www.sciencedirect-com.docelec.u-bordeaux.fr/science/article/pii/003040188390024X](https://www.sciencedirect.com.docelec.u-bordeaux.fr/science/article/pii/003040188390024X).
- [42] S. OBENSCHAIN, C. PAWLEY, A. MOSTOVYCH, J. STAMPER, J. GARDNER, A. SCHMITT et S. BODNER. "Reduction of Raman Scattering in a Plasma to Convective Levels Using Induced Spatial Incoherence". In : *Phys. Rev. Lett.* 62.7 (1989), p. 768–771. ISSN : 0031-9007. DOI : 10.1103/PhysRevLett.62.768. URL : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.62.768>.
- [43] Harvey A. ROSE et D. F. DuBois. "Laser hot spots and the breakdown of linear instability theory with application to stimulated Brillouin scattering". In : *Phys. Rev. Lett.* 72.18 (mai 1994), p. 2883–2886. ISSN : 00319007. DOI : 10.1103/PhysRevLett.72.2883. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.72.2883>.
- [44] S. H. GLENZER, L. J. SUTER, R. L. BERGER, K. G. ESTABROOK, B. A. HAMMEL, R. L. KAUFFMAN, R. K. KIRKWOOD, B. J. MACGOWAN, J. D. MOODY, J. E. ROTHENBERG et R. E. TURNER. "Hohlraum energetics with smoothed laser beams". In : *Phys. Plasmas* 7.6 (2000), p. 2585–2593. ISSN : 10897674. DOI : 10.1063/1.874100.

- [45] A. MOSTOVYCH, S. OBENSCHAIN, J. GARDNER, J. GRUN, K. KEARNEY, C. MANKA, E. McLEAN et C. PAWLEY. “Brillouin scattering measurements from plasmas irradiated with spatially and temporally incoherent laser light”. In : *Phys. Rev. Lett.* 59.11 (1987), p. 1193–1196. issn : 0031-9007. doi : 10.1103/PhysRevLett.59.1193. url : <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.59.1193>.
- [46] P. N. GUZDAR, C. S. LIU et R. H. LEHMBERG. “The effect of bandwidth on the convective Raman instability in inhomogeneous plasmas”. In : *Phys. Fluids B* 3.10 (1991), p. 2882–2888. issn : 08998221. doi : 10.1063/1.859921.
- [47] R. L. BERGER, E. LEFEBVRE, A. B. LANGDON, J. E. ROTHENBERG, C. H. STILL et E. A. WILLIAMS. “Stimulated Raman and Brillouin scattering of polarization-smoothed and temporally smoothed laser beams”. In : *Phys. Plasmas* 6.4 (1999), p. 1043–1047. issn : 1070664X. doi : 10.1063/1.873713.
- [48] Ph MOUNAIX, L. DIVOL, S. HÜLLER et V. T. TIKHONCHUK. “Effects of spatial and temporal smoothing on stimulated Brillouin scattering in the independent-hot-spot model limit”. In : *Phys. Rev. Lett.* 85.21 (nov. 2000), p. 4526–4529. issn : 00319007. doi : 10.1103/PhysRevLett.85.4526. url : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.85.4526>. [http://prl.aps.org/pdf/PRL/v85/i21/p4526%7B%5C%7D1%20https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.85.4526](http://prl.aps.org/abstract/PRL/v85/i21/p4526%7B%5C%7D1%7B%5C%7D5Cnhttp://prl.aps.org/pdf/PRL/v85/i21/p4526%7B%5C%7D1%20https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.85.4526).
- [49] R L BERGER, B I COHEN, C D DECKER, S DIXIT, S H GLENZER, D E HINKEL, R K KIRKWOOD, A B LANGDON, E LEFEBVRE, B J MACGOWAN, J D MOODY, J E ROTHENBERG, C ROUSSEAU, C H STILL, L J SUTER et E A WILLIAMS. *Laser beam smoothing and backscatter saturation processes in plasmas relevant to National Ignition Facility hohlraums*. English. Oct. 1998. url : <http://digital.library.unt.edu/ark:/67531/metadc694319/>.
- [50] S. H. GLENZER, L. J. SUTER, R. E. TURNER, B. J. MAC GOWAN, K. G. ESTABROOK, M. A. BLAIN, S. N. DIXIT, B. A. HAMMEL, R. L. KAUFFMAN, R. K. KIRKWOOD, O. L. LANDEN, M. C. MONTEIL, J. D. MOODY, T. J. ORZECZOWSKI, D. M. PENNINGTON, G. F. STONE et T. L. WEILAND. “Energetics of inertial confinement fusion hohlraum plasmas”. In : *Phys. Rev. Lett.* 80.13 (1998), p. 2845–2848. issn : 10797114. doi : 10.1103/PhysRevLett.80.2845.
- [51] J. D. MOODY, B. J. MACGOWAN, J. E. ROTHENBERG, R. L. BERGER, L. DIVOL, S. H. GLENZER, R. K. KIRKWOOD, E. A. WILLIAMS et P. E. YOUNG. “Backscatter reduction using combined spatial, temporal, and polarization beam smoothing in a long-scale-length laser plasma”. In : *Physical Review Letters* 86.13 (mar. 2001), p. 2810–2813. issn : 00319007. doi : 10.1103/PhysRevLett.86.2810.
- [52] François WALRAET, Gilles RIAZUELO et Guy BONNAUD. “Propagation in a plasma of a laser beam smoothed by longitudinal spectral dispersion”. In : *Phys. Plasmas* 10.3 (fév. 2003), p. 811–819. issn : 1070664X. doi : 10.1063/1.1539472. url : <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.1539472>.
- [53] Gilles RIAZUELO et Guy BONNAUD. “Coherence properties of a smoothed laser beam in a hot plasma”. In : *Phys. Plasmas* 7.10 (sept. 2000), p. 3841–3844. issn : 1070664X. doi : 10.1063/1.1290447. url : <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.1290447>.
- [54] Laurent DIVOL, R. L. BERGER, S. H. GLENZER, A. B. LANGDON, C. H. STILL et E. A. WILLIAMS. “Modeling of SBS and Thomson scattering measurements on CO₂ gasbags (Nova) with pF3D”. In : *Am. Phys. Soc.* (2000). url : <http://adsabs.harvard.edu/abs/2000APS..DPPWP1063D>.
- [55] P. E. MASSON-LABORDE, S. HÜLLER, D. PESME, M. CASANOVA, P. LOISEAU et Ch. LABAUNE. “Modeling parametric scattering instabilities in large-scale expanding plasmas”. In : *J. Phys. IV* 133 (juin 2006), p. 247–251. doi : 10.1051/jp4:2006133050. url : <http://www.edpsciences.org/10.1051/jp4:2006133050>.
- [56] P. LOISEAU, O. MORICE, D. TEYCHENNÉ, M. CASANOVA, S. HÜLLER et D. PESME. “Laser-beam smoothing induced by stimulated brillouin scattering in an inhomogeneous plasma”. In : *Phys. Rev. Lett.* 97.20 (nov. 2006), p. 205001. issn : 10797114. doi : 10.1103/PhysRevLett.97.205001. url : <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.97.205001>.

- [57] Ph BALLEREAU, M. CASANOVA, F. DUBOC, D. DUREAU, H. JOURDREN, P. LOISEAU, J. METRAL, O. MORICE et R. SENTIS. "Simulation of the paraxial laser propagation coupled with hydrodynamics in 3D geometry". In : *J. Sci. Comput.* 33.1 (août 2007), p. 1–24. ISSN : 08857474. DOI : 10.1007/s10915-007-9135-y. URL : <http://link.springer.com/10.1007/s10915-007-9135-y>.
- [58] Olivier MORICE. "Miro : Complete modeling and software for pulse amplification and propagation in high-power laser systems". In : *Opt. Eng.* 42.6 (2003), p. 1530. ISSN : 0091-3286. DOI : 10.1117/1.1574326. URL : <http://opticalengineering.spiedigitallibrary.org/article.aspx?doi=10.1117/1.1574326>.
- [59] Antoine BOURGADE. *Premiers calculs temporels du champ total créé par les faisceaux du LMJ à l'entrée du Holhraum*. Document interne. 2009.
- [60] A. LE CAIN, G. RIAZUELO et J. M. SAJER. "Statistical spatial properties of speckle patterns generated by multiple laser beams". In : *Phys. Plasmas* 18.8 (août 2011), p. 082711. ISSN : 1070664X. DOI : 10.1063/1.3626542. URL : <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.3626542>.
- [61] John R. CARSON. "Notes on the Theory of Modulation". In : *Proc. IEEE* (1963). ISSN : 15582256. DOI : 10.1109/PROC.1963.2322.
- [62] Ronald Newbold BRACEWELL. *The Fourier Transform and Its Applications : Third Edition*. T. 34. 8. 2000, p. 616. ISBN : 9780071160438. DOI : 10.1049/ep.1965.0268. URL : <http://books.google.com/books?id=eCH2KgAACAAJ%7B%5C%7Ddq=fourier+transform+and+its+applications+inauthor:bracewell%7B%5C%7Dh1=%7B%5C%7Dcd=1%7B%5C%7Dsource=gbs%7B%5C%7Dapi%7B%5C%7D0Apapers2://publication/uuid/09760D61-650F-46B0-8501-827B8F402D4C>.
- [63] S. LAFFITE et P. LOISEAU. "Design of an ignition target for the laser megajoule, mitigating parametric instabilities". In : *Phys. Plasmas* 17.10 (oct. 2010), p. 102704. ISSN : 1070664X. DOI : 10.1063/1.3489309. URL : <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.3489309>.
- [64] D. E. HINKEL, L. F. BERZAK HOPKINS, T. MA, J. E. RALPH, F. ALBERT, L. R. BENEDETTI, P. M. CELLIERS, T. DÖPPNER, C. S. GOYON, N. IZUMI, L. C. JARROTT, S. F. KHAN, J. L. KLINE, A. L. KRITCHER, G. A. KYRALA, S. R. NAGEL, A. E. PAK, P. PATEL, M. D. ROSEN, J. R. RYGG, M. B. SCHNEIDER, D. P. TURNBULL, C. B. YEAMANS, D. A. CALLAHAN et O. A. HURRICANE. "Development of Improved Radiation Drive Environment for High Foot Implosions at the National Ignition Facility". In : *Phys. Rev. Lett.* 117.22 (nov. 2016), p. 225002. ISSN : 10797114. DOI : 10.1103/PhysRevLett.117.225002. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.117.225002>.
- [65] M. CASANOVA, S. HÜLLER, A. MAXIMOV, P. E. MASSON-LABORDE, D. PESME et F. DETERING. "Harmonic decomposition to describe the nonlinear evolution of stimulated Brillouin scattering". In : *Phys. Plasmas* 13.2 (2006), p. 022703. ISSN : 1070-664X. DOI : 10.1063/1.2168403.
- [66] R. L. BERGER, C. H. STILL, E. A. WILLIAMS et A. B. LANGDON. "On the dominant and subdominant behavior of stimulated Raman and Brillouin scattering driven by nonuniform laser beams". In : *Phys. Plasmas* 5.12 (1998), p. 4337–4356. ISSN : 1070664X. DOI : 10.1063/1.873171.
- [67] V T TIKHONCHUK, Ph MOUNAIX et D PESME. "Stimulated Brillouin scattering reflectivity in the case of a spatially smoothed laser beam interacting with an inhomogeneous plasma". In : *Phys. Plasmas* 4.7 (1997), p. 2658. ISSN : 1070664X. DOI : 10.1063/1.872351. URL : <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.872351>.
- [68] S HÜLLER, Ph MOUNAIX et VT TIKHONCHUK. "SBS reflectivity from spatially smoothed laser beams : Random phase plates versus polarization smoothing". In : *Physics of Plasmas* 5.7 (1998), p. 2706–2711.
- [69] M. DULUC, D. PENNINGCKX, P. LOISEAU, G. RIAZUELO et E. D'HUMIÈRES. "Reducing FM-to AM conversion in ICF lasers using spectral distribution". In : *Physical Review Applied* (2019). Soumis.
- [70] C. L. TANG. "Saturation and spectral characteristics of the Stokes emission in the stimulated Brillouin process". In : *J. Appl. Phys.* 37.8 (juil. 1966), p. 2945–2955. ISSN : 00218979. DOI : 10.1063/1.1703144. URL : <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.1703144>.

- [71] John D. LINDL, Peter AMENDT, Richard L. BERGER, S. Gail GLENDINNING, Siegfried H. GLENZER, Steven W. HAAN, Robert L. KAUFFMAN, Otto L. LANDEN et Laurence J. SUTER. "The physics basis for ignition using indirect-drive targets on the National Ignition Facility". In : *Phys. Plasmas* 11.2 (jan. 2004), p. 339. ISSN : 1070664X. DOI : 10.1063/1.1578638. URL : <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/pop/11/2/10.1063/1.1578638><http://link.aip.org/link/PHPAEN/v11/i2/p339/s1%7B%5C%7DAgg=doi>.
- [72] John R MURRAY, J Ray SMITH, RB EHRlich, DT KYRAZIS, CE THOMPSON, TL WEILAND et RUSSELL B WILCOX. "Experimental observation and suppression of transverse stimulated Brillouin scattering in large optical components". In : *JOSA B* 6.12 (1989), p. 2402–2411.
- [73] Steve HOCQUET, Denis PENNINGCKX, Edouard BORDENAVE, Claude GOUÉDARD et Yves JAOUËN. "FM-to-AM conversion in high-power lasers". In : *Appl. Opt.* 47.18 (juin 2008), p. 3338. ISSN : 0003-6935. DOI : 10.1364/AO.47.003338. URL : <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ao-47-18-3338>.
- [74] R. L. BERGER, B. F. LASINSKI, A. B. LANGDON, T. B. KAISER, B. B. AFEYAN, B. I. COHEN, C. H. STILL et E. A. WILLIAMS. "Influence of spatial and temporal laser beam smoothing on stimulated Brillouin scattering in filamentary laser light". In : *Phys. Rev. Lett.* (1995). ISSN : 00319007. DOI : 10.1103/PhysRevLett.75.1078.
- [75] B. J. MACGOWAN, B. B. AFEYAN, C. A. BACK, R. L. BERGER, G. BONNAUD, M. CASANOVA, B. I. COHEN, D. E. DESENNE, D. F. DUBOIS, A. G. DULIEU, K. G. ESTABROOK, J. C. FERNANDEZ, S. H. GLENZER, D. E. HINKEL, T. B. KAISER, D. H. KALANTAR, R. L. KAUFFMAN, R. K. KIRKWOOD, W. L. KRUER, A. B. LANGDON, B. F. LASINSKI, D. S. MONTGOMERY, J. D. MOODY, D. H. MUNRO, L. V. POWERS, H. A. ROSE, C. ROUSSEAU, R. E. TURNER, B. H. WILDE, S. C. WILKS et E. A. WILLIAMS. "Laser-plasma interactions in ignition-scale hohlraum plasmas". In : *Phys. Plasmas* 3.5 (mai 1996), p. 2029–2040. ISSN : 1070-664X. DOI : 10.1063/1.872000. URL : <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.872000>.
- [76] William L KRUER, Scott C WILKS, Bedros B AFEYAN et Robert K KIRKWOOD. "Energy transfer between crossing laser beams". In : *Physics of Plasmas* 3.1 (1996), p. 382–385.
- [77] RK KIRKWOOD, BB AFEYAN, WL KRUER, BJ MACGOWAN, JD MOODY, DS MONTGOMERY, DM PENNINGTON, TL WEILAND et SC WILKS. "Observation of energy transfer between frequency-mismatched laser beams in a large-scale plasma". In : *Physical review letters* 76.12 (1996), p. 2065.
- [78] JD MOODY, P MICHEL, L DIVOL, RL BERGER, E BOND, DK BRADLEY, DA CALLAHAN, EL DEWALD, S DIXIT, MJ EDWARDS et al. "Multistep redirection by cross-beam power transfer of ultrahigh-power lasers in a plasma". In : *Nature Physics* 8.4 (2012), p. 344.
- [79] David EIMERL, E Michael CAMPBELL, William F KRUPKE, Jason ZWEIBACK, WL KRUER, John MAROZAS, J ZUEGEL, J MYATT, J KELLY, D FROULA et al. "StarDriver : a flexible laser driver for inertial confinement fusion and high energy density physics". In : *Journal of Fusion Energy* 33.5 (2014), p. 476–488.
- [80] J GARNIER, Laurent VIDEAU, G GOUÉDARD et A MIGUS. "Statistical analysis for beam smoothing and some applications". In : *J. Opt. Soc. Am.* 14.8 (1997), p. 1928–1937.
- [81] M. DULUC, D. PENNINGCKX, P. LOISEAU, G. RIAZUELO, A. BOURGEADE, A. CHATAGNIER et E. D'HUMIÈRES. "Comparison of longitudinal and transverse smoothing by spectral dispersion on stimulated Brillouin backscattering in inertial confinement fusion plasmas". In : *Phys. Plasmas* 26.4 (2019), p. 042707. ISSN : 1070-664X. DOI : 10.1063/1.5089113. URL : <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.5089113>.

Table des matières

Résumé	iii
Sommaire	v
Introduction	1
Comment arriver à la fusion?	1
L'attaque directe	2
L'attaque indirecte	2
L'interaction laser-plasma pour la FCI	3
Les plasmas de FCI	3
Les instabilités de désintégration	5
Les instabilités d'autofocalisation et de filamentation	6
Une zoologie importante d'instabilités	7
Le lissage optique des faisceaux lasers	7
Le lissage spatial	8
Le lissage temporel	9
Le lissage par double polarisation	9
Objectifs et plan de la thèse	9
Objectifs	9
Plan du manuscrit	10
I Modèles théoriques et numériques	11
1 Le lissage optique des lasers de puissance	13
1.1 Pourquoi le lissage optique?	14
1.2 La notion de cohérence	15
1.3 Définition d'une figure de tavelures	16
1.4 Principe du lissage optique	19
1.5 Caractérisation des figures lissées	21
1.5.1 Aspect spatial	22
1.5.2 Aspect temporel	22
1.5.3 Couplage spatio-temporel	22
1.6 Mise en forme spatiale par lame de phase	23
1.6.1 Lame de phase aléatoire	23
1.6.2 Lame de phase à déphasage continu	25
1.6.3 Lame de phase théorique pour simulations	25
1.7 Aperçu de différentes techniques de lissage	25
1.7.1 Lissage par dispersion spectrale	26
1.7.2 Lissage par double polarisation	29
1.7.3 Lissage multi couleurs	30
1.8 Conclusion	30

2	L'instabilité paramétrique Brillouin stimulée dans les plasmas de fusion	31
2.1	Description fluide d'un plasma	32
2.2	Les ondes plasma	33
2.2.1	Les ondes plasmas électroniques	33
2.2.2	Les ondes acoustiques ioniques	34
2.3	Propagation d'un onde électromagnétique	34
2.3.1	Relation de dispersion	35
2.3.2	Force pondéromotrice	35
2.4	L'instabilité de diffusion Brillouin stimulée (SBS)	36
2.4.1	Description de l'instabilité	37
2.4.2	Relation de dispersion	38
2.4.3	Taux de croissance	39
2.5	Régimes d'instabilités absolues et convectives	39
2.5.1	Prise en compte de l'amortissement	39
2.5.2	Le régime d'instabilité convective	41
2.5.3	Le régime d'instabilité absolue	42
2.6	Régime non-linéaire et sensibilité de l'instabilité Brillouin stimulée	42
2.6.1	Phénomènes non linéaires	42
2.6.2	Sensibilités aux inhomogénéités	43
2.7	Influence du lissage optique	44
3	Méthodologie de la simulation	47
3.1	Comment simuler l'interaction laser-plasma?	48
3.2	Le code $H\rho\alpha$ (HERA)	49
3.2.1	Le modèle numérique	49
3.2.2	Conditions laser entrantes	50
3.2.3	Aperçu des paramètres	51
3.3	Code de simulation du lissage et de la propagation laser : LMJ_FOC	56
3.3.1	Cas harmonique	57
3.3.2	Approche temporelle	58
3.3.3	Déroulement d'un simulation	60
3.3.4	Descriptions des fichiers de données	61
3.3.5	Descriptions des fichiers de sorties	62
3.4	Conclusion	65
II	Comparaison entre le lissage par dispersion spectrale transverse et longitudinale	67
4	Études statistiques de la tache focale du LDST et LDSL	69
4.1	Description des techniques de lissage	70
4.1.1	Technique de Lissage par Dispersion Spectrale Transverse LDST	70
4.1.2	Technique de Lissage par Dispersion Spectrale Longitudinale LDSL	72
4.2	Paramétrer la comparaison des deux lissages	73
4.2.1	Paramètres des lissages	73
4.2.2	Paramètres de la simulation	75
4.3	Observation de la propagation dans le vide	75
4.3.1	Contraste	77
4.3.2	Intensité des points chauds	78
4.3.3	Forme des points chauds	78
4.3.4	Dynamique des points chauds	79
4.4	Conclusion	83

5	Comparaison du LDST et LDSL sur la rétrodiffusion Brillouin stimulée	85
5.1	Contexte des simulations	86
5.2	Comparaison du LDST et LDSL par simulations numériques	87
5.2.1	Initialisation du niveau de bruit pour la RBS	87
5.2.2	Les limites de la simulation 2D	88
5.2.3	Mesure de la rétrodiffusion dans les simulations 3D	88
5.3	Interprétation par le modèle des rayons	88
5.4	Interprétation par le modèle des points chauds	93
5.4.1	Paramètres microscopiques impliqués dans la génération de la RBS	93
5.4.2	Intensité	96
5.4.3	Largeur et vitesse transverse	96
5.4.4	Longueur effective d'interaction	96
5.4.5	Traiter séparément longueur et vitesse	98
5.5	Conclusion	100
III	Performances d'une chaîne laser LMJ	103
6	Études d'un quadruplet LMJ	105
6.1	Chaîne laser du LMJ	106
6.1.1	Architecture	106
6.1.2	Justification des choix de lissage	109
6.1.3	Améliorer les performances	110
6.2	Du cas idéal au quadruplet LMJ	110
6.2.1	Simulations 3D de la configuration nominale du LMJ	110
6.2.2	Écart au cas idéal	112
6.2.3	Synchronisation en centre chambre	115
6.3	Réduction de l'effet de conversion FM-AM	116
6.3.1	Conversion FM-AM	116
6.3.2	Comment réduire la profondeur de modulation?	118
6.3.3	Répartition spectrale	120
6.4	Conclusion	124
	Conclusions et perspectives	125
	Conclusions	125
	Perspectives	127
	Bibliographie	129
	Table des matières	135